

На правах рукописи

**Хан Дон Ен**

**ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ  
МОЛИБДЕНА**

Специальность 01.04.16 —  
«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

**Автореферат**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва - 2016

Работа выполнена на кафедре общей ядерной физики физического факультета Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»

Научный руководитель: **Ишханов Борис Саркисович**  
доктор физико-математических наук,  
профессор кафедры общей ядерной физики  
физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова

Официальные оппоненты: **Манохин Василий Николаевич**,  
доктор физико-математических наук,  
главный научный сотрудник,  
Государственный научный центр Российской Федерации —  
Физико-энергетический институт имени А.И.Лейпунского.

**Троцкий Сергей Юрьевич**  
кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник  
Федеральное Государственное бюджетное научное учреждение  
Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных  
материалов.

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской Академии Наук

Защита состоится 20. 05. 2016 г. в \_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д 501.001.77 на базе Московского Государственного Университета им. М. В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 5 («19 корпус НИИЯФ МГУ»), ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИИЯФ МГУ и на вебсайте <http://www.sinp.msu.ru/ru/dissertations/24527>.

Автореферат разослан \_\_\_\_\_ 2016 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
Д 501.001.77  
доктор физико-математических  
наук, профессор

С. И. Страхова

# Общая характеристика работы

## Актуальность темы диссертации

Исследования взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомными ядрами является одним из основных методов изучения свойств атомных ядер.

Фотоядерные реакции протекают за счет электромагнитного взаимодействия, свойства которого хорошо изучены, и механизм передачи энергии от налетающего  $\gamma$ -кванта исследуемому ядру известен точно.

В области энергии 10 - 30 МэВ основным механизмом взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомными ядрами является образование гигантского дипольного резонанса ГДР.

ГДР является наиболее известным и хорошо изученным примером большого семейства гигантских резонансов различной мультипольности, имеющих коллективную природу. Коллективные  $E1$  возбуждения обусловлены колебанием всех протонов относительно всех нейтронов.

Явление ГДР предсказано А.Б.Мигдалом[1] в 1945 году и через 2 года было открыто Болдвином и Клайбером[2]. В настоящее время накоплен огромный экспериментальный материал по фоторасщеплению в области энергий ГДР практически всех известных стабильных ядер.

Основными каналами распада ГДР являются распады с испусканием нейтронов и протонов.

В нескольких работах фотоядерные реакции на изотопах Мо в энергетической области ГДР исследовались прямыми методами детектирования нейтронов [3, 4, 5]. Методы прямой регистрации нейтронов малоэффективны при относительно большой энергии фотонов ( $E_\gamma \gtrsim$  ГДР). В этой энергетической области при фоторасщеплении ядер начинают доминировать реакции с вылетом нескольких нейтронов, при этом методы прямой регистрации нейтронов не позволяют надежно разделять реакции различной множественности. Особенно сильно этот недостаток проявляется при измерении сечений фотонуклонных реакций прямыми методами на средних и тяжелых ядрах, в которых доминируют реакции с эмиссией нейтронов. Отсутствие надежной экспериментальной информации о различных каналах фоторасщепления ядер не позволяет сделать однозначные выводы о механизме распада гигантского дипольного резонанса средних и тяжелых ядер, а также о механизме процессов в области высокоэнергичного участка сечения фоторасщепления, таких как квадрупольное и квазидейтронное ядерное фоторасщепление.

В настоящей работе для экспериментального исследования фотоядерных реакций применялся метод наведенной активности, в котором в отличие от методов прямой регистрации нейтронов однозначно определяется конечное ядро, что позволяет разделить фотонуклонные реакции различного типа. В методе наведенной активности мишень облучается пучком тормозных фотонов и затем перемещается к спектрометру, на котором происходит измерение спектров остаточной  $\gamma$ -активности облученного образца.

По результатам одного эксперимента можно получить информацию о всех фотонуклонных реакциях, произошедших на различных изотопах мишени. Это позволяет понять, как на конкуренцию различных каналов фоторасщепления влияет соотношение между числом протонов и нейтронов в ядре. Высокая чувствительность метода наведенной активности позволяет исследовать различные каналы фоторасщепления атомных ядер с вылетом большого числа нуклонов и низкими сечениями реакций, недоступных для наблюдений методами прямой регистрации. Возможность проводить длительные измерения вне пучка позволяет с достаточной статистикой измерять активность ядер с большим периодом полураспада, что дает возможность получить достоверную информацию о парциальных каналах реакций.

Конечным результатом измерений методом наведенной активности является определение выхода радиоактивных ядер, образовавшихся в мишени при облучении  $\gamma$ -квантами. В настоящее время успешному применению данного метода исследований способствуют наличие высокоинтенсивных ускорителей электронов с энергиями до нескольких десятков мегаэлектронвольт, использование эффективных гамма-спектрометров с высоким разрешением из сверхчистого германия, а также обширные и надежные данные о свойствах ядер и распадах образующихся изотопов, систематизированные в международных базах ядерных данных [6].

В настоящей работе изучались фотоядерные реакции на естественной смеси изотопов молибдена в области энергий фотонов до 67.7 МэВ.

### Цель диссертационной работы

Основной целью данной работы является измерение выходов фотоядерных реакций на стабильных изотопах молибдена и исследование характеристик фотоядерных реакций в зависимости от массового числа изотопа молибдена.

Для исследования был использован метод регистрации наведенной активности. Образец естественной смеси молибдена был облучен тормозным излучением с максимальными энергиями 19.5 МэВ, 29.1 МэВ и 67.7 МэВ в течение 1 - 4.5 часов. Выходы фотоядерных реакций были определены, анализируя пики  $\gamma$ -линий в спектрах остаточной активности облученного образца молибдена.

Проанализированы результаты теоретических расчетов сечений фотоядерных реакций на изотопах  $^{90-104}\text{Mo}$  с помощью программы TALYS [7] и по комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФР) [8]. Полученные результаты расчетов сравнивались с результатами выполненных экспериментов.

### Основные результаты, полученные в диссертации

1. С помощью  $\gamma$ -активационной методики впервые измерены выходы фотоядерных реакций на стабильных изотопах молибдена под действием тормозных  $\gamma$ -квантов при трех значениях верхней границы тормозного спектра 19.5 МэВ, 29.1 МэВ и 67.7 МэВ.

2. В спектрах  $\gamma$ -квантов облученных образцов молибдена было обнаружено около 100 максимумов, которые были идентифицированы на основе имеющейся мировой спектроскопической информации и периодам полураспада изотопов. В результате анализа обнаруженных максимумов были получены выходы следующих реакций:  
 $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ ,  $^{100}\text{Mo}(\gamma, np)^{98}\text{Nb}$ ,  $^{100}\text{Mo}(\gamma, np)^{98m}\text{Nb}$ ,  $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb}$ ,  $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97m}\text{Nb}$ ,  
 $^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb}$ ,  $^{98}\text{Mo}(\gamma, np)^{96}\text{Nb}$ ,  $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95}\text{Nb}$ ,  $^{97}\text{Mo}(\gamma, np)^{95}\text{Nb}$ ,  $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m}\text{Nb}$ ,  
 $^{97}\text{Mo}(\gamma, np)^{95m}\text{Nb}$ ,  $^{94}\text{Mo}(\gamma, n)^{93}\text{Mo}$ ,  $^{95}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{93}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Mo}(\gamma, n)^{93m}\text{Mo}$ ,  $^{95}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{93m}\text{Mo}$ ,  
 $^{94}\text{Mo}(\gamma, np)^{92}\text{Nb}$ ,  $^{94}\text{Mo}(\gamma, np)^{92m}\text{Nb}$ ,  $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)^{91}\text{Mo}$ ,  $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)^{91m}\text{Mo}$ ,  $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91}\text{Nb}$ ,  
 $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$ ,  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)^{90}\text{Mo}$ ,  $^{92}\text{Mo}(\gamma, np)^{90}\text{Nb}$ ,  $^{92}\text{Mo}(\gamma, np)^{90m}\text{Nb}$ ,  $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np)^{89}\text{Nb}$ ,  
 $^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np)^{89m}\text{Nb}$ .
3. При распаде гигантского дипольного резонанса с испусканием протонов существенно изоспиновое расщепление резонанса – при уменьшении массового числа изотопов молибдена величина изоспинового расщепления уменьшается на 3.7 МэВ, а интенсивность компонент увеличивается в 8 раз. Запрет распада состояний  $T_{>}(A, Z)$  на низколежащие возбужденные состояния  $(A-1, Z)$  приводит к усилению каналов распада с испусканием протонов.
4. Сравнения полученных в диссертации экспериментальных данных с теоретическими расчетами на основе модели TALYS и Комбинированной Модели Фотоядерных Реакций показали, что для относительно тяжелых изотопов ( $A \geq 93$ ) доминирует реакция  $(\gamma, n)$ , в то время как для относительно легких изотопов ( $A \leq 92$ ) выход  $(\gamma, p)$  превышает выход реакции  $(\gamma, n)$ .
5. Выход суммарной реакции  $(\gamma, \text{abs})$  увеличивается с ростом массового числа из-за роста выхода реакции  $(\gamma, 2n)$ . При увеличении числа нейтронов изотопов молибдена уменьшается энергия отделения нейтронов, что приводит к существенному увеличению средней энергии нейтронов, вылетающих в результате данной реакции, росту проницаемости потенциального барьера и, соответственно, росту вероятности эмиссии нейтронов.
6. Увеличение выхода реакции  $(\gamma, p)$  в изотопе  $^{92}\text{Mo}$  обусловлено оболочечной структурой легких изотопов молибдена. В изотопе  $^{92}\text{Mo}$  заполнен уровень  $1g_{9/2}$  и при дальнейшем увеличении числа нейтронов они заполняют одночастичные уровни оболочки  $N=56-82$  отделенной от оболочки  $N=28-50$  3-4 МэВ.

## Научная новизна работы

1. Впервые экспериментально измерены выходы фотоядерных реакций на естественной смеси молибдена под действием тормозных  $\gamma$ -квантов с тремя максимальными энергиями 19.5 МэВ, 29.1 МэВ и 67.7 МэВ.

2. Впервые определены зависимости выходов различных фотоядерных реакций на изотопах молибдена от массового числа изотопа.
3. Впервые проведено сравнение экспериментально измеренных выходов реакций с теоретическими расчетами. Показано согласие в описании различных каналов реакции и указаны причины различий экспериментальных данных и теоретических расчетов.

**Научная и практическая значимость работы** состоит в том, что разработанная методика измерений и анализа эмпирических данных важна для подготовки и проведения аналогичных экспериментов при других энергиях и изотопах.

1. Полученные данные о фотонейтронном выходе на изотопе  $^{100}\text{Mo}$  показывают возможность использования ускорителя электронов для наработки  $^{99m}\text{Tc}$ , широко используемого в медицинской диагностике.
2. Показана возможность образования обойденных изотопов  $^{92,94}\text{Mo}$  в фотоядерных реакциях в природных условиях нуклеосинтеза.
3. Полученные данные о выходах фотоядерных реакций изотопов молибдена необходимы в связи с проблемами трансмутации отходов атомной энергетики.

**На защиту выносятся:**

1. Механизм распада гигантского дипольного резонанса изотопов Mo.
2.  $\gamma$ -активационный метод анализа продуктов фотоядерной реакции.
3. Расчет выходов фотоядерных реакций на основе анализа остаточной активности.
4. Сравнение экспериментальных результатов и теоретических расчетов на основе программы TALYS и Комбинированной Модели Фотоядерных Реакций КМФР.

**Личный вклад диссертанта работы** состоял в активном участии в проведении измерений на ускорителе.

1. Диссертант провел расшифровку и физический анализ измеренных спектров  $\gamma$ -квантов активированных образцов.
2. Диссертантом проведен анализ различных каналов реакций и оценены величины выходов реакций.
3. Диссертант сравнил полученные экспериментальные данные с результатами теоретических моделей.

## Публикации

Используемая методика и основные результаты были опубликованы в 3 статьях в реферируемых журналах.

1. Фоторасщепление изотопов молибдена / Б. Ишханов, И. Капитонов, А. Кузнецов ... Д.Е. Хан // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия. — 2014. — № 1. — С. 35–43.
2. Фотоядерные реакции на изотопах молибдена / Б. Ишханов, И. Капитонов, А. Кузнецов ... Д.Е. Хан // Ядерная физика. — 2014. — Т. 77, № 11. — С. 1427–1435.
3. Ядерная спектроскопия изотопов молибдена / Б. Ишханов, И. Капитонов, А. Кузнецов ... Д.Е. Хан // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия. — 2016. — № 1 С. 3-34

## Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы были доложены автором на международных конференциях и межвузовских научных школах:

1. Труды XIV Межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине» (26-27ноября 2013 г. НИИЯФ, МГУ имени Ломоносова, Москва, Россия) [9].
2. Труды XV межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии медицине» (25-26 ноября 2014 г. НИИЯФ, МГУ имени Ломоносова, Москва, Россия) [10].
3. Труды XVI Межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии медицине» (24-25 ноября 2015 г. НИИЯФ, МГУ имени Ломоносова, Москва, Россия) [11].
4. XIV Международный Семинар по электромагнитным взаимодействиям ядер EMIN-2015 (5-8 октября 2015, Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия) [12].
5. Korean Physical Society 2015 fall meeting (21-23 октября 2015, г. Кёнджу, Республика Корея) [13].

## Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Объем диссертации составляет 131 страницу машинописного текста. Она включает 71 рисунок и 33 таблицы. Список цитированной литературы состоит из 87 наименований.

## Содержание работы

**Во введении** дается краткое описание ГДР, особенности фоторасщепления атомных ядер, история развития представления о ГДР, сформулированы цели, основные результаты, полученные в диссертации, научная значимость и значение полученных результатов исследования для практики.

**В первой главе** приводятся основные характеристики изотопов Мо.

Изотопы Мо дают уникальную возможность исследовать изменение свойств атомных ядер в районе магического числа  $N=50$  и при заполнении нейтронами оболочки  $N=50-82$ . В настоящее время известно 35 изотопов Мо, из них 7 стабильных изотопов  $^{92,94-98,100}\text{Mo}$ , остальные изотопы  $\beta$ -радиоактивные.

Из проведенного в диссертации анализа низколежащих возбужденных состояний изотопов Мо следует, что низколежащие возбужденные состояния изотопов Мо с числом нейтронов вблизи магического числа  $N=50$  хорошо описываются в рамках одночастичной оболочечной модели ядра. Спаривание нейтронов приводит к описанию спектров низколежащих состояний как одночастичные переходы неспаренного нейтрона (изотопы  $^{91,93}\text{Mo}$ ).

С увеличением числа нейтронов по мере заполнения оболочки  $N=50-82$  происходит увеличение деформации ядра и большую роль начинают играть возбужденные состояния, обусловленные связью одночастичных и коллективных возбуждений. Возбужденные состояния изотопов  $A>100$  хорошо описываются на основе модели Нильссона. Если в легких изотопах Мо особенную роль играют колебательные степени свободы и связь одночастичных и колебательных степеней свободы. В тяжелых изотопах Мо возникает статическая деформация, что приводит к образованию вращательных полос, обусловленных связью одночастичных состояний в деформированном потенциале и вращательных степеней свободы.

В области изотопов Мо с массовым числом  $A=90-100$  форма атомного ядра близка к форме трехосного эллипсоида. Эти особенности основных состояний изотопов Мо проявляются при больших энергиях, в частности, при возбуждении гигантского дипольного резонанса ( $E_\gamma=10-30\text{МэВ}$ ).

**Во второй главе** диссертации обсуждаются результаты измерений сечений фотоядерных реакций на изотопах Мо.

Сечения фотоядерных реакций на изотопах Мо измерялись в трех различных типах экспериментов:

1. на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения.
2. на пучках квазимонохроматических фотонов.
3. на пучках  $\gamma$ -квантов обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на пучке электронов.



Сечения фотоядерных реакций на изотопах молибдена в области энергий гигантского дипольного резонанса были измерены в нескольких работах [14, 4, 3, 5, 15]. В работе [4] на тормозном пучке электронов методом прямой регистрации нейтронов были определены сечения реакции  $(\gamma, n) + (\gamma, pn) + 2(\gamma, 2n)$  для изотопов молибдена  $^{92}\text{Mo}$  и  $^{98}\text{Mo}$ . Сечения были измерены до энергии 30 МэВ. В сечениях наблюдалась промежуточная структура.

В работе [3] на пучке квазимонохроматических аннигиляционных фотонов методом прямой регистрации нейтронов были определены сечения фотонейтронных реакций для пяти стабильных изотопов молибдена —  $^{92,94,96,98,100}\text{Mo}$ . Максимальная энергия фотонов составляла 26.8–29.5 МэВ. Были измерены сечения реакций  $(\gamma, n) + (\gamma, pn)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ . Данные работ [4] и [3] для изотопов  $^{92}\text{Mo}$  и  $^{98}\text{Mo}$  в целом согласуются между собой.

В работе [14] на тормозном пучке методом наведенной активности было измерено сечение реакции  $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)^{91}\text{Mo}$ . Сечение было получено до энергии 23.6 МэВ.

В работе [5] было измерено сечение фотонейтронной реакции  $(\gamma, n)$  на пяти стабильных изотопах молибдена —  $^{94,95,96,97,98,100}\text{Mo}$  на пучке фотонов обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на пучке электронов. Сечения были определены вплоть до энергии 12 МэВ.

В работе [15] сечение фотопротонной реакции  $(\gamma, p)$  было измерено на изотопе  $^{92}\text{Mo}$ . Обогащенный (98.27%) образец облучался ускоренными электронами. Реакция  $(\gamma, p)$  происходила при торможении электронов непосредственно в образце.

Параметры сечений фотоядерных реакций на изотопах молибдена, полученные в работах [14, 4, 3, 5, 15] приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры сечений фотоядерных реакций на изотопах молибдена, полученные в работах [14, 4, 3, 5, 15]

$E_m$  — положение максимума резонанса,  $\sigma_m$  — сечение в максимуме резонанса,  
 $\Gamma$  — ширина сечения реакции,  $\sigma_{int}$  — интегральное сечение реакции,  
 $E_{to}$  — Верхняя граница энергии интегрального сечения исследуемой реакции,  
BRST — тормозное излучение,  $e^+e^-$  — квазимонохроматические фотоны,  
LCS — лазерное комптоновское рассеяние,  
 $e^-, \gamma$  — виртуальный фотон, возникающий при торможении электрона на мишени  $^{92}\text{Mo}$

Реакция	Ссылка	$E_m$ (МэВ)	$\sigma_m$ (мб)	$\Gamma$ (МэВ)	$E_{to}$ (МэВ)	$\sigma_{int}$ (мб·МэВ)	Методика
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	[14]	16.1	187	2.7	23.6	732.2	BRST
	[3]	16.7	163.8	4.8	29.5	1056.4	$e^+e^-$
	[4]	16.4	197.4	4.1	26.8	1018.2	BRST
$^{94}\text{Mo}(\gamma, n)$	[5]				11.8		LCS
	[3]	16.2	184.9	4.7	28.4	1044.7	$e^+e^-$
$^{95}\text{Mo}(\gamma, n)$	[5]				11.4		LCS
$^{96}\text{Mo}(\gamma, n)$	[5]				11.7		LCS
	[3]	16.5	190.6	4.3	27.8	1049.4	$e^+e^-$

Реакция	Ссылка	$E_m$ (МэВ)	$\sigma_m$ (мб)	$\Gamma$ (МэВ)	$E_{to}$ (МэВ)	$\sigma_{int}$ (мб·МэВ)	Методика
$^{97}\text{Mo}(\gamma, n)$	[5]				11.9		LCS
$^{98}\text{Mo}(\gamma, n)$	[5]				12		LCS
	[3]	15.4	194.7	4.0	26.8	946.2	$e^+e^-$
	[4]	15.8	276.7	3.5	20.0	1012.4	BRST
$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	[5]				11.5		LCS
	[3]	14.29	163.4	3.9	27.0	814.0	$e^+e^-$
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	[3]	25.7, 26.8	8.2	4.8	29.5	31.0	$e^+e^-$
	[4]	27.9	43.9	1.47	29.9	139.8	BRST
$^{94}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	[3]	20.0	49.9	6.1	28.4	323.9	$e^+e^-$
$^{96}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	[3]	19.2	67.9	6.7	27.8	441.1	$e^+e^-$
$^{98}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	[3]	19.17	86.0	7.9	26.8	577.7	$e^+e^-$
	[4]	18.3	113.6	4.2	29.4	834.8	BRST
$^{100}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	[3]	18.1	104.8	5.9	27.0	693.4	$e^+e^-$
$^{96}\text{Mo}(\gamma, 3n)$	[3]				29.2		$e^+e^-$
$^{98}\text{Mo}(\gamma, 3n)$	[3]				28.9		$e^+e^-$
$^{100}\text{Mo}(\gamma, 3n)$	[3]				28.4		$e^+e^-$
$^{92}\text{Mo}(\gamma, sn)$	[3]	16.7	163.8	4.8	29.5	1087.3	$e^+e^-$
	[4]	16.4	197.4	4.6	29.8	1155.7	BRST
$^{94}\text{Mo}(\gamma, sn)$	[3]	16.2	187.2	5.5	28.4	1368.6	$e^+e^-$
$^{96}\text{Mo}(\gamma, sn)$	[3]	16.5	192.1	6.2	27.8	1487.9	$e^+e^-$
$^{98}\text{Mo}(\gamma, sn)$	[3]	15.37	195.8	5.8	26.8	1527.3	$e^+e^-$
	[4]	15.8	264.5	5.2	29.4	1874.1	BRST
$^{100}\text{Mo}(\gamma, sn)$	[3]	15.9	173.8	7.6	27.0	1535.0	$e^+e^-$
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$	[15]	17	108.6	6.4	25.4	700.3	$e^-, \gamma$

Подводя итоги анализа измеренных сечений на стабильных изотопах Мо следует отметить:

1. На всех измеренных изотопах ярко проявляется гигантский дипольный резонанс, который в целом описывается соотношениями  $E_m = 78A^{-1/3}$ ,  $\sigma_{\text{инт}} = \int_{\text{ГДР}} \sigma(E)dE = 60 \frac{NZ}{A} \text{МэВ} \cdot \text{мб}$ .
2. Основными каналами распада ГДР являются каналы распада с испусканием нейтронов.
3. Полученные характеристики фотонейтронных сечений в различных работах в целом совпадают. Однако результаты экспериментально полученных авторами выходят за пределы статистических погрешностей приведенных авторами.

4. Причины систематических различий фотоядерных реакций были проанализированы в работах [16]. Было показано, что в методах прямой регистрации нейтронов в реакциях  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  имеются систематические ошибки, обусловленные методом детектирования нейтронов. Разделение фотонейтронных каналов различной множественности на основе энергетических спектров нейтронов приводит к систематическим погрешностям в области энергии выше порога реакции  $(\gamma, 2n)$ , неточностям в определении ширин резонансов реакции  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и их интегральных сечений.
5. При уменьшении массового числа  $A$  в изотопах Мо наблюдается рост сечения реакции с испусканием протонов. В изотопе  $^{92}\text{Mo}$  величина интегрального сечения реакции  $(\gamma, p)$  составляет  $\sim 700 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$ , что сопоставить с интегральным сечением фотонейтронной реакции  $(\gamma, n) \sim 1000 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$ .

Таким образом для дальнейшего уточнения механизма фотоядерных реакций на изотопах Мо необходимы новые типы экспериментов, более надежные измерения различных каналов распада ГДР. Такие возможности открываются в активационных экспериментах, в которых непосредственно измеряются различные конечные продукты распада фотоядерных реакций.

**В Третьей главе** описывается методика проведения эксперимента и обработки данных.

Эксперименты по измерению выходов фотоядерных реакций изотопов молибдена были выполнены методом наведенной активности [17]. Преимущество метода наведенной активности состоит в том, что с помощью этого метода можно одновременно измерять различные каналы фотонуклонных реакций. Схема настоящего эксперимента представлена на рис. 1.

Мишень из естественной смеси изотопов молибдена облучалась тормозным излучением, образующимся при торможении ускоренных электронов в тормозной мишени (конверторе). Затем облученная мишень переносилась на измерительную установку, на которой измерялись спектры  $\gamma$ -продуктов фотоядерных реакций.

Спектры  $\gamma$ -излучения автоматически сохранялись в компьютере с помощью автоматической системы набора и анализа спектров [18]. Конечным результатом обработки спектров остаточной активности являлись выходы фотоядерных реакций.

Для ускорения электронов использовался импульсный разрезной ускоритель РТМ-70.

Тормозной мишенью служила пластинка из вольфрама толщиной 2.1 мм. Исследуемая мишень представляла собой металлическую пластинку естественной смеси изотопов молибдена размером  $2.5 \times 2.5 \text{ см}^2$  и толщиной 0.3 мм.

Измерительная установка состояла из коаксиального детектора из сверхчистого германия (НРGe), зарядочувствительного предусилителя, основного усилителя, аналогово-цифрового преобразователя (АЦП), высоковольтного блока питания детектора, и IBM-совместимого компьютера с соответствующим программным обеспечением. Энергетиче-

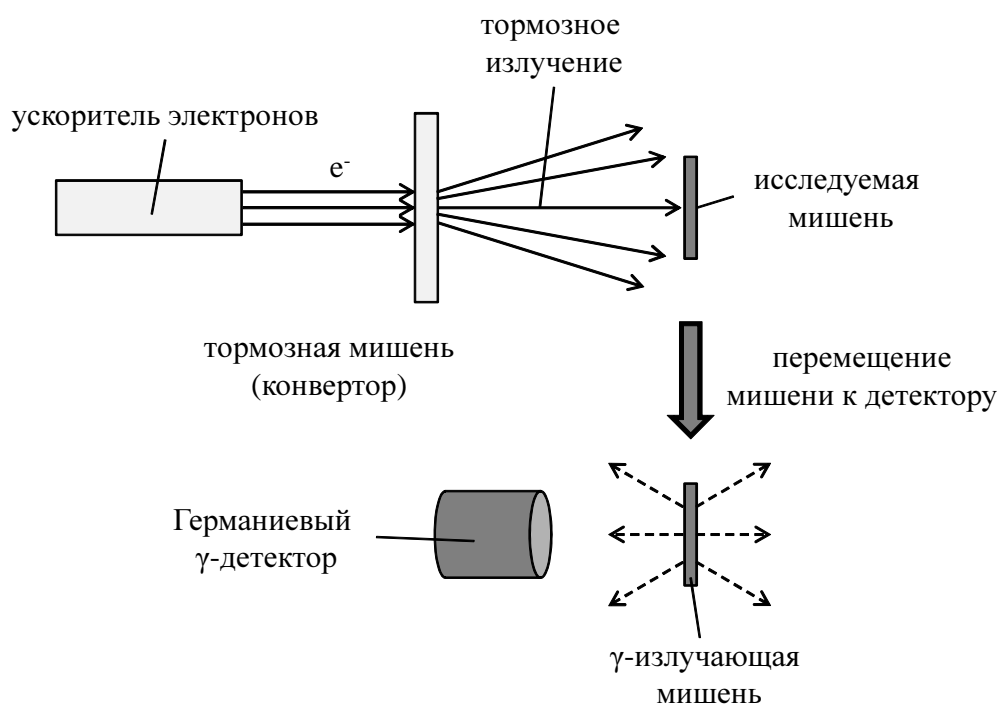


Рис. 1. Схема проведения эксперимента по измерению выходов фотоядерных реакций

ское разрешение детектора составляет 0.9 кэВ для энергии 122 кэВ, 1.9 кэВ для энергии 1.33 МэВ. Детектор был установлен в специальном помещении, в свинцовой и медной защите для уменьшения фона.

Целью нашей работы являлось определение выходов различных фотоядерных реакций. Для этого сначала проводилась идентификация обнаруженных максимумов в спектрах, затем были определены выходы различных идентифицированных реакций. На основе базы данных [19] были найдены источники пиков и подтверждены определением периода полураспада пиков в измеренных спектрах.

Поиск пиков и расчет изменения их интенсивностей проводился с помощью автоматической системы набора и анализа спектров. Эта программа позволяет визуализацию данных, разделение перекрывающихся пиков, и их аппроксимацию гауссовскими кривыми методом наименьших квадратов с использованием стандартных алгоритмов.

Для подтверждения источников пиков определялся их период полураспада. Компьютерная программа автоматически определяет период полураспада пиков. Для большей надежности в нашей работе период полураспада выборочно определялся также вручную.

В результате фотоядерных реакций дочерние ядра могут образоваться как в результате одноканальной реакции, так и при сложной цепочкой реакции распада нескольких изотопов.

Блок-схема одноканальной реакции представлена на рис. 2. В результате реакции на ядре 0 образуется ядро 1, количество которого составляет  $y_1$  (выход) ядер. Радиоактивное ядро 1 распадается с постоянной распада  $\lambda_1$  на ядро 2. Поскольку ядро 1 образуется только по одной реакции, такая реакция носит название одноканальной реакции.

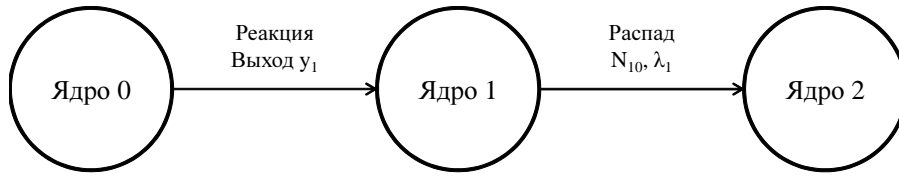


Рис. 2. Схема одноканальной реакции

Типичный график изменения числа радиоактивных ядер 1 представлен на рис. 3. В промежутке времени  $0 - t_1$  происходит облучение и соответственно накопление и распад изотопов. При  $t > t_1$  происходит только распад ядер 1. В промежутке времени  $t_1 - t_2$  облученная мишень перемещается к детектору, в промежутке времени  $t_2 - t_3$  измеряются спектры наведенной в образце активности.

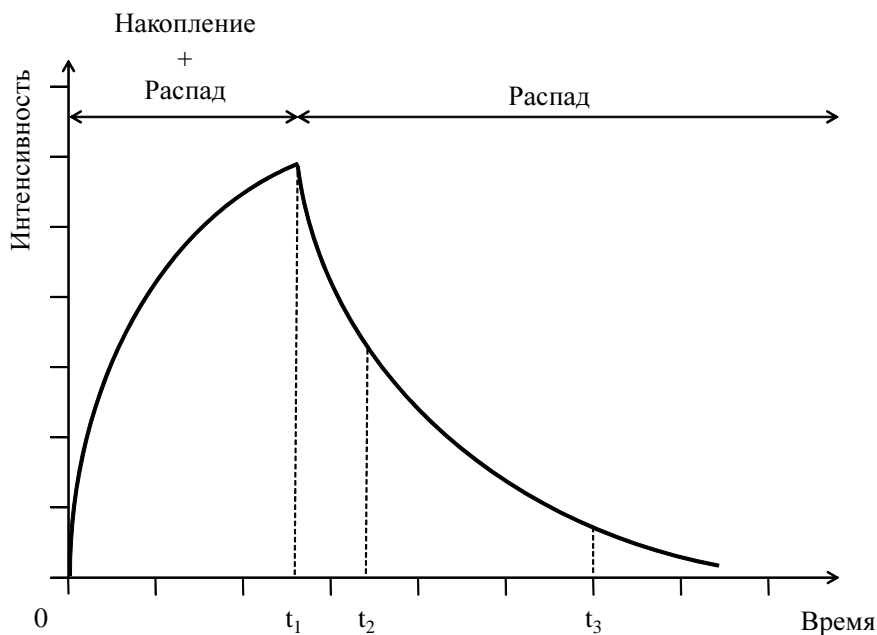


Рис. 3. Изменение количества радиоактивных ядер 1 в процессе облучения и после него. Момент времени  $t = 0$  - начало облучения,  $t_1$  - окончание облучения,  $t_2$  - начало измерения спектров,  $t_3$  - окончание измерения

Если площадь пика  $S$  для промежутка времени  $t_3 - t_2$  известна, то число радиоактивных ядер на момент окончания облучения может быть рассчитано по формуле:

$$N_{10} = \frac{S}{k_1 (e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})}, \quad (1)$$

где  $k_1 = E_\gamma \cdot I_\gamma$ ,  $E_\gamma$  - эффективность регистрации  $\gamma$ -кванта с определенной энергией детектором,  $I_\gamma$  - квантовый выход для данной гамма линии (вероятность испускания  $\gamma$ -кванта с определенной энергией).

Выход реакции рассчитывался по формуле:

$$y_1 = \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{e^{-\lambda_1 t_1} (e^{\lambda_1 t_1} - 1)} = \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}}. \quad (2)$$

Если ядро 2 можно образоваться как непосредственно в фотоядерной реакции, так и в результате  $\beta$ -распада родительского ядра 1, образовавшегося также в фотоядерной реакции, то формулы для расчета выходов усложняются. Необходимо учитывать накопление ядер 2 в результате распада родительских ядер 1.

Если площадь пика  $S$  для промежутка времени  $t_3 - t_2$  известна, то число радиоактивных ядер 2 на момент окончания облучения рассчитывалось по формуле:

$$N_{20} = \frac{S(t_2, t_3)}{k_2 (e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} + \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} - \frac{N_{10}\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \frac{e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)}}{e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)}}. \quad (3)$$

При условии, если выход реакции с образованием ядер 1 измерен, выход реакции с образованием ядер 2 определялся по формуле:

$$y_2 = \frac{\lambda_2 N_{20}}{1 - e^{-\lambda_2 t_1}} - y_1 \frac{\lambda_2(1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1(1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{(\lambda_2 - \lambda_1)(1 - e^{-\lambda_2 t_1})}. \quad (4)$$

**В четвертой главе** приводятся экспериментально и теоретически полученные результаты и их обсуждения.

Эксперименты проведены при трех максимальных энергиях электронов, параметры экспериментов приведены в таблице 2.

Таблица 2. Параметры трех фотоядерных экспериментов на изотопах молибдена

	эксперимент 1	эксперимент 2	эксперимент 3
Максимальная энергия электронов	67.7(МэВ)	29.1(МэВ)	19.5(МэВ)
Время облучения	4ч 25м	1ч 3м	1ч
Время измерения	138ч 39м	196ч 39м	18ч 34м

Вследствие различных периодов полураспада образующихся изотопов (от 15 мин до нескольких десятков дней), выбиралось время измерения спектров В нашем эксперименте обнаружено приблизительно 100 пиков в спектрах и источники всех пиков были идентифицированы.

Экспериментально измеренные выходы фотоядерных реакций на изотопах Мо, полученные в настоящей работе приведены в таблице 3. Все величины выходов реакций нормированы к средней величине выхода реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$  при данной энергии (67.7 МэВ, 29.1 МэВ и 19.5 МэВ).

Теоретические расчеты выполнены на основе программы TALYS[7] и комбинированной модели фотоядерных реакций(КМФР)[8].

Параметры сечения реакций  $(\gamma, sn) = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, np)$  и  $(\gamma, sp) = (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + (\gamma, np)$  на изотопах  $^{90-104}\text{Mo}$ , рассчитанные по программе TALYS и комбинированной модели сравниваются на рисунках 4 и 5, соответственно. Здесь  $E_m$  — положение максимального резонанса,  $\sigma_m$  — сечение в максимуме,  $\sigma_{int}$  — интегральное сечение.

Таблица 3. Экспериментально измеренные выходы фотоядерных реакций на изотопах Мо

Реакция	Конечное ядро ( $J^P$ )	$E_{th}$ (МэВ)	Выход(погрешность)		
			19.5МэВ	29.1МэВ	67.7МэВ
$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{99}\text{Mo}(1/2^+)$	8.29	100(4.6)	100(4.6)	100(4.5)
$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{98m}\text{Nb}(2^+)$	18.02			0.43(0.01)
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{97}\text{Nb}(9/2^+)$	9.80	0.32(0.02)	2.9(0.1)	5.4(0.2)
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{98}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{96}\text{Nb}(6^+)$	9.23 17.87	0.61(0.03)	4.0(0.2)	9.1(0.4)
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{97}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{95}\text{Nb}(9/2^+)$	9.30 16.12	0.16(0.02)	1.9(0.1)	4.4(0.2)
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$ $^{97}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{95m}\text{Nb}(1/2^-)$	9.30 16.12	0.60(0.03)	3.0(0.2)	4.7(0.3)
$^{94}\text{Mo}(\gamma, n)$ $^{95}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	$^{93m}\text{Mo}(21/2^+)$	9.68 17.05			0.054(0.003)
$^{94}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{92m}\text{Nb}(2^+)$	17.32	0.023(0.001)	0.40(0.02)	3.6(0.2)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{91}\text{Mo}(9/2^+)$	12.67	24.2(2.0)	24.4(3.4)	<109.0(8.9)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{91m}\text{Mo}(1/2^-)$	12.67	3.1(0.2)	23.9(2.8)	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{91m}\text{Nb}(1/2^-)$	7.46	36.0(1.8)	45.7(5.3)	<63.2(3.1)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	$^{90}\text{Mo}(0^+)$	22.78		0.54(0.04)	5.8(0.4)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{90}\text{Nb}(8^-)$	19.51		0.86(0.06)	7.9(0.6)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np)$	$^{89}\text{Nb}(9/2^+)$	29.59			1.4(0.1)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np)$	$^{89m}\text{Nb}(1/2^+)$	29.59			0.63(0.04)

Из приведенных данных на рис. 4 по фотонейтронной реакции ( $\gamma, sn$ ) следует, что

- положение максимума сечения фотонейтронных реакций  $E_m$  смещается в сторону меньших энергий при увеличением массового числа A: в программе TALYS 17.0МэВ  $\rightarrow$  16.2МэВ, в КМФР 16.6МэВ  $\rightarrow$  16.0МэВ.
- Сечение в максимуме резонанса растет при увеличением массового числа A: в программе TALYS 52.05мб  $\rightarrow$  223.0мб, в КМФР 55.0мб  $\rightarrow$  224.0мб.
- Интегральное сечение резонанса растет при увеличением массового числа A: в программе TALYS 457.82МэВ·мб  $\rightarrow$  1571.0МэВ·мб, в КМФР 409.91МэВ·мб  $\rightarrow$  1694.63МэВ·мб.
- В целом следует отметить хорошее согласие в описании фотонейтроного канала распада ГДР.

Из приведенных данных на рис. 5 по фотопротонной реакции ( $\gamma, sp$ ) следует, что

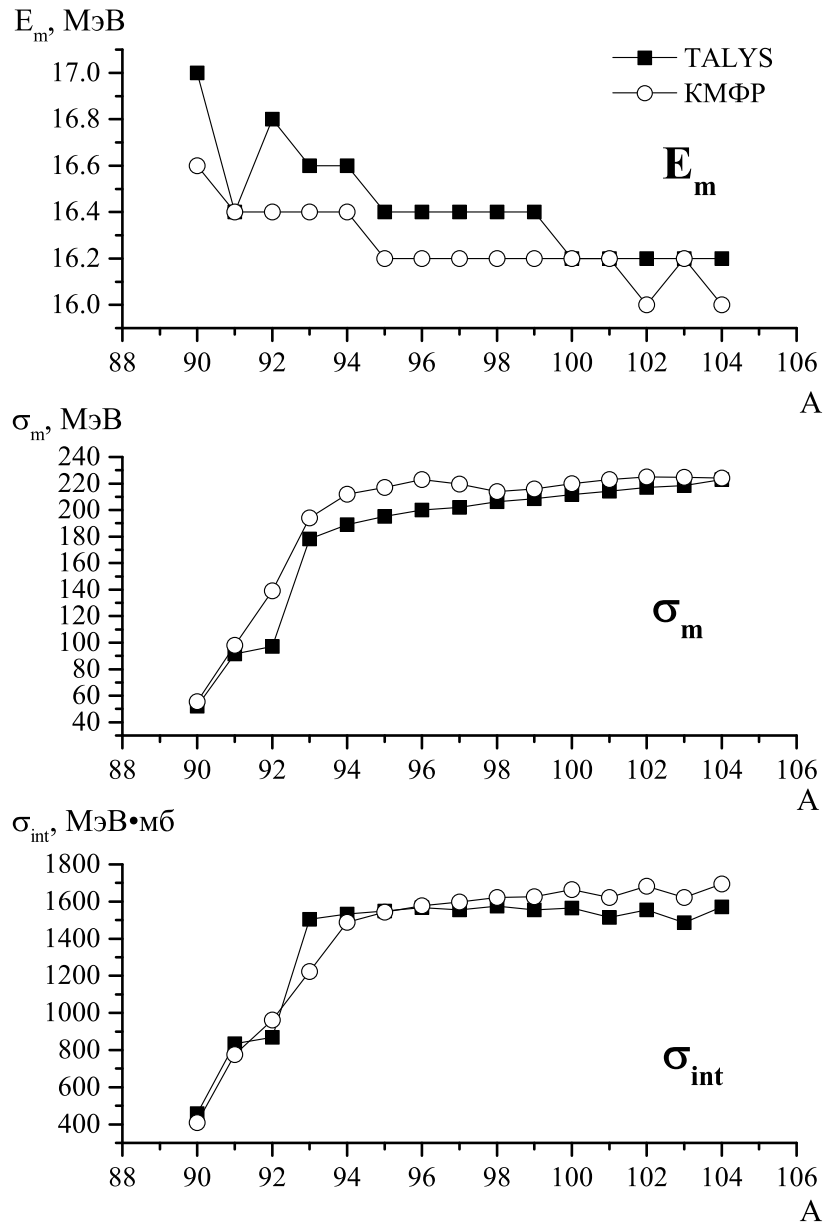


Рис. 4. Параметры сечений фотоядерной реакции  $(\gamma, sn) = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, np)$ , полученные TALYS и КМФР в изотопах молибдена

- положение максимума сечения фотопротонных реакций  $E_m$  смещается в сторону больших энергий при увеличении массового числа  $A$ : в программе TALYS 16.6МэВ  $\rightarrow$  35.8МэВ, в КМФР 16.8МэВ  $\rightarrow$  23.2МэВ.
- Сечение в максимуме резонанса уменьшается при увеличении массового числа  $A$ : в программе TALYS 128.02мб  $\rightarrow$  0.32мб, в КМФР 163.17мб  $\rightarrow$  4.72мб.
- Интегральное сечение фотопротонных реакций уменьшается при увеличении массового числа  $A$ : в программе TALYS 1136.66МэВ·мб  $\rightarrow$  12.58МэВ·мб, в КМФР 1384.72МэВ·мб  $\rightarrow$  74.71МэВ·мб.



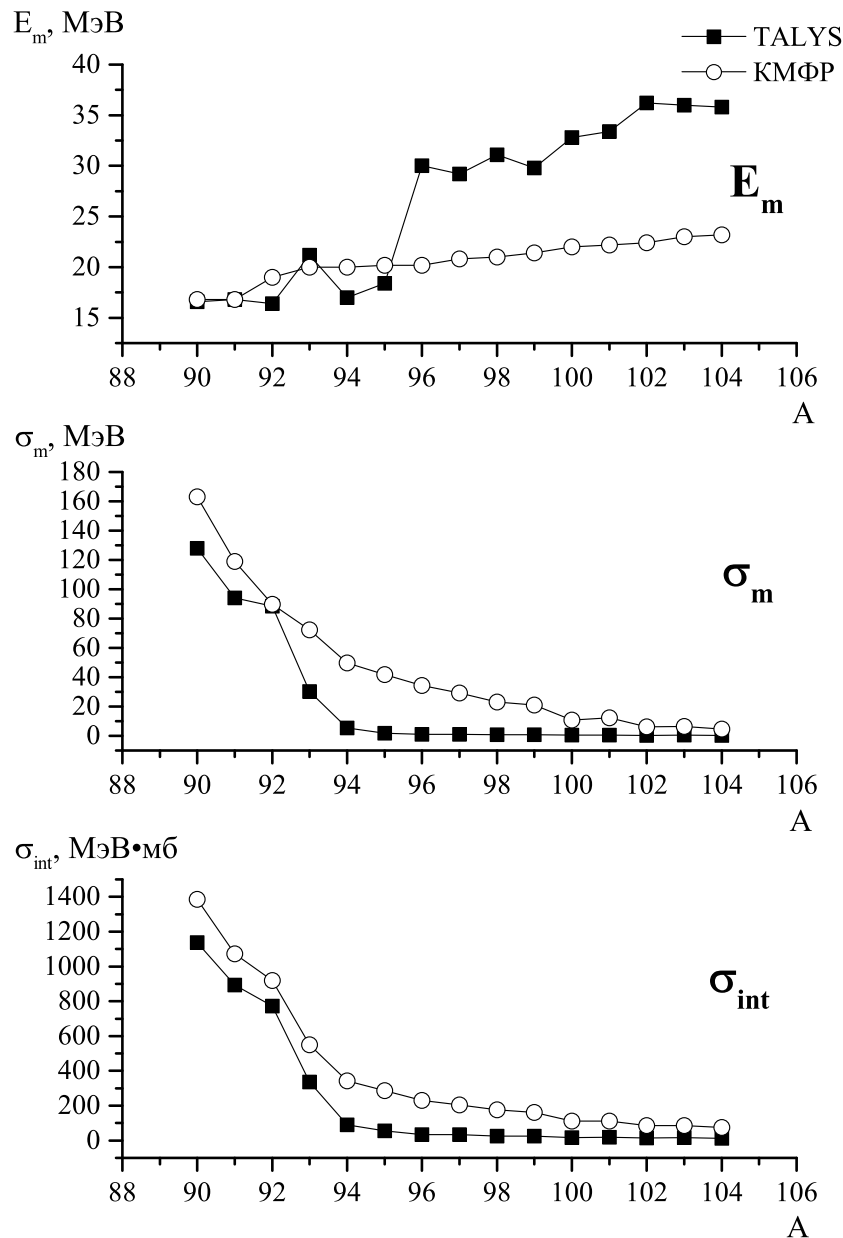


Рис. 5. Параметры сечений фотоядерной реакции  $(\gamma, sp) = (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + (\gamma, np)$ , полученные TALYS и КМФР в изотопах молибдена

- Основное различие результатов расчетов фотопротонных реакций по программам TALYS и в комбинированной модели состоит в том, что величина интегрального сечения фотопротонных реакций в программе TALYS несколько раз меньше, чем в КМФР. Это обусловлено тем, что в КМФР учитываются правила отбора по изоспину, и имеет место запрет распада состояния  $T_>$  ядра  $(A, Z)$  по нейтронному каналу на низколежащие состояния ядра  $(A-1, Z)$  с изоспином  $T_0 - 1/2$ . Это приводит к усилению каналов распада с испусканием протонов.

На основе теоретически рассчитанных сечений фотоядерных реакций на изотопах  $^{90-104}\text{Mo}$  были рассчитаны выходы фотоядерных реакций при трех измеренных нами верхних границах тормозного спектра  $E_{max} = 19.5 \text{ МэВ}$ ,  $29.1 \text{ МэВ}$  и  $67.7 \text{ МэВ}$ .

Выход фотоядерных реакций определяется соотношением (5).

$$Y(E_{max}) = N \int_{E_{th}}^{E_{max}} \sigma(E)W(E_{max}, E)dE, \quad (5)$$

где  $N$  – нормировочная константа,  $W(E_{max}, E)$  – спектр тормозного  $\gamma$ -излучения с верхней границей  $E_{max}$ ,  $\sigma(E)$  - сечение фотоядерной реакции при энергии  $E$ . Спектры тормозного  $\gamma$ -излучения были рассчитаны с помощью пакета программ GEANT4 [20].

Результаты расчетов на основе КМФР с использованием экспериментального спектра тормозного излучения представлены на рис. 6. Выходы нормированы на выход реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ , который принимался равным 100.

Суммарный выход фотонейтронной реакции на изотопах  $^{93-104}\text{Mo}$  увеличивается с ростом массового числа  $A$ . При этом по мере увеличения массового числа  $A$  сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  растет, что приводит к уменьшению канала распада ГДР с испусканием одного нейтрона.

В изотопах  $\text{Mo}$  в выходах фотонейтронной реакции проявляется эффект спаривания; выходы реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  нечетных изотопов больше, чем соседних четно-четных изотопов.

Что касается реакции  $(\gamma, p)$ , ее выход уменьшается с ростом массового числа, для изотопов  $^{93-103}\text{Mo}$  величина выхода меньше 15%.

Суммарный выход всех реакций  $(\gamma, \text{abs})$  заметно растет при увеличении массового числа. Эти результаты объясняются изменением порогов реакций. Пороги реакции  $(\gamma, n)$  уменьшаются от 10.4 до 5.4 МэВ для нечетных изотопов и от 13.2 до 8.1 МэВ для четных изотопов с ростом  $A$ . В то же время пороги реакции  $(\gamma, 2n)$  с увеличением  $A$  уменьшаются довольно сильно – от 24.3 до 13.6 МэВ в этой области массового числа. Уменьшение порога фотонейтронных реакций приводит к существенному увеличению средней энергии нейтронов, налетающих в результате данной реакции, росту проницаемости центробежного барьера и соответственно росту вероятности эмиссии нейтронов. Пороги фотопротонной реакции растут от 6.14 для  $^{89}\text{Mo}$  до 19.6 МэВ для  $^{103}\text{Mo}$ . Это приводит к уменьшению проницаемости потенциального барьера для протонов при переходе от легких изотопов молибдена к более тяжелым. Так выход фотопротонной реакции снижается до близких к нулю значений для  $^{103}\text{Mo}$ . (в среднем не более 10%).

При уменьшении массового числа до значения  $A = 92$  наблюдается уменьшение выхода реакции  $(\gamma, n)$ , доля которого в полном выходе согласно расчетам достигает 40–50%. Уменьшение выхода нейтронов при  $A = 92$  и меньших массовых числах сопровождается соответствующим отчетливым ростом выхода реакции  $(\gamma, p)$ , которая при достижении  $A = 89-90$  превышает выход реакции  $(\gamma, n)$ .

Главная причина падения фотонейтронного выхода в легких изотопах молибдена начиная с  $^{92}\text{Mo}$  обусловлена оболочечной структурой легких изотопов молибдена. Система их одночастичных нейтронных уровней завершается уровнем  $1g_{9/2}$ , замыкающим внешнюю оболочку  $1f_{7/2}1g_{9/2}$ . У всех остальных более тяжелых изотопов молибдена с числом нуклонов 93–103 нейтроны начинают заполнять одночастичные уровни следующей обо-

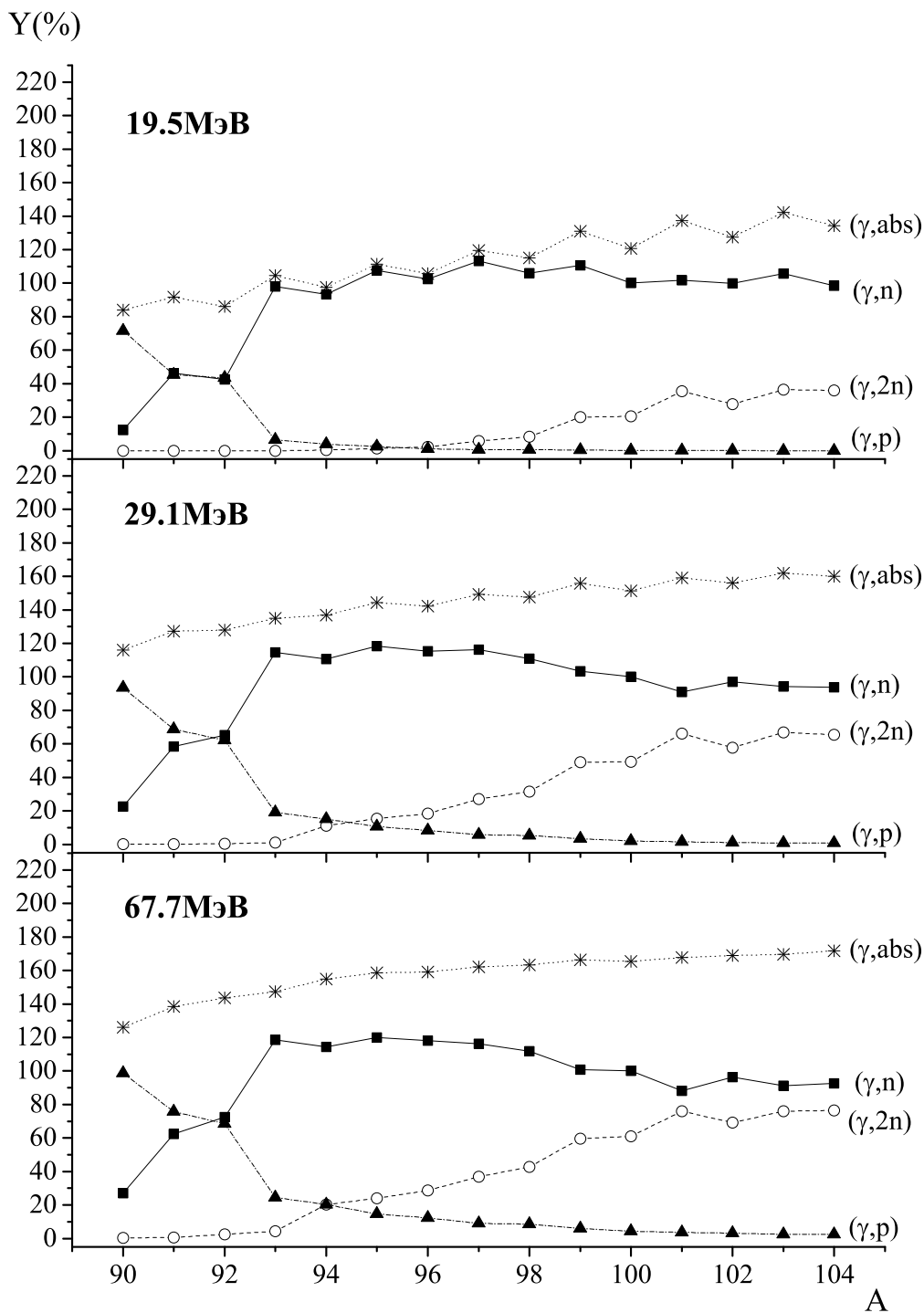


Рис. 6. Относительные выходы основных фотоядерных реакций и суммарные выходы всех реакций  $(\gamma, \text{abs})$  для изотопов молибдена  $^{90-104}\text{Mo}$ , рассчитанные по КМФР[8] с тормозными спектрами фотонов с верхней границей 19.5МэВ, 29.1МэВ и 67.7МэВ. Выход реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$  принят равным 100

лочки  $1g_{7/2}2d_{3s}1h_{11/2}$ , отделенной от оболочки  $1f_{2p}1g_{9/2}$  энергетической щелью 3–4 МэВ. Это приводит к тому, что энергия отделения нейтрона в легких изотопах молибдена (для  $^{92}\text{Mo}$  она 12.67 МэВ) на 3–6 МэВ больше, чем у остальных стабильных изотопов молибдена. Таким образом, в изотопе  $^{92}\text{Mo}$  и более легких изотопах молибдена, в отличие от других изотопов молибдена, поверхность Ферми нейтронов располагается примерно на 3-6 МэВ ниже протонной поверхности Ферми. Поэтому средние энергии вылетающих нейтронов в  $^{92}\text{Mo}$  и более легких изотопах значительно ниже средних энергий протонов. При этом нейтронные проницаемости и выходы нейтронов существенно уменьшаются. Соответственно относительный выход протонов в легких изотопах молибдена начиная с  $^{92}\text{Mo}$  возрастает.

Выходы фотоядерных реакций, полученные в нашем эксперименте при верхней границе 67.7 МэВ приведены в таблице 4. Экспериментальные и теоретические выходы нормированы к величине 100 для реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ .

Полученные выходы в рамках КМФР хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Однако сравнение экспериментальных выходов с рассчитанными по программе TALYS показывает, что наблюдается заметное расхождение. Особенно в изотопах, массовое число которых больше 93 разница достигает нескольких раз, при верхней границе 67.7 МэВ для реакции  $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb}$  значения выхода эксперимента и TALYS различаются в 27 раз.

Это обусловлено тем, что на распад ГДР с испусканием протонов существенное влияние оказывает правила отбора по изоспину. При поглощении дипольных  $E1$  фотонов в атомных ядрах с  $N \neq Z$  возбуждаются две группы переходов  $T_{<} = T_0 = \frac{|N-Z|}{2}$  и  $T_{>} = T_0 + 1$ .

Величина изоспинового расщепления состояний  $T_{>}$  и  $T_{<}$  по энергии:

$$\Delta E = E(T_{>}) - E(T_{<})$$

описывается соотношением [21]:

$$\Delta E = \frac{60}{A} (T_0 + 1) \text{ МэВ} \quad (6)$$

Соотношение вероятности возбуждения состояний  $T_{>}$  и  $T_{<}$  определяется соотношением [22]:

$$\frac{S^2(T_{>})}{S^2(T_{<})} = \frac{1}{T_0} \cdot \frac{1 - 1.5T_0 A^{-2/3}}{1 + 1.5A^{-2/3}} \quad (7)$$

В электромагнитных и сильных взаимодействиях соблюдаются правила отбора по изоспину, и имеет место запрет распада состояния  $T_{>}$  ядра  $(A, Z)$  по нейтронному каналу на низколежащие состояния ядра  $(A-1, Z)$  с изоспином  $T_0 - 1/2$ , что приводит к усилению каналов распада с испусканием протонов. При уменьшении массового числа  $A$  от 104 до 90 величины изоспинового расщепления уменьшается на величину  $\approx 3.7$  МэВ, а соотношение  $\frac{S^2(T_{>})}{S^2(T_{<})}$  увеличивается в 8 раз. Изоспиновое расщепление приводит к сдвигу протонного сечения относительно нейтронного в сторону более высокой энергии.

Уменьшение порога реакции  $(\gamma, p)$  при уменьшении массового числа  $A$  также приводит к росту сечений реакций с вылетом протонов в легких изотопах Мо.

Таблица 4. Характеристики наблюдавшихся реакций на изотопах молибдена для тормозных фотонов с верхней границей 67.7 МэВ

Реакция	Конечное ядро ( $J^P$ )	$T_{1/2}$ и его тип распада	$E_{th}$ (МэВ)	$Y_{ex}$ (ошибка)	$Y_{TALYS}$	$Y_{КМФР}$
$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{99}\text{Mo}(1/2^+)$	66ч( $\beta^-$ )	8.29	100(4.5)	100	100
$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{98}\text{Nb}(7^+)$	2.86с( $\beta^-$ )	18.02		0.2	1.0
$^{100}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{98m}\text{Nb}(2^+)$	51.3м( $\beta^-$ )	18.02	0.43(0.02)	0.1	
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{97}\text{Nb}(9/2^+)$	72.1м( $\beta^-$ )	9.80	5.4(0.2)	0.2	8.5
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{97m}\text{Nb}(1/2^-)$	58.7с(ИТ)	9.80		0.2	
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{96}\text{Nb}(6^+)$	23.3ч( $\beta^-$ )	9.23	9.1	0.7	8.9
$^{98}\text{Mo}(\gamma, np)$			17.87	(0.4)	0.5	1.3
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{95}\text{Nb}(9/2^+)$	35д(ИТ + $\beta^-$ )	9.30	4.4	0.6	15.0
$^{97}\text{Mo}(\gamma, np)$			16.12	(0.2)	0.7	(12.1( $\gamma, p$ ))
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{95m}\text{Nb}(1/2^-)$	3.6д( $\beta^-$ )	9.30	4.7	0.3	+
$^{97}\text{Mo}(\gamma, np)$			16.12	(0.3)	0.1	2.9( $\gamma, pn$ )
$^{94}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{93}\text{Mo}(5/2^+)$	4.00Е+3л( $\epsilon$ )	9.68		145.6	138.0
$^{95}\text{Mo}(\gamma, 2n)$			17.05		38.3	(114.4( $\gamma, n$ ))
$^{94}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{93m}\text{Mo}(21/2^+)$	6.85ч(ИТ+ $\epsilon$ )	9.68	0.054	0.7	+
$^{95}\text{Mo}(\gamma, 2n)$			17.05	(0.003)	0.2	23.6( $\gamma, 2n$ )
$^{94}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{92}\text{Nb}(7^+)$	3.47Е+7л( $\epsilon$ )	17.32		0.3	2.5
$^{94}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{92m}\text{Nb}(2^+)$	10.1д( $\epsilon$ )	17.32	3.6(0.2)	1.7	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{91}\text{Mo}(9/2^+)$	15.4м( $\epsilon$ )	12.67	<109.0(8.9)	24.9	72.1
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$	$^{91m}\text{Mo}(1/2^-)$	64.6с(ИТ+ $\epsilon$ )	12.67		47.7	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{91}\text{Nb}(9/2^+)$	6.8Е+2л( $\epsilon$ )	7.46		9.6	68.2
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)$	$^{91m}\text{Nb}(1/2^-)$	60.9д(ИТ+ $\epsilon$ )	7.46	<63.2(3.1)	70.3	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2n)$	$^{90}\text{Mo}(0^+)$	5.7ч( $\epsilon$ )	22.78	5.8(0.4)	4.3	2.5
$^{92}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{90}\text{Nb}(8^-)$	14.6ч( $\epsilon$ )	19.51	7.9(0.6)	2.2	4.5
$^{92}\text{Mo}(\gamma, np)$	$^{90m}\text{Nb}(4^-)$	18.8с(ИТ)	19.51		3.3	
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np)$	$^{89}\text{Nb}(9/2^+)$	2.03ч( $\epsilon$ )	29.59	1.4(0.1)	1.2	0.8
$^{92}\text{Mo}(\gamma, 2np)$	$^{89m}\text{Nb}(1/2^+)$	66.0м( $\epsilon$ )	29.62	0.63(0.04)	0.4	

В пятой главе приведены научное и практическое применения фотоядерных реакций на изотопах Мо.

В первом разделе этой главы показано, как образуются изотопы  $^{92-100}\text{Mo}$  в природных условиях. Как известно, атомные ядра тяжелее железа ( $Z > 26$ ), образуются в природных условиях в результате захвата нейтронов в  $s$ - и  $r$ -процессах. Схема образования изотопов Мо в  $s$ - и  $r$ -процессах показана на рис. 7.

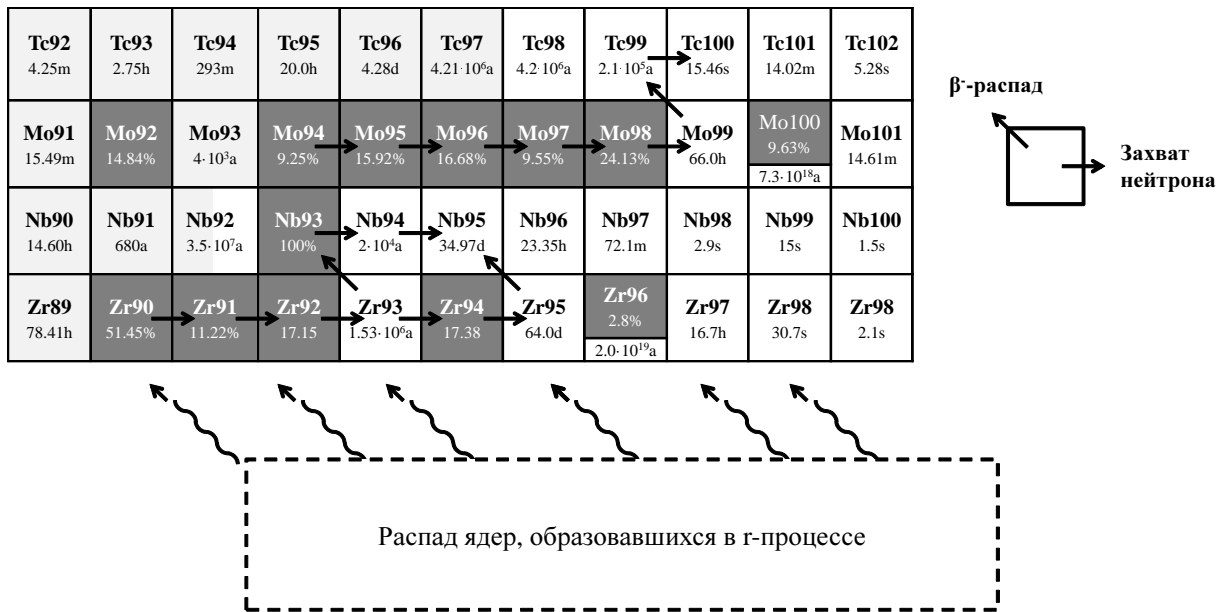


Рис. 7. Траектории  $s$ - и  $r$ -процессов

В результате  $s$ - и  $r$ -процессов поглощения нейтронов могут образовываться изотопы  $^{95,97,98}\text{Mo}$ . Изотоп  $^{100}\text{Mo}$  может образовываться только в результате  $r$ -процесса, т.к. изотоп  $^{99}\text{Mo}$  имеет период полураспада 66 ч и распадается раньше, чем успевает захватить следующей нейтрон.

Изотоп  $^{96}\text{Mo}$  образуется только в результате  $s$ -процесса, т.к. от траектории  $r$ -процесса он блокирован стабильным изотопом  $^{96}\text{Zr}$ .

Изотопы  $^{92,94}\text{Mo}$  относятся к числу так называемых  $p$ -нуклидов, т.к. он находится в стороне от траектории  $s$ - и  $r$ -процессов. Образование  $p$ -нуклидов происходит в результате фотоядерных реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и в реакции захвата протонов  $(p, n)$ ,  $(p, \gamma)$ .

Изотоп  $^{94}\text{Mo}$  обычно не образуется в  $s$ - и  $r$ -процессах. От траектории  $s$ - и  $r$ -процессов он блокирован стабильным изотопом  $^{94}\text{Zr}$  и долгоживущим изотопом  $^{93}\text{Zr}$  ( $T_{1/2} = 1.5 \cdot 10^5$  лет). Изотоп  $^{92}\text{Mo}$  блокирован от траектории  $s$ - и  $r$ -процессов долгоживущим изотопом  $^{92}\text{Nb}$  ( $T_{1/2} = 3.5 \cdot 10^7$  лет).

Основными реакциями образования изотопов  $^{92,94}\text{Mo}$  являются реакции  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ . Сечение реакции  $(\gamma, 3n)$  на этих изотопах практически на порядок меньше суммы сечений реакций  $(\gamma, n) + (\gamma, 2n)$ .

Во втором разделе этой главы обсуждены образование и применение  $^{99m}\text{Tc}$ .  $^{99m}\text{Tc}$  является наиболее используемым радиопрепаратом в ядерной медицинской диагностике. К 2025 году недельная потребность в  $^{99m}\text{Tc}$  оценивается в  $2.8 \cdot 10^{15}$  Бк [23]. Примерно 80% радионуклидной визуальной диагностики (сцинтиграфии) в мире выполняются с использованием медицинских препаратов на основе  $^{99m}\text{Tc}$ . Ежегодно в мире выполняется около 30 млн процедур, в которых используется радиофармпрепарат  $^{99m}\text{Tc}$ .

На электронных ускорителях  $^{99}\text{Mo}$  можно получать в фотоядерных реакциях  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$  или  $^{235,238}\text{U}(\gamma, F)^{99}\text{Mo}$  под действием тормозного  $\gamma$ -излучения. Основным

каналом образования  $^{99m}\text{Tc}$  является реакция  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$  с последующим распадом  $^{99}\text{Mo} \xrightarrow{\beta^-} ^{99m}\text{Tc}$ .

Преимущества получения  $^{99}\text{Mo}$  в результате фотоядерных реакций  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$  на электронных ускорителях — это высокая интенсивность пучков электронов на современных установках.

В отдельно выполненном эксперименте было измерено образование изотопа  $^{99m}\text{Tc}$  при тормозном спектре с максимальной энергии 55МэВ и токе 1мкА. В течение 1 часа наработки изотопа  $^{99m}\text{Tc}$  для мишени толщиной 0.3мм и площадью 650мм<sup>2</sup> составило 20килобеккерел.

**В заключении** приведены основные результаты диссертационной работы.

## Список цитированной литературы

1. Мигдал А. Квадрупольное и дипольное  $\gamma$ -излучение ядер // ЖЭТФ. — 1945. — Т. 15. — С. 81.
2. Baldwin G. C., Klaiber G. S. Photo-fission in heavy elements // Phys. Rev. — 1947. — Jan. — Vol. 71. — P. 3–10. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.71.3>.
3. A study of the photoneutron contribution to the giant dipole resonance in doubly even mo isotopes / H. Beil, R. Bergere, P. Carlos et al. // Nuclear Physics A. — 1974. — Vol. 227, no. 3. — P. 427 – 449. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947474907696>.
4. Intermediate structure of cross sections of photoneutron reactions on isotopes of mo / B. S. Ishkhanov, I. M. Kapitonov, E. V. Lazutin et al. // Soviet Journal of Nuclear Physics. — 1970. — Vol. 11, no. 3. — P. 394.
5. Photoneutron cross sections for mo isotopes: A step toward a unified understanding of  $(\gamma, n)$  and  $(n, \gamma)$  reactions / H. Utsunomiya, S. Goriely, T. Kondo et al. // Phys. Rev. C. — 2013. — Jul. — Vol. 88. — P. 015805. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.88.015805>.
6. Photoneutron cross sections for mo isotopes: A step toward a unified understanding of  $(\gamma, n)$  and  $(n, \gamma)$  reactions / И. Н. Бобошин, В. В. Варламов, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов // Вопросы атом. науки и техники. Сер. Ядер. константы. — 1999. — Т. 2. — С. 99. — URL: <http://cdfе.sinp.msu.ru/>.
7. Koning A., S. H., Duijvestijn M. Talys-1.0 // Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology - ND2007 / Ed. by O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge et al. — EDP Sciences, 2008. — P. 211–214.
8. Ишханов Б., Орлин В. Н. Комбинированная модель фотонуклонных реакций // Ядерная физика. — 2011. — Т. 74, № 1. — С. 21–41.
9. Ишханов Б. С., Кузнецов А. А., Хан Д. Е. Фоторасщепление изотопов молибдена // Труды XIV Межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине». 26–27 ноября 2013 г. Под редакцией проф. Б.С. Ишханова и проф. Л.С. Новикова. — типография МГУ Москва, 2013. — С. 53–58.
10. Фотоядерные реакции на изотопах молибдена / Б. С. Ишханов, А. А. Кузнецов, В.Н. Орлин, Д. Е. Хан // Труды XV межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», 25–26 ноября 2014 г. Под ред. проф. Б.С. Ишханова и проф. Л.С. Новикова. — Университетская книга Москва, 2014. — С. 75–81.



11. Ишханов Б. С., Кузнецов А. А., Хан Д. Е. Спектроскопия изотопов молибдена // Труды XVI Межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине» (Москва, Россия, 24-25 ноября 2015). — Университетская книга Москва, 2015. — С. 13–18.
12. The international workshop on prospects of particle physics: Neutrino physics and astrophysics. — URL: <http://www.inr.ac.ru/~school/>.
13. The korean physical society. — URL: <http://www.kps.or.kr>.
14. Photoneutron cross sections for ag107, mo92 and zr90 / N. Mutsuro, Y. Ohnuki, K. Sato, M. Kimura // J. of the Phys. Soc. of Japan. — 1959. — Vol. 14. — P. 1549.
15. ( $\gamma$ , p) cross sections and isospin splitting of the giant dipole resonance in  $n = 50$  nuclei / K. Shoda, H. Miyase, M. Sugawara et al. // Nuclear Physics A. — 1975. — Vol. 239, no. 3. — P. 397 – 411. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947475903747>.
16. Варламов В. В., Ишханов Б. С., Капитонов И. М. Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. — Книжный дом университета, 2008.
17. Studying photonuclear reactions using the activation technique / S. S. Belyshev, A. N. Ermakov, B. S. Ishkhanov et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2014. — Vol. 745. — P. 133 – 137. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900214001089>.
18. Проблемы фундаментальной ядерной физики. разработка ядерно-физических методов для нанотехнологий, медицинской физики и ядерной энергетики. тезисы докладов. / С. С. Бельшев, А. А. Кузнецов, А. С. Курилик, К. А. Стопани // 58 Международное Собрание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра Ядро-2008. — 2008. — С. 282.
19. Brookhaven. National nuclear data center. — URL: <http://www.nndc.bnl.gov>.
20. Geant4 a simulation toolkit / S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 506. — P. 250–303.
21. Akyüz R. O., Fallieros S. Energy displacement of dipole isodoublets // Phys. Rev. Lett. — 1971. — Oct. — Vol. 27. — P. 1016–1018. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.27.1016>.
22. Fallieros S., Goulard B. Isovector excitations in nuclei // Nuclear Physics A. — 1970. — Vol. 147, no. 3. — P. 593 – 600. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947470906020>.

23. Report of the expert review panel on medical isotope production : Rep. / Minister of Natural Resources Canada ; Executor: The Honourable Lisa Raitt : 2009. — URL: [http://publications.gc.ca/collections/collection\\_2010/nrcan/M134-11-2009-eng.pdf](http://publications.gc.ca/collections/collection_2010/nrcan/M134-11-2009-eng.pdf).