

**ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
АКАДЕМИИ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН**

На правах рукописи
УДК 539.172.3, 539.172.4

РАСУЛОВА ФАЗИЛАТ АБДУВАЛИЕВНА

**СЕЧЕНИЯ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ СЕЛЕНА В
ОБЛАСТИ ВЫШЕ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА**

01.04.08 – Физика атомного ядра и элементарных частиц. Ускорительная техника

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени доктора философии (PhD)
по физико-математическим наукам

Научный руководитель: Юлдашев Бехзод Садыкович,
д.ф.-м.н., профессор, академик

Ташкент – 2024

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|--|----|
| ВВЕДЕНИЕ..... | 5 |
| ГЛАВА 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ СЕЛЕНА..... | 13 |
| §1.1. Сечения фотонейтронных (γ,sn) и фотопротонных (γ,sp) реакций... | 13 |
| §1.1.1. Программный код TALYS | 14 |
| §1.1.2. Комбинированная модель фотоядерных реакций..... | 15 |
| §1.1.3. Сравнение величин интегральных сечений, полученных с использованием кодов TALYS и КМФР..... | 16 |
| §1.2. Основные характеристики изотопов селена и имеющиеся экспериментальные данные по сечениям фотоядерных реакций..... | 17 |
| Выводы по первой главе..... | 27 |
| ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ПУЧКАХ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ РМ-55 И ЛИНАК-200. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ И ВЫХОДОВ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ПРИРОДНЫХ ИЗОТОПАХ СЕЛЕНА..... | 28 |
| §2.1. Характеристики ускорителей РМ-55 и ЛИНАК-200..... | 28 |
| §2.2. Методика обучения образцов природного селена на пучках тормозного излучения ускорителей электронов..... | 31 |
| §2.3. Моделирование потока тормозного излучения на выходе вольфрамовых конверторов с использованием программы Geant4..... | 33 |
| §2.4. Процедура γ -спектрометрии наведенной активности продуктов фотоядерных реакций..... | 34 |
| §2.5. Определение выходов и сечений фотоядерных реакций (γ,xn) и ($\gamma,$ pxn) на природных изотопах селена..... | 40 |
| §2.6. Расчеты выходов и сечений фотоядерных реакций (γ,xn) и (γ, pxn) на природных изотопах селена с помощью программ TALYS и | 40 |

| | |
|--|----|
| КМФР..... | 53 |
| §2.6.1. Учет изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса..... | 53 |
| §2.6.2. Квазидейтронный механизм фотоядерных реакций..... | 54 |
| Выводы по второй главе..... | 52 |
| ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЯ НА ЭКВИВАЛЕНТНЫЙ КВАНТ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ СЕЛЕНА ОТ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ..... | 53 |
| §3.1. Фотонейтронные реакции $\text{Se}(\gamma, xn)^{73m,g}\text{Se}$, $\text{Se}(\gamma, xn)^{75}\text{Se}$ и $\text{Se}(\gamma, xn)^{81m,g}\text{Se}$ | 53 |
| §3.2. Фотопротонные реакции $\text{Se}(\gamma, pxn)^{71-74,76-79}\text{As}$ | 64 |
| §3.3. Прикладные аспекты полученных экспериментальных данных по фотоядерным реакциям на изотопах селена..... | |
| Выводы по третьей главе..... | 92 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ..... | 93 |
| СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ..... | 96 |

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность и востребованность темы диссертации. В настоящее время исследование фотоядерных реакций остается важным источником информации о свойствах и строении атомных ядер. Теоретическое и экспериментальное изучение фотоядерных реакций на природных изотопах селена позволяет описать переходный характер области массовых чисел $70 < A < 90$ от сферических ядер к деформированным. Также важным является перераспределение вкладов различных механизмов взаимодействия γ -квантов с ядрами с ростом энергии, в частности, в той области, где гигантский дипольный резонанс (ГДР) не является доминирующим. Помимо фундаментальных аспектов, изучение фотоядерных реакций на изотопах селена актуально для выяснения их роли в процессах звездного нуклеосинтеза, в возможности наработки перспективных для ядерной медицины радиоизотопов мышьяка на пучках тормозного излучения ускорителей электронов.

В мировых научных центрах имеется довольно обширная экспериментальная информационная база по сечениям реакций типа (γ, n) , $(\gamma, n)^m$, $(\gamma, n) + (\gamma, np)$ и $(\gamma, 2n)$ на изотопах селена в области ГДР ($E_\gamma \leq 28$ МэВ). Сильно различающиеся величины сечений фотонейтронных реакций на изотопах селена указывают на конкурирующий характер распада ГДР по каналам (γ, n) и (γ, p) реакций. Распад ГДР с испусканием протонов, несмотря на малое сечение реакции (γ, p) , позволяет изучать эффект изоспинового расщепления. Получение новых данных в области энергий выше 20 МэВ и улучшение точности существующих является одной из актуальных задач в области экспериментального изучения фотоядерных реакций.

В нашей республике большое внимание уделяется фундаментальным и прикладным исследованиям в области внедрения ядерных технологий в науку и производство. Направления этих фундаментальных исследований, имеющих важное значение для развития науки нашей страны и её практического

применения, отражены в Стратегии¹ развития нового Узбекистана на 2022–2026 гг.

Исследования в этой области соответствуют целям и задачам, предусмотренным в Указах Президента Республики Узбекистан № УП-60 «О Стратегии развития нового Узбекистана на 2022–2026 гг.» от 28 января 2022 года, УП-5484 «О мерах по развитию атомной энергетики в Республике Узбекистан» от 19 июля 2018 года, Постановлениях Президента Республики Узбекистан № ПП-4165 «Об утверждении Концепции развития атомной энергетики в Республике Узбекистан на период 2019-2029 гг.» от 7 февраля 2019 года, № ПП-4492 «Об утверждении стратегии развития кадрового потенциала для ядерно-энергетической программы Республики Узбекистан» от 16 октября 2019 года и № ПП-4526 «О мерах по поддержке научно-исследовательской деятельности Института ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан» от 21 ноября 2019 года, а также в других нормативно-правовых документах, принятых в данном направлении.

Соответствие исследований приоритетным направлениям развития науки и технологий республики. Диссертационное исследование выполнено в соответствии с приоритетным направлением развития науки и технологий республики II. «Энергетика, энергосбережение и альтернативные источники энергии».

Степень изученности проблемы. Исследованиями фотоядерных реакций на изотопах природного селена занимаются многие ученые ведущих научных центров мира, например, французские (P. Carlos, H. Beil, R. Bergere, J. Fagot, A. Lepretre, A. Veysiere), американские (S.A. Yates, C.R. Howell, S.M. Grimes), корейские (H. Naik, G.N. Kim, K. Kim, M. Zaman, M. Sahid, S.C. Yang), японские (F. Kitatani, H. Harada, S. Goko, H. Utsunomiya, H. Akimune, T. Kaihori, H. Toyokawa, K. Yamada, A. Makinaga) российские (А.М. Горячев, Г.Н. Залесный, В.В. Варламов, А.Г. Белов, Ю.П. Гангрский, А.Д. Антонов, А.П.

¹ Указ Президента Республики Узбекистан № УП-60 «О Стратегии развития нового Узбекистана на 2022-2026 годы» от 28 января 2022 г.

Тончев, Н.П. Балабанов, Р.А. Алиев, А.А. Кузнецов), украинские (В.М. Мазур, И.В. Соколюк, З.М. Биган, И.Н. Вишневский, В.И. Желтоножский, Е.В. Кулич, А.Н. Саврасов), вьетнамские (Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Nguyen Tuan Khai, Nguyen The Vinh, Phan Viet Cuong), узбекистанские (С.Р. Полвонов, Ф.Ш. Хамраев, Э.М. Шомуродов, Э.А.Запаров, Б.С. Мазитов, В.Г. Уланов) и другие.

В этих экспериментах, на пучках тормозного излучения ускоренных электронов, квазимонохроматических фотонов, образующихся при аннигиляции ускоренных позитронов и обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на пучке электронов, получены данные по сечениям реакций типа (γ, n) , $(\gamma, n)^m$, $(\gamma, n) + (\gamma, np)$ и $(\gamma, 2n)$ на изотопах селена в области энергий 10-28 МэВ.

В литературе отсутствуют экспериментальные данные о сечениях фотопротонных реакций на изотопах селена. Наличие этих данных позволило бы проверить концепцию изоспинового расщепления ГДР и исследовать энергетическую зависимость выходов и сечений фотоядерных реакций в этой области энергий.

Связь темы диссертации с планами научно-исследовательских работ научно-исследовательского учреждения, где выполнена диссертация. Диссертационная работа выполнена в рамках утвержденной Постановлением Президента РУз № ПП-4526 от 21 ноября 2019 года программы научно-исследовательских работ Института ядерной физики АН РУз на 2020 – 2024 годы по теме: «Исследования в области атомной энергетики, разработка технологий получения радиоизотопов и внедрения ядерных технологий».

Целью исследования является получение экспериментальных сечений на эквивалентный квант фотоядерных реакций на стабильных изотопах селена и установление основных механизмов реакций из зависимости сечений от энергии в области выше гигантского дипольного резонанса.

Задачи исследования:

проведение облучений образцов природного селена на пучках

тормозного излучения микротрона РМ-55 НИИ ядерной физики при Московском государственном университете и линейного ускорителя ЛИНЭК-200 Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ (Дубна) при энергиях ускоренных электронов 20, 40, 55, 60 и 80 МэВ.

выполнение численных расчетов спектров тормозного излучения на выходе вольфрамовых конверторов при энергиях ускоренных электронов 20, 40, 55, 60 и 80 МэВ, с использованием пакета программ Geant4;

установление изотопного состава продуктов фотоядерных реакций на изотопах природного селена гамма-спектроскопическим методом;

определение сечений фотоядерных реакций на эквивалентный квант для изотопов природного селена в диапазоне граничных энергий тормозного излучения 20–80 МэВ;

установление зависимости сечений фотоядерных реакций на эквивалентный квант для изотопов природного селена от энергии возбуждения;

выполнение расчетов сечений фотоядерных реакций на эквивалентный квант с помощью программных кодов TALYS-1.96 и комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФР);

анализ полученных данных путем сравнения с предсказаниями теории.

Объектом исследования являются стабильные изотопы селена.

Предметом исследования являются сечения на эквивалентный квант фотоядерных реакций на изотопах природного селена.

Методы исследования: метод наведенной активности, гамма-спектрометрия, компьютерное моделирование и расчеты с помощью программ Geant4, TALYS и КМФР.

Научная новизна исследования заключается в следующем:

впервые получены экспериментальные значения сечения на эквивалентный квант для реакций (γ, xn) и (γ, pxn) , образующих ядер $^{73g, 73m, 75, 81g, 81m}\text{Se}$ и $^{71-74, 76-79}\text{As}$ при облучении мишени природного селена тормозным гамма-излучением с граничными энергиями 20, 40, 55, 60 и 80 МэВ;

установлено, что в реакциях (γ, pxn) , образующих изотопы мышьяка $^{76-79}\text{As}$, основным механизмом является эффект изоспинового расщепления, удовлетворительно описываемый в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций;

впервые экспериментально найдены значения сечения реакции (γ, p) на изотопах $^{74,77,78,80}\text{Se}$ при энергии 20 МэВ и установлена экспоненциальная зависимость уменьшения сечения реакции (γ, p) с ростом массового числа;

впервые установлено, что экспериментальная зависимость изомерного отношения d для реакции $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m,g}\text{Se}$ от энергии возбуждения характеризуется областью насыщения с $\langle d \rangle = 0,60 \pm 0,08$ при энергиях выше 20 МэВ.

Практические результаты исследования заключается в следующем:

с использованием программного кода Geant4 получены расчетные спектры тормозного излучения электронов, генерируемых на вольфрамовых конверторах ускорителей РМ-55 и ЛИНАК-200;

с использованием программных кодов TALYS и КМФР, а также таблиц Зельцера-Бергера получены расчетные сечения фотонейтронных (γ, xn) и фотопротонных (γ, pxn) реакций на эквивалентный квант в диапазоне энергий 0-100 МэВ;

установлен линейный рост энергетической зависимости сечений на эквивалентный квант для реакций, образующих изотопы селена $^{73g,73m}\text{Se}$ и мышьяка $^{73,74}\text{As}$ в диапазоне энергий от 30 МэВ до 80 МэВ, обусловленный вкладом квазидейтронного механизма;

установлена тенденция насыщения зависимости сечений на эквивалентный квант для реакций, образующих изотопы селена $^{75,81g,81m}\text{Se}$ и мышьяка $^{76-79}\text{As}$ в диапазоне энергий от 40 до 80 МэВ.

Достоверность результатов исследования подтверждается применением полупроводниковых детекторов с высоким энергетическим разрешением и современных методов математической обработки аппаратных спектров; использованием надежного общепринятого

программного пакета Geant4 для численного моделирования спектров тормозного излучения; корректностью сравнительного анализа экспериментальных данных с результатами расчетов, выполненными с помощью программных кодов TALYS и КМФР.

Научная и практическая значимость результатов исследования.

Научная значимость результатов заключается в том, что полученные экспериментальные данные о фотоядерных реакциях на стабильных изотопах селена в области выше гигантского дипольного резонанса актуальны для улучшения теоретических подходов, нацеленных на описание механизмов фотоядерных реакций, таких как изоспиновое расщепление ГДР, возбуждение квадрупольного резонанса и квазидейтронный механизм. Значимым результатом является указание на возможность образования и деструкции обойденного ядра ^{74}Se за счет фотоядерных реакций, что необходимо учитывать в построении картины звездного нуклеосинтеза. Экспериментальные данные могут дополнить имеющуюся оценочную информацию в базах ядерных данных EXFOR (CSISRS) (МАГАТЭ) по фотоядерным реакциям. Практическая значимость результатов определяется оценкой возможности использования ускорителя электронов для наработки медицинских изотопов ^{72}As , ^{74}As , ^{76}As и ^{77}As , широко используемых в медицинской диагностике.

Внедрение результатов исследования. На основе полученных результатов по исследованию сечений фотоядерных реакций на изотопах селена в области выше гигантского дипольного резонанса:

полученные экспериментальные значения сечения на эквивалентный квант для реакций, образующих ядра $^{73g,73m,75,81g,81m}\text{Se}$ и $^{71-74,76-79}\text{As}$ при облучении мишени природного селена в поле тормозного излучения с граничными энергиями 20, 40, 55, 60 и 80 МэВ, а также теоретические подходы к их анализу были использованы в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований в рамках темы 04-5-1131-2017/2023 «Радиационно-физические, радиохимические и

нанотехнологические исследования на пучках ускоренных тяжелых ионов» (письмо Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ №500-26/80 от 4.12.2023). Использование результатов позволило описать и объяснить механизм фотоядерных реакций при различных энергиях возбуждения;

экспериментальное подтверждение того, что в фотопротонных реакциях, образующих изотопы мышьяка $^{76-79}\text{As}$ основным механизмом является эффект изоспинового расщепления было использовано в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (письмо Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ №500-26/80 от 4.12.2023). Использование результатов позволило интерпретировать механизм распада гигантского дипольного резонанса;

полученные экспериментальные значения сечения реакции (γ, p) на изотопах $^{74,77,78,80}\text{Se}$ при энергии 20 МэВ были использованы в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований на микротроне МТ-25 и проектируемых линейных ускорителях электронов (письмо Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ №500-26/80 от 4.12.2023). Использование результатов позволило оценить возможности радиохимического производства радиоизотопов мышьяка для ядерной медицины фотоядерным методом;

полученные экспериментальные значения изомерных отношений выходов реакции $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m,g}\text{Se}$ в области энергий выше гигантского дипольного резонанса были использованы в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (письмо Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ №500-26/80 от 4.12.2023). Использование результатов позволило интерпретировать механизм заселения изомерных состояний в широком диапазоне энергий возбуждений.

Апробация работы. Результаты исследования обсуждались на 5 международных и республиканских научных конференциях.

Опубликованность результатов исследований. По теме диссертации опубликованы 8 научных работ, в том числе 4 научные статьи в научных

изданиях, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией для публикации основных научных результатов докторских диссертаций, из которых 2 в зарубежных научных журналах.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка использованной литературы. Объем диссертации составляет 113 страниц.

Список опубликованных работ:

1. Rasulova F.A., Aliev R.A., Belyshev S.S., Demichev M.A., Demin D.L., Evseev S.A., Fursova N.J., Gostkin M.I., Khushvaktov J.H., Kobets V.V., Kuznetsov A.A., Rozov S.V., Ruziev E.T., Tran T.N., Yakushev E.A., Yuldashev B.S. Multiparticle $^{nat}\text{Se}(\gamma, \text{хлур})$ reactions induced with bremsstrahlung end-point energies of 20-80 MeV // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – Elsevier, 2023. – Vol. 1045. – p. 168428 (№1. Web of Science; IF=1.455)

2. Rasulova F.A., Aliev R.A., Belyshev S.S., Kuznetsov A.A., Khankin V.V., Fursova N.J., Shemukhin A.A. Photonuclear reactions on natural mixture of selenium // Physics of atomic nuclei. - Pleiades Publishing, 2023. – Vol. 86. – pp. 725-735 (№3. Scopus; IF=0.41)

3. Расулова Ф.А. Фотоядерный метод получения медицинского радиоизотопа ^{72}As // Доклады Академии наук Республики Узбекистан - Фан, 2023. - № 2. - С. 32-39 (01.00.00. №7).

4. Rasulova F.A. Cross sections of photonuclear reactions on ^{nat}Se at bremsstrahlung end-point energy of 20 MeV // Доклады Академии наук Республики Узбекистан. - Фан, 2023. - № 5. - С. 56-63 (01.00.00. №7).

5. Rasulova F.A., Aliev R.A., Belyshev S.S., Kuznetsov A.A., Khankin V.V., Fursova N.J. Photonuclear method for the production of medical radioisotope ^{72}As // “Nucleus-2022: Fundamental problems and applications”: LXXII International conference, July 11-16, 2022. – Moscow (Russia), 2022. – p. 406.

6. Rasulova F.A., Aliev R.A., Belyshev S.S., Kuznetsov A.A., Khankin V.V., Fursova N.J., Photoproton reactions on natural mixture of selenium // IV International scientific forum “Nuclear Science and Technologies” September 26-

30, 2022. Abstracts. – Almaty (Republic of Kazakhstan), 2022. - p. 39.

7. Расулова Ф.А., Алиев Р.А., Бельшев С.С., Кузнецов А.А., Ханкин В.В., Фурсова Н.Ю. Фотонейтронные реакции в природной смеси селена // «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине»: XXIII межвузовская молодежная научная школа-конференция имени Б.С. Ишханова. Сб. тез. докладов 23-24 ноября 2022. – Москва, 2022. – С. 78-79.

8. Расулова Ф.А. Изучение фотоядерных реакций в изотопах селена // “Роль талантливой молодежи в развитии физики (РИАК-15)”: Сб. трудов Респ. конф. 22-23 апреля 2022. – Ташкент, 2022. – С. 167.

ГЛАВА 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ СЕЛЕНА

§ 1.1. Сечения фотонейтронных (γ,sn) и (γ,sp) фотопротонных реакций

Существующие пакеты программ численных расчетов сечений и выходов фотоядерных реакций в широком диапазоне атомных масс и энергий возбуждения базируются на трех взаимосвязанных моделях: оптической, предравновесной и составного ядра. В качестве примеров таких программ можно назвать CINDER [1], CEM95 [2], GNASH [3], McGNASH [4], ALICE-F [5], HMS-ALICE [6], GUNF [7], GLUNF [8], XGFISS [9], STAPRE [10], PICA [11], PICA95 [12], PICA3 [13], DINREG [14], MARS [15], EMPIRE [16], TALYS [17], КМФР [18]. В рамках заложенных в программу базовых теоретических моделей, в расчетах учитываются тип фотоядерной реакции, характеристики ядра-мишени, угловое распределение эмиссии продуктов реакции и др. [19,20]. Наиболее привлекательными и широко применяемыми являются программы TALYS и КМФР (Комбинированная Модель Фотоядерных Реакций).

§ 1.1.1 Программный код TALYS

Программный код TALYS был создан для расчета сечений ядерных реакций на ядрах с $A=12 - 239$ в диапазоне энергий возбуждения 1 кэВ – 200 МэВ [17]. Программа позволяет проводить численные расчеты в рамках разных моделей фотоядерных реакций. Кроме доминирующих при относительно небольших энергиях статистических механизмов образования исходного высоковозбужденного ядра с захватом гамма-кванта, из которого происходит каскадный распад в основное или изомерное конечное состояние ядра, учитываются также прямые и полупрямые процессы типа выбивания одного или нескольких нуклонов, роль которых становится существенной вне ГДР. Сечение полного фотопоглощения σ_{ABS} определяется суммой сечения гигантского резонанса σ_{GDR} с сечением квазидейтронного фоторасщепления σ_{QD} [21]:

$$\sigma_{ABS}(E_\gamma) = \sigma_{GDR}(E_\gamma) + \sigma_{QD}(E_\gamma). \quad (1.1)$$

Согласно гипотезе Бринка–Акселя [22,23] сечение фотопоглощения в области энергий ГДР описывается как сумма лоренцианов, соответствующих различным каналам возбуждения атомного ядра:

$$\sigma_{GDR}(E_\gamma) = \sum_i \sigma_i \frac{(E_\gamma \Gamma_i)^2}{(E_\gamma^2 - \Gamma_i^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_i^2}, \quad (1.2)$$

где σ_i – значение максимума сечения в резонансе, E_i – положение максимума резонанса, Γ_i – ширина резонанса. Если форма атомного ядра представляет собой эллипсоид, ГДР расщепляется на i компонент. Для этих параметров в программе TALYS используется экспериментальная база данных [24]. При отсутствии этих данных, параметры рассчитываются путем аппроксимации ГДР теоретическими моделями:

$$\begin{aligned} \sigma_{E1} &= 1,2 \frac{12NZ}{A\pi\Gamma_{E1}} \text{ мб}, & E_{E1} &= 31,2A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6} \text{ МэВ}, \\ \Gamma_{E1} &= 0,026E_{E1}^{1,91} \text{ МэВ} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Помимо дипольных колебаний $E1$ учитываются также возбуждения более высокой мультипольности, в частности изоскалярные квадрупольные возбуждения $E2$. Изовекторные квадрупольные возбуждения в программе TALYS не описываются. Параметры изоскалярного электрического квадрупольного резонанса, следующего за интенсивностью ГДР, для всех ядер вычисляются как:

$$\sigma_{E2} = \frac{0.00014Z^2 E_{E2}}{A^{1/3}\Gamma_{E2}} \text{ мб}, \quad E_{E2} = 63A^{-1/3} \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{E2} = 6,11 - 0,012A \text{ МэВ}. \quad (1.4)$$

Для электрических колебаний другой мультипольности эти параметры аппроксимируются следующими формулами:

$$\sigma_{El} = 8,10^{-4} \sigma_{E(l-1)} \text{ мб}, \quad E_{El} = E_{E(l-1)} \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{El} = \Gamma_{E(l-1)} \text{ МэВ}. \quad (1.5)$$

Для $M1$ колебания:

$$\begin{aligned} \sigma_{M1} &= 0.04231A^{0.47} \pi^2 \hbar^2 c^2 [(49 - E_{M1}^2)^2 + 784] \text{ мб}, \\ E_{M1} &= 41A^{-1/3} \text{ МэВ}, & \Gamma_{M1} &= 4 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Для магнитных колебаний другой мультипольности эти параметры аппроксимируются следующими формулами:

$$\sigma_{Ml} = 8 \cdot 10^{-4} \sigma_{M(l-1)} \text{ мб}, \quad E_{Ml} = E_{M(l-1)} \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{Ml} = \Gamma_{M(l-1)} \text{ МэВ}. \quad (1.7)$$

Квазидейтронный механизм проявляется в области энергий, в которой фотон эффективно взаимодействует с коррелированной парой протон-нейтрон в ядре. Из соотношения (1.1) определяется квазидейтронная компонента на основе аппроксимации:

$$\sigma_{QD}(E_\gamma) = L \frac{NZ}{A} \sigma_d(E_\gamma) f(E_\gamma), \quad (1.8)$$

где $\sigma_d(E_\gamma)$ – эмпирическое сечение дейтронного фоторасщепления, которое описывается следующими соотношениями:

при $E_\gamma \leq 2,224 \text{ МэВ}$ $\sigma_d = 0$,

при $E_\gamma > 2,224 \text{ МэВ}$

$$\sigma_d(E_\gamma) = 61,2 \frac{(E_\gamma - 2,224)^{3/2}}{E_\gamma^3}. \quad (1.9)$$

L – параметр Левинджера, который равняется 6,5, $f(E_\gamma)$ – функция блокировки Паули, она описывается полиномиальной аппроксимацией:

$$\text{для } E_\gamma < 20 \text{ МэВ} \quad f(E_\gamma) = \exp(-73,3/E_\gamma), \quad (1.10)$$

для $20 < E_\gamma < 140 \text{ МэВ}$

$$f(E_\gamma) = 8,37 \cdot 10^{-2} - 9,83 \cdot 10^{-3} E_\gamma + 4,12 \cdot 10^{-4} E_\gamma^2 - 3,48 \cdot 10^{-6} E_\gamma^3 + 9,35 \cdot 10^{-9} E_\gamma^4, \quad (1.11)$$

$$\text{для } E_\gamma > 140 \text{ МэВ} \quad f(E_\gamma) = \exp(-24,23/E_\gamma). \quad (1.12)$$

Программа TALYS рассчитывает сечения практически всех реакций, происходящих в ядре, и переходы между состояниями, это даст возможность рассчитать сечения реакций с образованием изомерных состояний. Недостатком программы TALYS является то, что в этой программе не учитывается изоспиновый эффект при распаде возбуждения состояний с различными значениями изоспина $T_< = T_0$ и $T_> = T_0 + 1$, где $T_0 = |N-Z|/2$ – изоспин основного состояния. На рисунке 1.1 показаны полные фотонейтронные и фотопротонные сечения, вычисленные для изотопов $^{74-82}\text{Se}$.

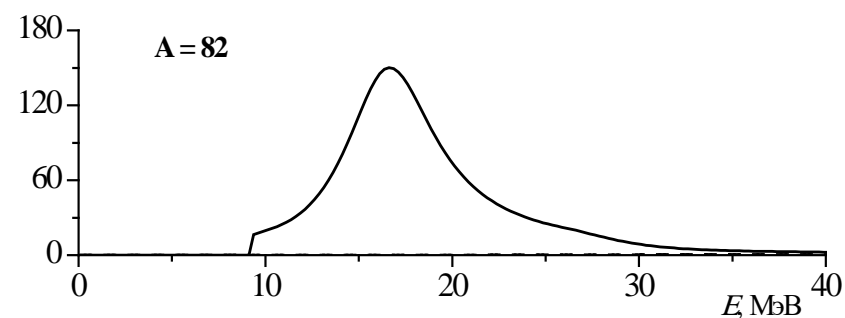
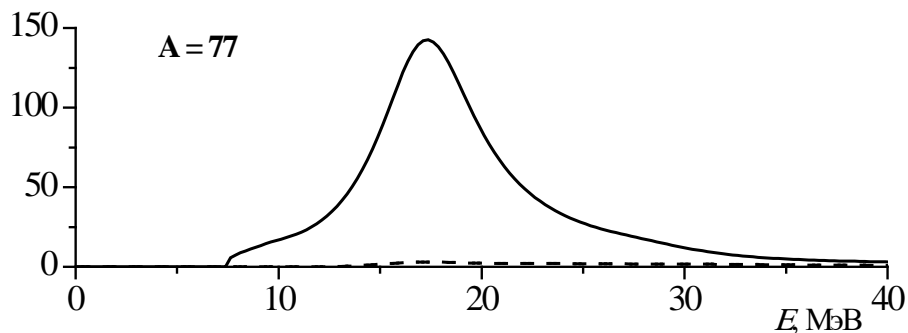
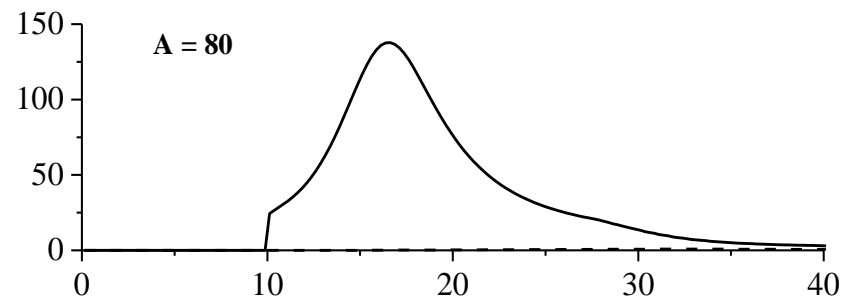
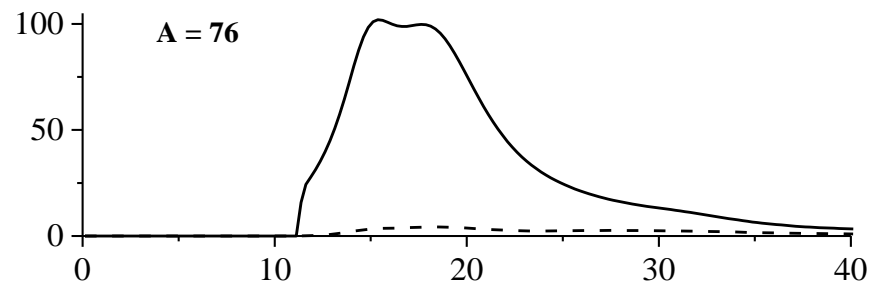
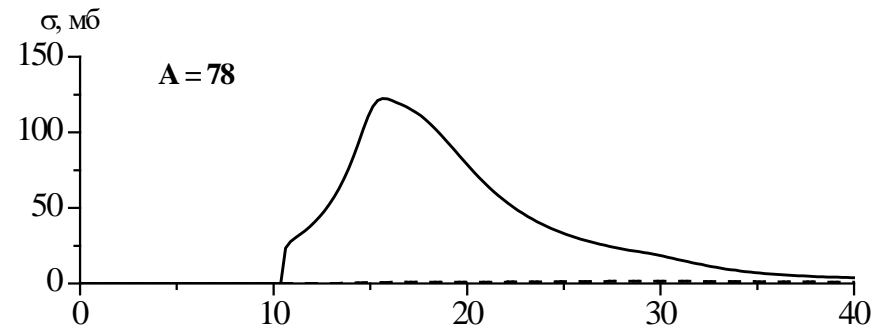
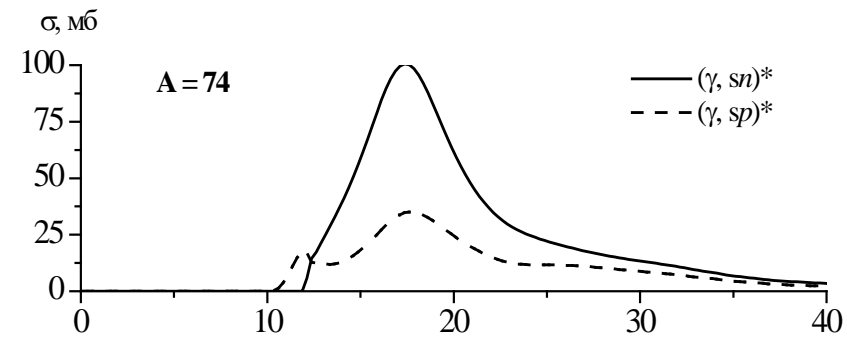


Рис. 1.1. Рассчитанные по программе TALYS сечения реакций $(\gamma, sn)^* = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, n + p)$ и $(\gamma, sp)^* = (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + (\gamma, n + p)$, суммарное сечение разных реакций с вылетом другого типа нуклона; для $(\gamma, sn)^*$ включены фотонейтронные реакции с вылетом протона, для $(\gamma, sp)^*$ включены фотопротонные реакции с вылетом нейтрона

Интегральные сечения реакций определяется по формуле:

$$\sigma(E^m) = \int_{E_{\text{порог}}}^{E^m} \sigma(E) dE, \quad (1.13)$$

где E^m – граничная энергия области, $E_{\text{порог}}$ – порог реакции.

Интегральные сечения реакций зависят от двух параметров: от величины сечения реакции $\sigma(E)$ и от величины области энергии $E^m - E_{\text{порог}}$, в которой расположено сечение реакции. На рисунке 1.2 приведены вычисленные интегральные сечения реакций $(\gamma, sn)^* = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, n+p)$, $(\gamma, sp)^* = (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + (\gamma, n+p)$ и реакции резонансного рассеяния фотонов (γ, γ') для различных изотопов селена

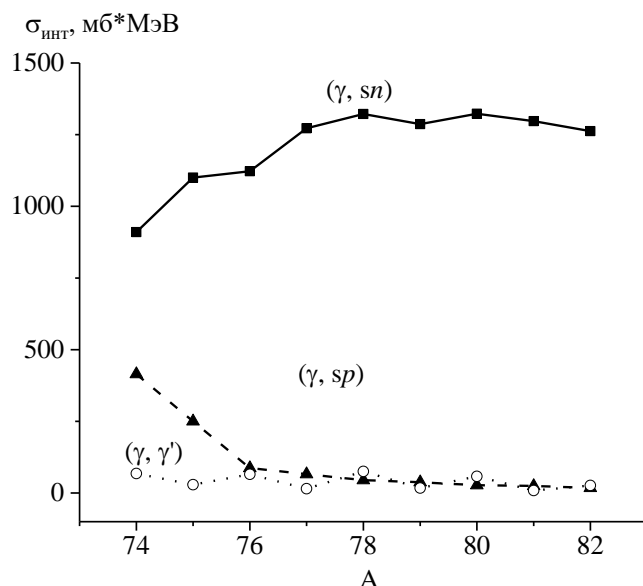


Рис. 1.2. Рассчитанная по программе TALYS зависимость от массового числа A интегральных сечений реакций $(\gamma, sn)^* = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, n+p)$ и $(\gamma, sp)^* = (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + (\gamma, n+p)$ и реакции резонансного рассеяния фотонов (γ, γ') для различных изотопов селена

Как видно из рисунка 1.2, резонансное рассеяние фотонов играет незначительную роль, особенно для тяжелых изотопов селена. Однако он существенно влияет на конкуренцию между нейтронным и протонным каналами реакции, так как после испускания фотона снижается энергия возбуждения ядерной системы, что снижает шансы на испускание типа нуклонов, имеющих более высокий порог разделения. В работе [18] показано

что, этот эффект особенно сильно проявляется в протоно- и нейтроноизбыточных ядрах на границах полосы β -стабильности.

§ 1.1.2. Комбинированная модель фотоядерных реакций

Комбинированная модель фотоядерных реакций (КМФР) разработана В. Орлиным (МГУ) в 1990 году [25]. В КМФР предполагается, условное деление реакции на две независимые стадии: образование сложной системы в результате поглощения фотонов (составное ядро) и распад этой системы на продукты реакции. Кроме того, в КМФР предполагается, что в диапазоне массовых чисел от $A \sim 40$ до A , соответствующим трансурановым элементам, можно ограничиться рассмотрением только трех конкурирующих каналов распада составной системы: нейтронного, протонного и фотонного.

При рассмотрении первой стадии реакции используются полумикроскопическая вибрационная модель и квазидейтронная модель фотопоглощения. Вторая стадия основывается на экситонной и испарительной моделях распада составной системы.

С помощью полумикроскопической модели колебания [18,26,27] рассчитываются энергии и интегральные сечения изовекторного ГДР, изовекторного гигантского квадрупольного резонанса и обертона ГДР, а также изоспиновое расщепление ГДР. В работе [28] для энергии ГДР получена простая полуэмпирическая формула, позволяющая оценить эту величину с погрешностью 0,2 МэВ, и достаточно надежная полуэмпирическая формула для оценки ширины ГДР. Ширина остальных гигантских резонансов оценивается с помощью экситонной модели.

Квазидейтронная модель [21,29,30] используется для описания сечения фотопоглощения в энергетической области $40 \leq E_\gamma \leq 140$ МэВ, где коллективный отклик ядра играет незначительную роль и энергия и импульс поглощаемого γ -кванта передаются коррелированной протон-нейтронной паре. Процессы эмиссии нуклонов и фотонов на предравновесном этапе реакции рассматриваются в рамках экситонной модели, а затем, после

достижения системой статистического равновесия, в рамках испарительной модели Вайскопфа–Эвина [31].

В КМФР учитываются влияние изоспинового расщепления ГДР на выход фотопротонов, вклад в сечение изовекторного квадрупольного резонанса и обертона ГДР при расчете сечения фотопоглощения и влияние структуры на описание полупрямого фотоэффекта. Изоспин T учитывается только при распаде ГДР. При этом для каждого промежуточного ядра $\{Z, N\}$ можно ограничиться всего двумя значениями T : $|N-Z|/2$ и $|N-Z|/2+1$, – поскольку ГДР расположен при сравнительно низких энергиях возбуждения. На рисунке 1.3 показаны полные фотонейтронные и фотопротонные сечения, вычисленные для изотопов $^{74-82}\text{Se}$. Видно, что в полном соответствии с теорией изоспинового расщепления ГДР с увеличением числа нейтронов фотопротонное сечение постепенно сдвигается в сторону больших энергий и уменьшается по величине.

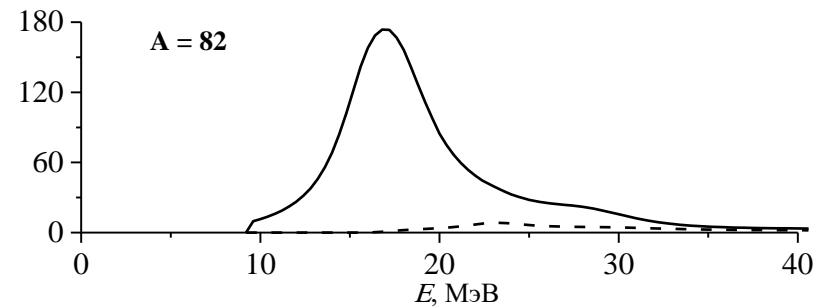
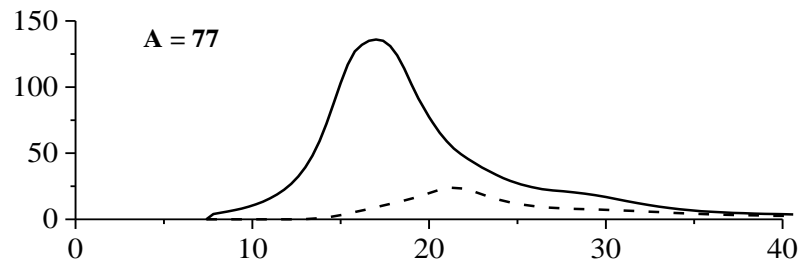
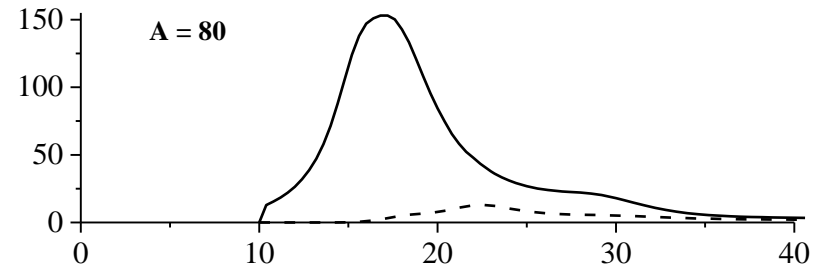
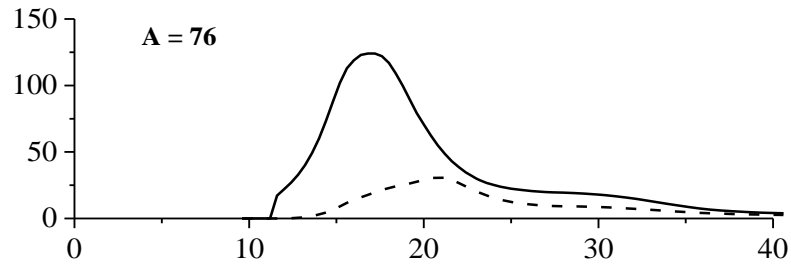
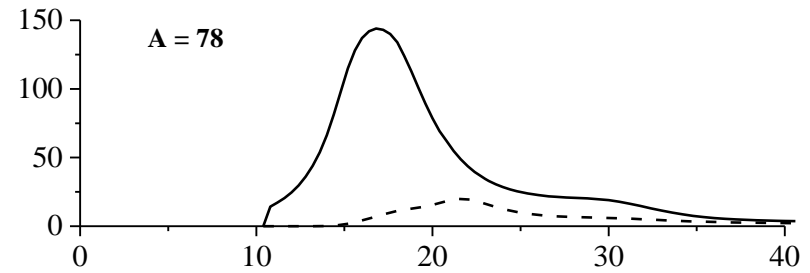
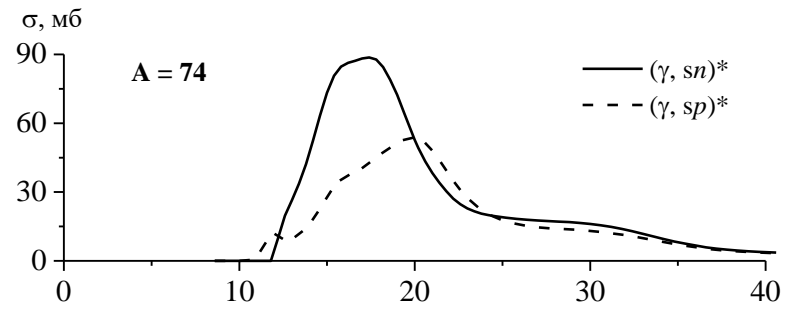


Рис. 1.3. Рассчитанные по КМФР сечения реакций $(\gamma, sn)^* = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, n + p)$ и $(\gamma, sp)^* = (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + (\gamma, n + p)$

На рисунке 1.4 приведены вычисленные интегральные сечения реакций $(\gamma, sn)^* = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, n + p)$, $(\gamma, sp)^* = (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + (\gamma, n + p)$ и реакции резонансного рассеяния фотонов (γ, γ') для различных изотопов селена.

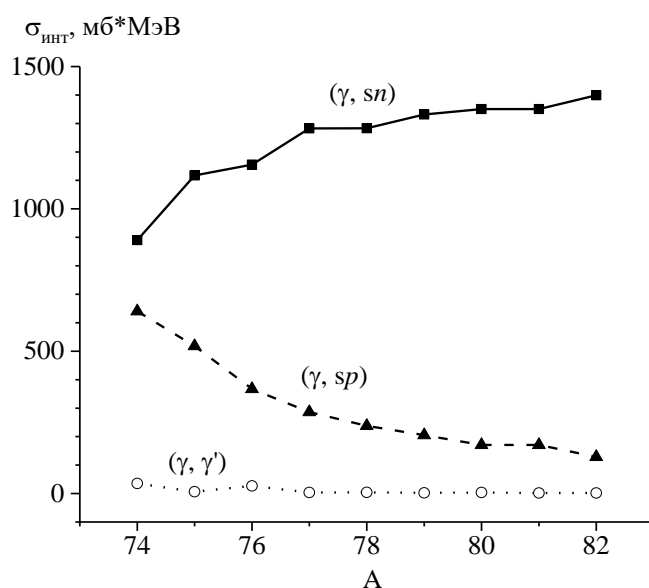


Рис. 1.4. Рассчитанная по программе КМФР зависимость от массового числа А интегральных сечений реакций $(\gamma, sn)^* = (\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, n + p)$, $(\gamma, sp)^* = (\gamma, p) + (\gamma, 2p) + (\gamma, n + p)$ и реакции резонансного рассеяния фотонов (γ, γ') для различных изотопов селена

В отличие от широко распространенных вычислительных кодов, в КМФР при расчете сечения фотопоглощения учитывается ГДР и квазидейтронный механизм фотопоглощения, а также вклад изовекторного квадрупольного резонанса и обертона ГДР. Энергии и интегральные сечения этих гигантских резонансов вычисляются в рамках полумикроскопической модели с мультиполь-мультипольными остаточными силами [32,33]. Сечение фотопоглощения квазидейтрона рассчитано в рамках квазидейтронной модели Левинджера с поправками на блокирующий эффект, введенными в [21]. В таблице 1.1 приведены вклады сечений $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компонент ГДР, квадрупольного резонанса), обертона ГДР и квазидейтронного механизма в полное сечение поглощения по энергии области до 70 МэВ на изотопах селена $^{74-82}\text{Se}$.

Таблица 1.1

Интегральные сечения полного поглощения $\sigma(\gamma, ABS)$, $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компонентов ГДР, обертона σ_{GDR2} , квадрупольного резонанса σ_{QR} , квазидейтронного механизма σ_{QD} для изотопов $^{74-82}\text{Se}$, рассчитанные по КМФР в области энергий γ -квантов до 70 МэВ

| A | Интегральные сечения $\sigma_{\text{инт}}$, МэВ·мб | | | | | |
|----|---|---------|---------|---------------|-----------------|---------------|
| | $\sigma(\gamma, ABS)$ | $T_{<}$ | $T_{>}$ | σ_{QR} | σ_{GDR2} | σ_{QD} |
| 74 | 1559 | 1028 | 242 | 79 | 23 | 186 |
| 75 | 1600 | 1103 | 202 | 81 | 24 | 190 |
| 76 | 1595 | 1124 | 174 | 82 | 22 | 191 |
| 77 | 1661 | 1196 | 151 | 84 | 23 | 205 |
| 78 | 1665 | 1211 | 131 | 86 | 26 | 212 |
| 79 | 1707 | 1263 | 115 | 88 | 25 | 216 |
| 80 | 1705 | 1273 | 100 | 89 | 26 | 217 |
| 81 | 1741 | 1316 | 88 | 90 | 29 | 218 |
| 82 | 1742 | 1324 | 77 | 92 | 31 | 220 |

§ 1.1.3. Сравнение интегральных сечений, полученных по TALYS и КМФР

Параметры сечения реакций $(\gamma, sn)^*$ (слева) and $(\gamma, sp)^*$ (справа) на изотопах $^{74-82}\text{Se}$, рассчитанные по программе TALYS (белые кружочки) и КМФР (темные кружочки), сравниваются на рисунке 1.5.

Из приведенных данных на рисунке 1.5 для фотонейтронных реакций (γ, sn) следует, что:

- положение максимума сечения фотонейтронных реакций E_m смещается в сторону меньших энергий с увеличением массового числа A: в программе TALYS 17,13 МэВ \rightarrow 16,38 МэВ, в КМФР 17,13 МэВ \rightarrow 16,63 МэВ.

- сечение в максимуме резонанса растет с увеличением массового числа A: в программе TALYS 100,5 мб \rightarrow 150,2 мб, в КМФР 88,67 мб \rightarrow 173,64 мб.

- интегральное сечение резонанса растет с увеличением массового числа

A : в программе TALYS $910,2 \text{ МэВ} \cdot \text{мб} \rightarrow 1297,04 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$, в КМФР $890,27 \text{ МэВ} \cdot \text{мб} \rightarrow 1398,99 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$.

В целом следует отметить хорошее согласие в описании фотонейтронного канала распада ГДР.

Из приведенных данных на рисунке 1.5 для фотопротонных реакций (γ, sp) следует, что:

– положение максимума сечения фотопротонных реакций E_m смещается в сторону больших энергий с увеличением массового числа A : в программе TALYS $17,38 \text{ МэВ} \rightarrow 36,38 \text{ МэВ}$, в КМФР $19,63 \text{ МэВ} \rightarrow 22,88 \text{ МэВ}$.

– сечение в максимуме резонанса уменьшается с увеличением массового числа A : в программе TALYS $35,04 \text{ мб} \rightarrow 0,47 \text{ мб}$, в КМФР $53,66 \text{ мб} \rightarrow 8,37 \text{ мб}$.

– интегральное сечение резонанса уменьшается с увеличением массового числа A : в программе TALYS $414,56 \text{ МэВ} \cdot \text{мб} \rightarrow 17,83 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$, КМФР $640,23 \text{ МэВ} \cdot \text{мб} \rightarrow 128,7 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$.

Основное различие результатов расчетов фотопротонных реакций по программе TALYS и в КМФР состоит в том, что величина интегрального сечения фотопротонных реакций в программе TALYS в 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.

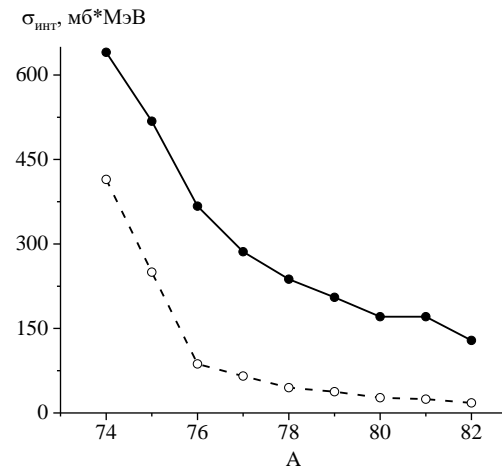
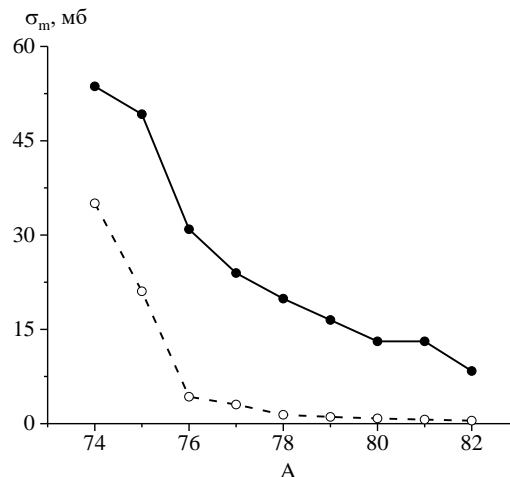
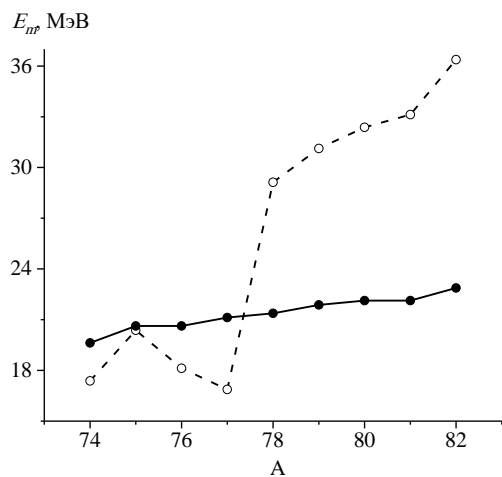
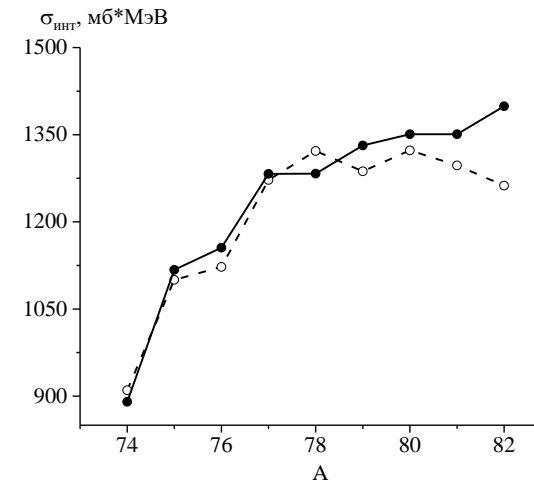
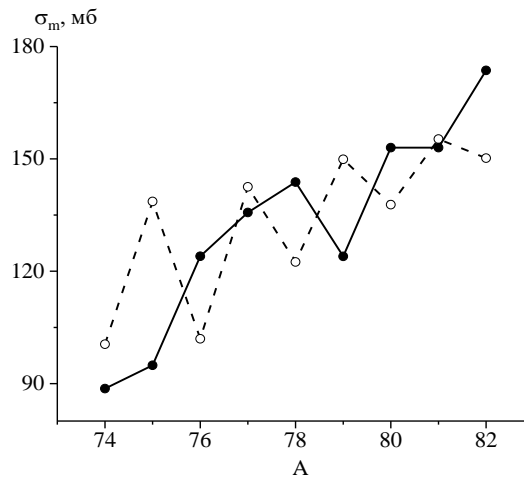
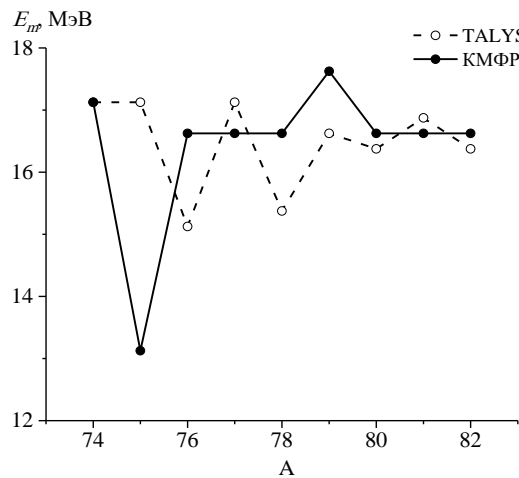


Рис. 1.5. Параметры сечения реакций $(\gamma, sn)^*$ (наверху) and $(\gamma, sp)^*$ (внизу) на изотопах $^{74-82}\text{Se}$, рассчитанные по программе TALYS (белые кружочки) и КМФР (темные кружочки)

§1.2. Основные характеристики изотопов селена и экспериментальные данные по сечениям фотоядерных реакций

В настоящее время известно 30 изотопов селена $^{65-94}\text{Se}$ ($Z=34$). Легкие изотопы $^{65-73,75}\text{Se}$ перегружены протонами и распадаются в результате β^+ -распада и K -захвата. По мере удаления от полосы β -стабильности периоды полураспада легких изотопов селена уменьшаются до нескольких секунд и могут сопровождаться испусканием запаздывающих протонов. Изотоп ^{65}Se находится практически на границе энергии связи протона в ядре $B_p=0$. Тяжелые изотопы $^{79,81-94}\text{Se}$ распадаются в результате β^- -распада. У наиболее тяжелого среди известных изотопов ^{94}Se энергия связи нейтрона $B_n=4,17$ МэВ. В таблице 1.1 приведены основные характеристики изотопов селена: энергия отделения протона B_p , энергия отделения нейтрона B_n , удельная энергия связи ϵ , спин J , четность P и период полураспада $T_{1/2}$ радиоактивных изотопов. Для стабильных изотопов указано процентное содержание в природной смеси изотопов.

На рисунке 1.6 показаны зависимости энергий отделения нейтрона B_n , протона B_p , удельной энергии связи изотопа ϵ от массового числа A изотопов $^{65-94}\text{Se}$. Отчетливо проявляется эффект спаривания нейтронов в четно-четных изотопах селена. Спаривание нейтронов приводит к увеличению энергии связи ядра, что, в свою очередь, приводит к увеличению энергии отделения протона, т. к. потенциальная яма, в которой расположены протоны в четно-четных изотопах, оказывается глубже.

Основные характеристики изотопов селена $^{65-94}\text{Se}$

| A | N | B_n | B_p | ε | J^P | $T_{1/2}$ |
|-----|-----|-------|-------|---------------|--------|-----------|
| 65 | 31 | | 0,69 | 8,71 | 0+ | <50 мс |
| 66 | 32 | 16,87 | 1,9 | 8,69 | | 33 мс |
| 67 | 33 | 12,86 | 2,28 | 8,72 | | 136 мс |
| 68 | 34 | 15,79 | 4,85 | 8,69 | 0+ | 35,5 с |
| 69 | 35 | 10,16 | 4,69 | 8,71 | (1/2-) | 27,4 с |
| 70 | 36 | 13,82 | 6,25 | 8,68 | 0+ | 41,1 мин |
| 71 | 37 | 9,14 | 6,07 | 8,69 | 5/2+ | 4,74 мин |
| 72 | 38 | 12,84 | 7,29 | 8,66 | 0+ | 8,40 дн |
| 73 | 39 | 8,39 | 7,27 | 8,66 | 9/2+ | 7,15 ч |
| 74 | 40 | 12,07 | 8,54 | 8,61 | 0+ | 0,86% |
| 75 | 41 | 8,03 | 8,59 | 8,58 | 5/2+ | 119,79 дн |
| 76 | 42 | 11,15 | 9,51 | 8,53 | 0+ | 9,23% |
| 77 | 43 | 7,42 | 9,59 | 8,49 | 1/2- | 7,60% |
| 78 | 44 | 10,49 | 10,39 | 8,44 | 0+ | 23,69% |
| 79 | 45 | 6,96 | 10,39 | 8,39 | 7/2+ | 2,95E+5 л |
| 80 | 46 | 9,91 | 11,41 | 8,33 | 0+ | 49,80% |
| 81 | 47 | 6,70 | 11,52 | 8,29 | 1/2- | 18,45 мин |
| 82 | 48 | 9,27 | 12,35 | 8,22 | 0+ | 8,82% |
| 83 | 49 | 5,82 | 12,31 | 8,18 | 9/2+ | 22,3 мин |
| 84 | 50 | 8,68 | 13,36 | 8,71 | 0+ | 3,10 мин |
| 85 | 51 | 4,55 | 13,62 | 8,69 | (5/2+) | 31,7 с |
| 86 | 52 | 6,18 | 14,51 | 8,72 | 0+ | 15,3 с |
| 87 | 53 | 4,11 | 14,77 | 8,69 | (5/2+) | 5,50 с |
| 88 | 54 | 5,37 | 15,17 | 8,71 | 0+ | 1,53 с |
| 89 | 55 | 3,39 | 15,19 | 8,68 | (5/2+) | 0,41 с |
| 90 | 56 | 4,77 | 16,09 | 8,69 | 0+ | >300 нс |
| 91 | 57 | 2,47 | 16,09 | 8,66 | | 0,27 с |
| 92 | 58 | 4,37 | 16,99 | 8,66 | 0+ | >300 нс |
| 93 | 59 | 2,17 | 17,09 | 8,61 | (1/2+) | >150 нс |
| 94 | 60 | 4,17 | | 8,58 | 0+ | >150 нс |

В изотопах селена число протонов $Z=34$. Число нейтронов в известных в настоящее время изотопах селена изменяется от $N=31$ до $N=60$. Схематическое расположение состояний в сферически симметричном потенциале с учетом спин-орбитального взаимодействия изотопов селена показано на рисунке 1.7.

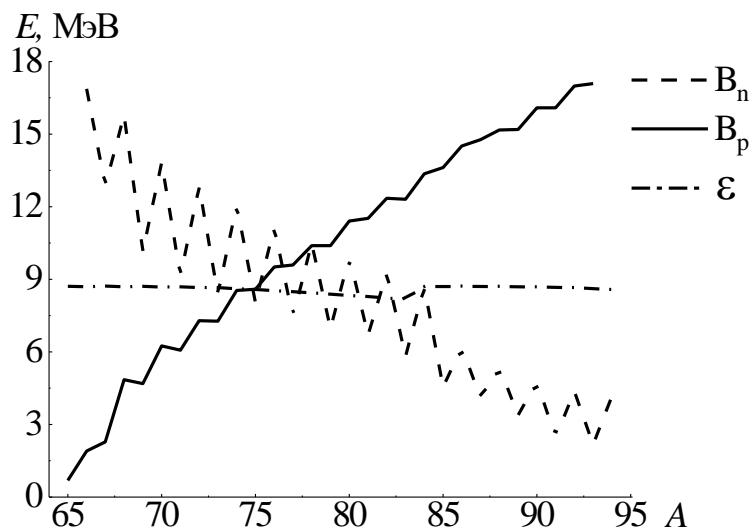


Рис. 1.6. Зависимость энергии отделения нейтрона B_n (штриховая линия), протона B_p (сплошная линия) и удельной энергии связи ядер ϵ (штрихпунктирная линия) от массового числа A для изотопов селена $^{65-94}\text{Se}$

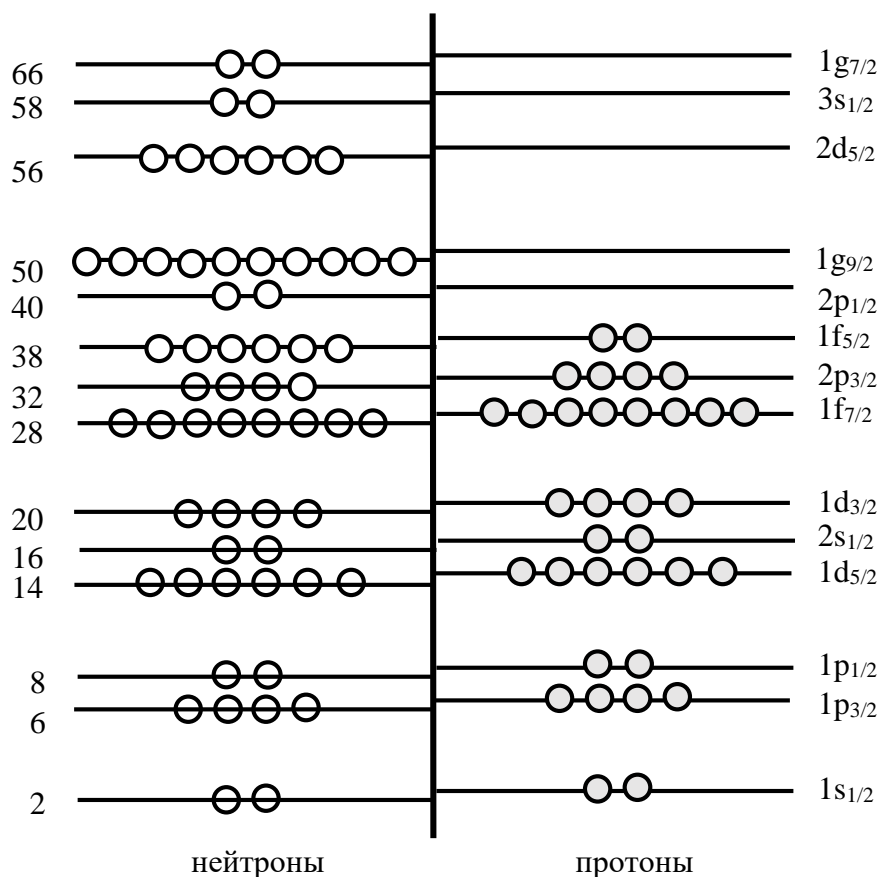


Рис. 1.7. Схематическая последовательность одночастичных состояний в сферически симметричном потенциале с учетом спин-орбитального взаимодействия

На рисунке 1.7 слева показано число нуклонов, заполняющих одночастичные состояния, включая данное состояние, справа показана идентификация одночастичных состояний модели оболочек. Темные и серые кружочки соответствуют нейтронам и протонам в изотопе ^{65}Se . Светлые кружочки соответствуют заполнению нейтронных состояний в изотопах $^{66-94}\text{Se}$.

Согласно одночастичной модели оболочек в изотопах селена протоны заполняют все одночастичные состояния вплоть до $2p_{3/2}$. Два внешних протона располагаются в состоянии $1f_{5/2}$. Нейтроны также заполняют все одночастичные состояния вплоть до $1f_{7/2}$. По мере увеличения числа нейтронов с 31 до 60 происходит заполнение состояний $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$, $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$. Так как энергетический разброс одночастичных состояний, заполняемых нейтронами $N=31-60$, составляет 2-3 МэВ и сравним по величине с энергией спаривания нуклонов, последовательность заполнения нейтронами одночастичных состояний может отличаться от приведенной на рисунке 1.7. Кроме того, наличие сил спаривания приводит к частичному заполнению одновременно нескольких одночастичных состояний.

С увеличением числа нейтронов в изотопах селена нарушается сферическая симметрия ядерного потенциала. Взаимодействие внешних нуклонов с сферически симметричным остовом ядра приводит к деформации сферически симметричного остова. В работах [34,35] были исследованы квадрупольные моменты стабильных изотопов селена. Параметры деформации четно-четных изотопов приведены в таблице 1.3. Здесь величина квадрупольной деформации получена методом измерения приведенной вероятности $B(E2)\uparrow$ [34]. Деформация стабильных изотопов объясняется тем, что внешние протоны частично заполняют подоболочку $1f_{5/2}$, а нейтроны – $1g_{9/2}$. Квадрупольная деформация изотопов селена приводит к уширению максимума сечения ГДР.

Параметры деформации стабильных изотопов селена

| A | β_2 (эксп.) [34] | β_2 (теор.) [35] |
|----|------------------------|------------------------|
| 74 | $0,302 \pm 0,0031$ | $-0,199 \pm 0$ |
| 76 | $0,309 \pm 0,0037$ | $+0,138 \pm 0$ |
| 78 | $0,2712 \pm 0,0036$ | $+0,176 \pm 0$ |
| 80 | $0,2318 \pm 0,0028$ | $+0,187 \pm 0$ |
| 82 | $0,1944 \pm 0,0026$ | $+0,167 \pm 0$ |

Экспериментальное изучение фотоядерных реакций проводится на пучках тормозного излучения ускоренных электронов (бетатроны, микротроны, линейные ускорители электронов), [36,37] квазимонохроматических фотонов, образующихся при аннигиляции ускоренных позитронов [38] и обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на пучке электронов [39–43].

Спектр фотонов тормозного излучения электронов характеризуется непрерывным распределением в диапазоне энергий от 0 до $E_{\gamma}^{\max} \approx E_e$, с доминирующей интенсивностью в низкоэнергетической части спектра. Данное обстоятельство создает существенные трудности при восстановлении экспериментального сечения реакции [44]. В экспериментах с тормозным излучением сечения реакций извлекаются методами разности спектров фотонов, предложенных Пенфолдом и Лейссом [45-47], Куком [48] и Тихоновым [49]. В эксперименте [36] мишень исследуемого вещества облучалась пучком тормозного излучения, который генерировалось в тормозной мишени из вольфрама. В такого типа экспериментах измеряется выход фотоядерной реакции $Y(E_{\gamma\max})$, который представляет собой свертку энергетических зависимостей искомого сечения реакции $\sigma(E)$ и спектра тормозных фотонов $W(E, E_{\gamma\max})$:

$$Y(E_{\gamma\max})_{\text{exp}} = N \int_{E_{th}}^{E_{\gamma\max}} W(E, E_{\gamma\max}) \sigma(E) dE, \quad (1.14)$$

где N – нормировочная константа, $E_{\gamma\max}$ – кинетическая энергия электронов,

падающих на радиатор, E – энергия тормозных γ -квантов, образующихся в радиаторе, E_{th} – порог исследуемой фотоядерной реакции. При изменении верхней границы тормозного спектра получается зависимость выхода реакции $Y(E_{\gamma max})$, и затем решается система интегральных уравнений (1.14).

Метод квазимонохроматических фотонов, в результате аннигиляции ускоренных позитронов позволяет обойти проблемы восстановления сечения реакции в экспериментах с тормозными фотонами [50]. Получение пучка γ -излучения при торможении быстрых позитронов является многоступенчатым процессом, включающим в себя создание тормозного γ -излучения релятивистских электронов, рождение электрон-позитронных пар при взаимодействии γ -излучения с веществом и образование тормозного и аннигиляционного ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$) γ -излучений в результате торможения быстрых позитронов на мишени. В отличие от тормозного излучения быстрых электронов, в граничной области непрерывного распределения тормозного излучения позитронов присутствует аннигиляционный (квазимонохроматический) пик с $E_{\gamma}^a \approx E_{e^+}$. Информация о выходе реакции, соответствующем квазимонохроматическим квантам извлекается из разности измерений $Y_{e^+}(E_{e^+}) - Y_{e^-}(E_{e^-})$. Сечение при этом определяется как $\sigma_a = \frac{Y_a}{I_a}$, где I_a – интенсивность квазимонохроматического гамма-излучения. Величина I_a невелика, т.к. вероятность рождения позитрона в конвертере не превышает $10^{-4} - 10^{-3}$, а выход аннигиляционных фотонов на один позитрон равен $\sim 10^{-4}$. Следовательно, выход аннигиляционных фотонов на один ускоренный электрон составляет не более $10^{-8} - 10^{-7}$. Малый выход аннигиляционных фотонов предполагает использование сильноточных линейных ускорителей электронов и большой массы исследуемой мишени (до нескольких сот граммов). Сечение фотоядерных реакций на изотопах селена на пучке квазимонохроматических фотонов было измерено в Сакле (Франция) [51]. В эксперименте нейтроны регистрировались высокоэффективным сцинтилляционным детектором, имеющем эффективность регистрации $40\% \leq$

$\varepsilon \leq 60\%$, что позволяло проводить прямое разделение каналов распада с испусканием $[\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np)]$ и $\sigma(\gamma, 2n)$.

Метод получения пучков γ -излучения путем обратного комптоновского рассеяния лазерного излучения на пучках релятивистских электронов впервые предложен в работах [52,53]. Суть метода заключается в преобразовании монохроматического лазерного излучения ω_0 в жесткие гамма-кванты, в результате взаимодействия с пучком релятивистских электронов. Энергия рассеянных комптоновских квантов однозначно связана с углом рассеяния θ :

$$E_{\gamma}^c = 4\gamma^2 \frac{\hbar\omega_0}{1 + (\theta\gamma)^2 + \frac{2\hbar\omega_0}{m_0c^2}}, \quad \text{где } \gamma = E_e/m_0c^2. \quad \text{Максимальную энергию получают}$$

кванты, рассеявшиеся в направлении начального импульса электрона. Большая часть фотонов сосредоточена в пределах малого угла $\theta \sim 1/\gamma$ (для большинства установок $\theta \sim 1$ мрад. Для получения комптоновских пучков необходимы накопители электронов с I_e несколько сотен миллиампер. При этом интенсивность образующихся гамма-пучка сравнительно мал, $\sim 10^{-5} - 10^7$ c^{-1} . На накопительном кольце ускорителя электронов TERAS (Цукуба, Япония) с E_e от 548 до 677 МэВ создана установка для генерации комптоновского γ -излучения с граничной энергией интегрального спектра до 80 МэВ. В качестве источника первичных фотонов использован рубиновый лазер с $\hbar\omega_0 = 2,3$ эВ. На этой установке были измерены сечения (γ, n) реакций на изотопах $^{76-78,80}\text{Se}$ при энергии возбуждения 13 МэВ [39–43].

Сечения фотоядерных реакций на изотопах селена в области энергий ГДР были измерены в работах [36–43]. В работе [36] на тормозном пучке электронов методом прямой регистрации нейтронов были определены сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$ для всех стабильных изотопов селена до энергии 25 МэВ. В работе [37] этим же методом были измерены сечения реакций $^{78}\text{Se}(\gamma, n)^{77m}\text{Se}$, $^{80}\text{Se}(\gamma, n)^{79m}\text{Se}$ и $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m}\text{Se}$. Сечения реакций рассчитывались методом Пенфолда–Лейсса, с шагом 1,0 МэВ. Полученные экспериментальные сечения показаны на рисунках 1.8 и 1.9. В графиках приведены теоретические кривые, рассчитанные на основе TALYS (пунктирная линия) и КМФР (сплошная

линия).

В работах [39–43] были измерены сечения реакций $\sigma(\gamma, n)$ на пучке квазимоноэнергетических фотонов, полученных в результате обратного комптоновского рассеяния до энергии 14,6 МэВ на изотопах $^{76,77,78,80}\text{Se}$. Полученные результаты показаны на рисунке 1.8. В работе [38] на пучке квазимоноэнергетических фотонов сечение реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ и сумма сечений реакции $\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$ измерялись в диапазоне энергий от порога до 30 МэВ на изотопах $^{76,78,80,82}\text{Se}$. Полученные результаты показаны на рисунках 1.10 и 1.11 соответственно.

В работе [36] сечения ГДР фотонейтронных реакций аппроксимировались лоренцевской кривой [54]:

$$\sigma(E) = \sigma_m \frac{(E\Gamma)^2}{(E^2 - E_m^2)^2 + E^2\Gamma^2}, \quad (1.14)$$

где σ_m – сечение в максимуме резонанса, Γ – ширина гигантского резонанса, E_m – положение максимума сечения резонанса.

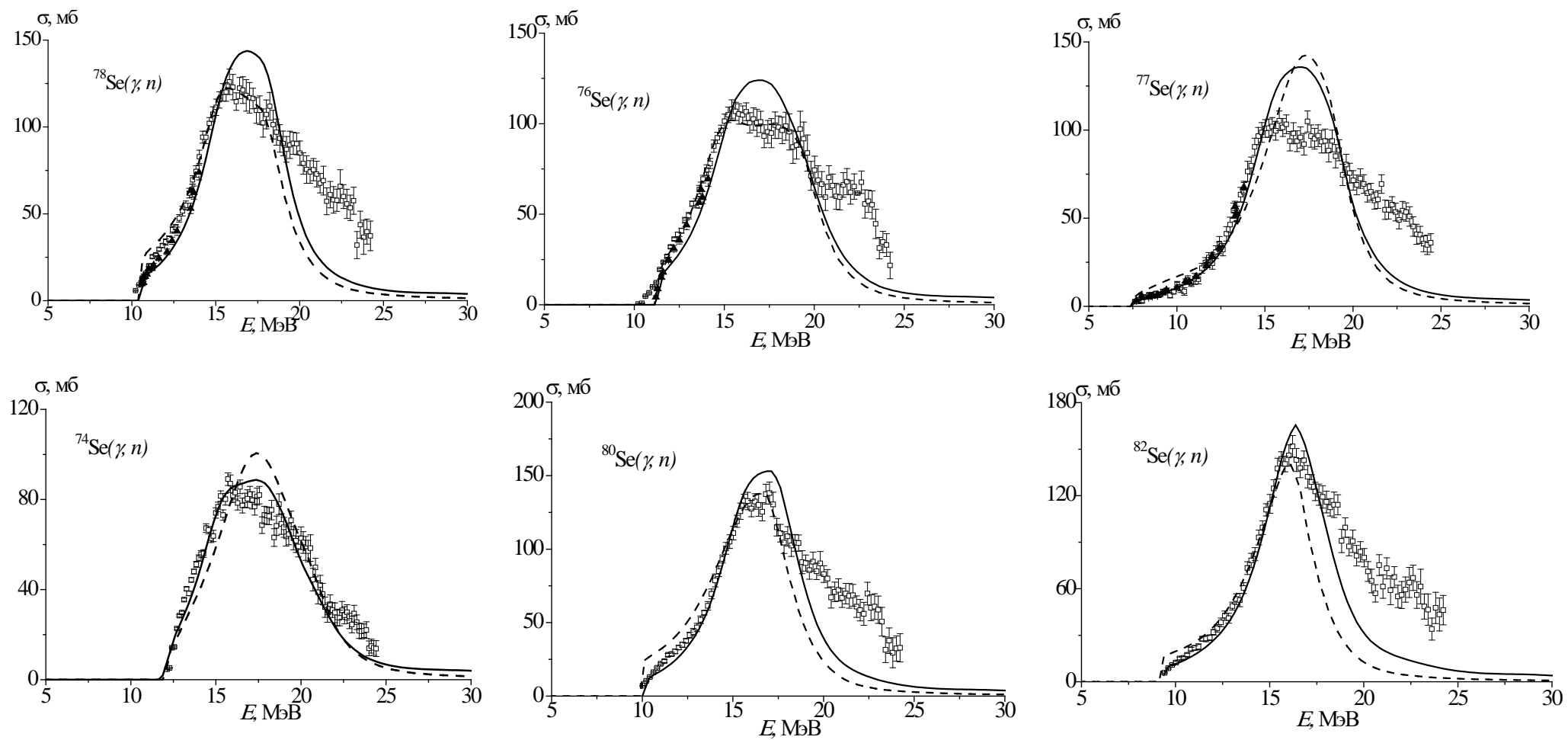


Рис. 1.8. Сечения реакции (γ, n) , полученные в работах [36-43]

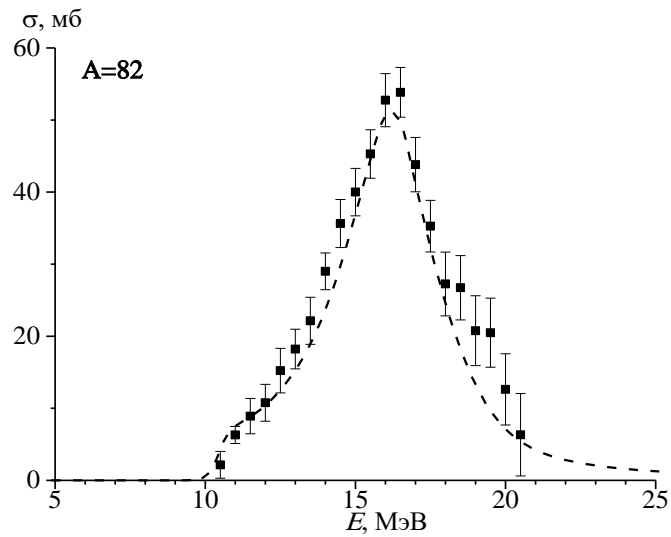
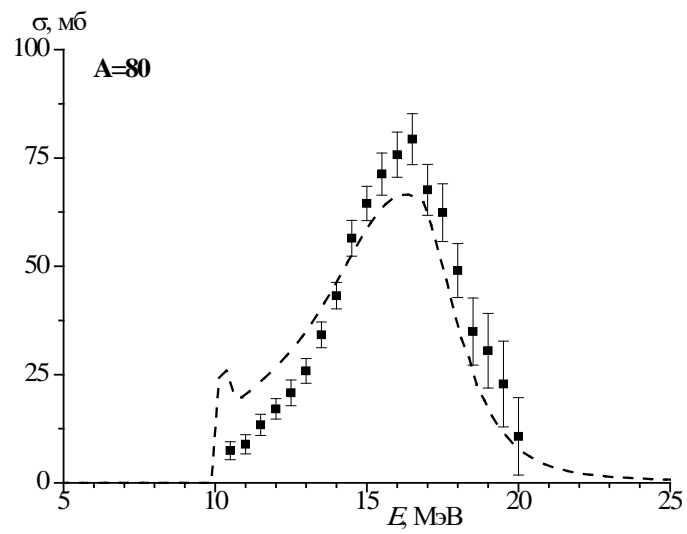
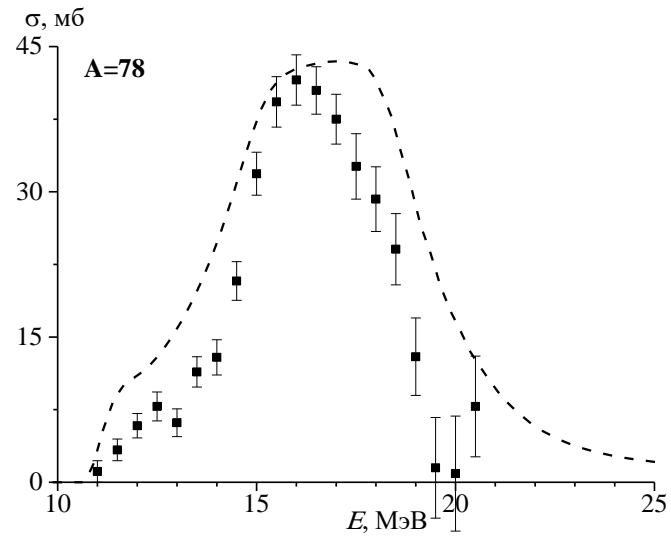


Рис. 1.9. Сечения реакции $(\gamma, n)^m$, полученные в работе [37]

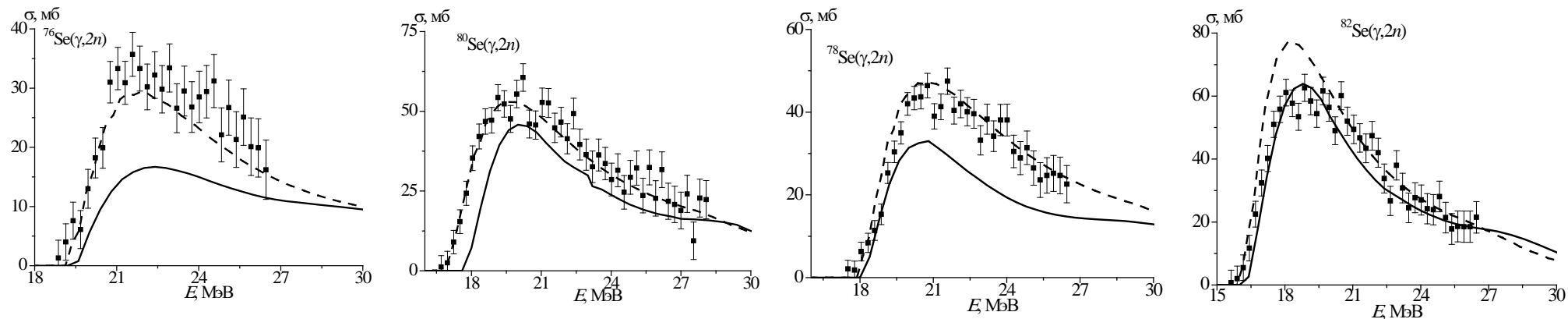


Рис. 1.10. Сечения реакции $(\gamma, 2n)$, полученные в работе [38]

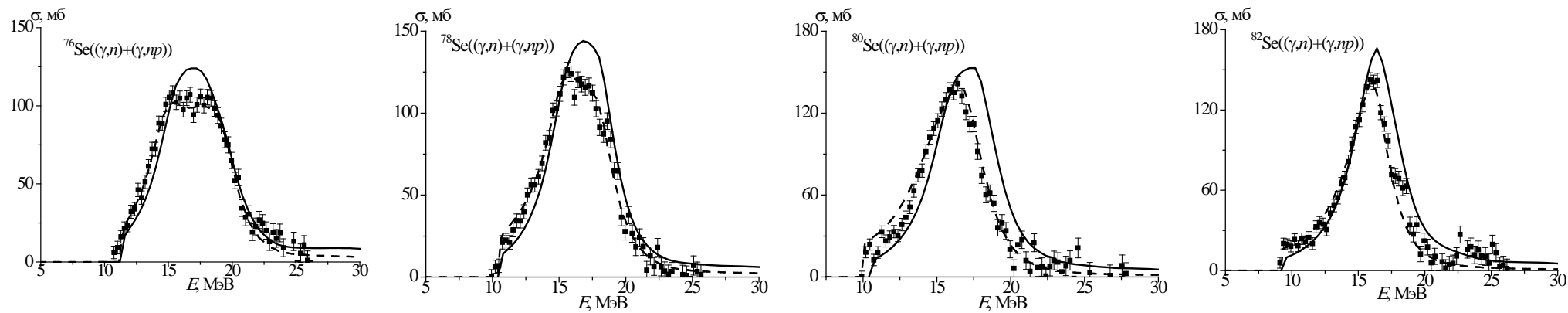


Рис. 1.11. Сечения реакции $(\gamma, n) + (\gamma, np)$, полученные в работе [38]

В области энергий фотонов $E_\gamma \geq$ максимума ГДР применение методов прямой регистрации нейтронов является малоэффективным. Пороги реакций различной множественности находятся в области за ГДР, с увеличением энергии фотонов в ядре-мишени происходят реакции с вылетом нескольких нейтронов. С помощью методов прямой регистрации нейтронов не возможно разделять реакции (γ, n) , (γ, np) или $(\gamma, n2p)$, поскольку зарегистрированный детектором единичный нейтрон не может быть однозначно приписан к одной из них.

Изомерные отношения выходов для реакции $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m,g}\text{Se}$ в широком диапазоне энергий хорошо изучены в работах [37, 55-60]. Получены результаты по измерению изомерных отношений выходов реакции $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m,g}\text{Se}$ при граничной энергии тормозного излучения 19 МэВ [56], 22 МэВ [55], 25 МэВ [57,58] и 30 МэВ [57]. Изомерное отношение было измерено с помощью метода прямого сравнения чисел отсчетов в фотопиках гамма-линии для переходов в метастабильные и основные состояния и метода разложения кривых выходов на распад или измеренной активации для любой гамма-линии.

В работе [37] изомерные отношения выходов и сечений реакции $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m,g}\text{Se}$ измерены в области энергий 10,5-22 МэВ. Облучение образцов проводилось в поле тормозного излучения пучка электронов микротрона М-30 Института электронной физики Национальной Академии наук Украины. Образцы представляли собой металлические диски (диаметром 20 мм и массой 2 г) с изотопным обогащением более 90%.

В работе [59] изомерные отношения выходов реакции $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m,g}\text{Se}$ измерены в области энергий 14-24 МэВ с шагом 1 МэВ. Исследуемые образцы были облучены на ускорителе электронов МТ-25 Лаборатории ядерных реакций им. Флерова Объединенного института ядерных исследований.

В работе [60] изомерные отношения выходов и сечений реакции $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m,g}\text{Se}$ измерены в области энергий 10-18,5 МэВ с шагом 0,5 МэВ. Облучение образцов проводилось в поле тормозного излучения пучка электронов микротрона М-30 Института электронной физики Национальной

Академии наук. Исследуемые мишени представляли собой порошкообразные вещества высокой чистоты, металлические диски из селена с массой 2 г и диаметром 30 мм. Полученное сечение возбуждения изомерного состояния ядра $^{81m.g}\text{Se}$ сравнивается с результатами теоретических расчетов, проведенных с помощью программного пакета TALYS, который указывает на доминирование статистического механизма в изучаемой реакции.

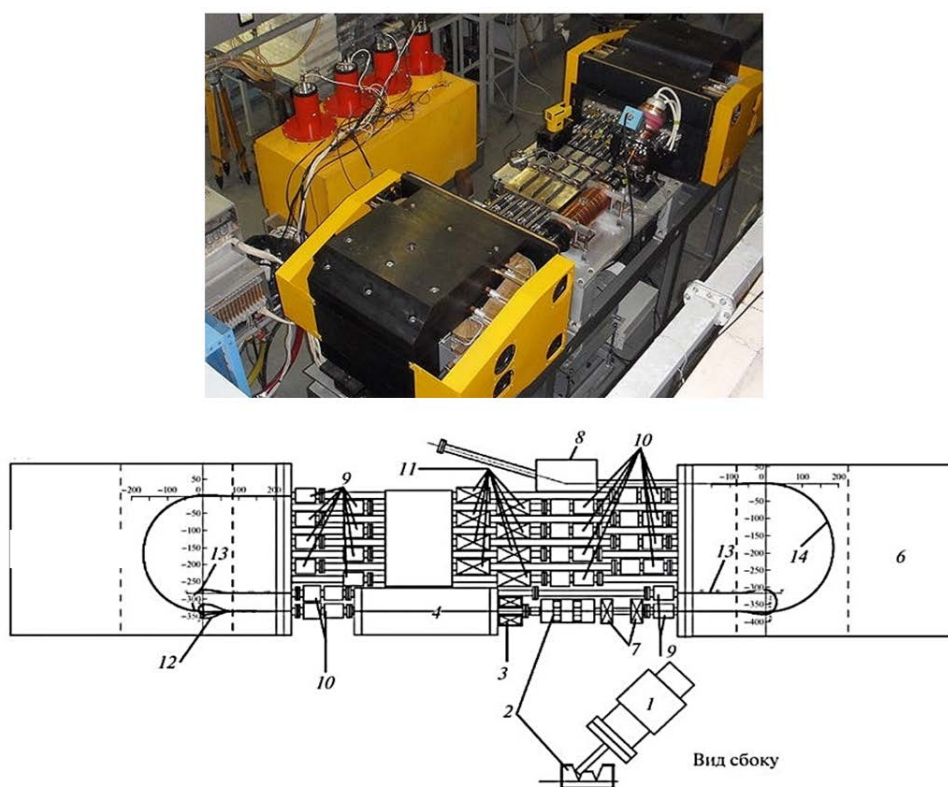
Выводы по первой главе

Существующие пакеты программ численных расчетов сечений и выходов фотоядерных реакций в широком диапазоне атомных масс и энергий возбуждения базируются на трех взаимосвязанных моделях: оптической, предравновесной и составного ядра. Наиболее детальными и широко применяемыми являются программы TALYS и КМФР, позволяющие проводить расчеты в широком диапазоне массовых чисел и энергий возбуждения. Экспериментальные исследования фотоядерных реакций на изотопах природной смеси селена в области энергий возбуждения от 10 до ~28 МэВ проводились с использованием тормозного γ -излучения, аннигиляционного ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$) γ -излучения и обратного комптоновского γ -излучения. В литературе отсутствуют экспериментальные данные о сечениях фотоядерных реакций на изотопах селена в области энергий возбуждения >28 МэВ, на основе которых можно было бы проверить теоретические концепции, заложенные в пакеты программ TALYS и КМФР. На основании этих выводов сформулированы цель и задачи диссертации, которые описаны во введении.

ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ПУЧКАХ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ РМ-55 И ЛИНАК-200. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ И ВЫХОДОВ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ПРИРОДНЫХ ИЗОТОПАХ СЕЛЕНА

§ 2.1. Характеристики ускорителей РМ-55 и ЛИНАК-200

Ускоритель электронов типа микротрон РМ-55 создан и введен в эксплуатацию в НИИЯФ МГУ совместно с Институтом физики им. П. Н. Лебедева РАН [61]. Общий вид и схема конструкции показаны на рисунке 2.1.



1 – электронная пушка; 2 – инжекторный магнит; 3 – соленоидальная линза; 4 – ускоряющая структура; 5,6 – поворотные магниты $M1$ и $M2$ соответственно; 7 – квадрупольные линзы; 8 – экстракционный магнит; 9 – сиффон; 10 — сиффонные узлы с датчиками тока пучка; 11 — корректоры пучка; 12 — орбита пучка с энергией 5 МэВ, 13 — первая орбита и 14 — орбита вывода пучка

Рис. 2.1. Внешний вид и конструкция микротрона РМ-55

Пучок электронов с энергией 50 кэВ из электронной пушки инжектируется в ускорительную систему (4) и в результате девятикратного прохождения этой системы получают ускорение до необходимой энергии. Вывод ускоренного пучка электронов с десятого прохождения осуществляется с помощью экстракционного магнита (8).

Линейный ускоритель электронов ЛИНАК-200 (Лаборатория ядерных проблем им. В. П. Джелепова, ОИЯИ, Дубна, Россия) является уникальным комплексом, предназначенным для проведения научно-методических исследований в области физики и техники ускорителей, исследований и разработок детекторов элементарных частиц, а также фундаментальных и прикладных исследований в области ядерной физики, материаловедения и радиобиологии. Текущая версия установки (смотрите рисунок 2.2) состоит из 5 станций (A00–A04) и позволяет генерировать электронный пучок с энергией 200 МэВ. В перспективе, планируется увеличить количество станций до тринадцати, что позволит ускорить электроны до энергии 800 МэВ.

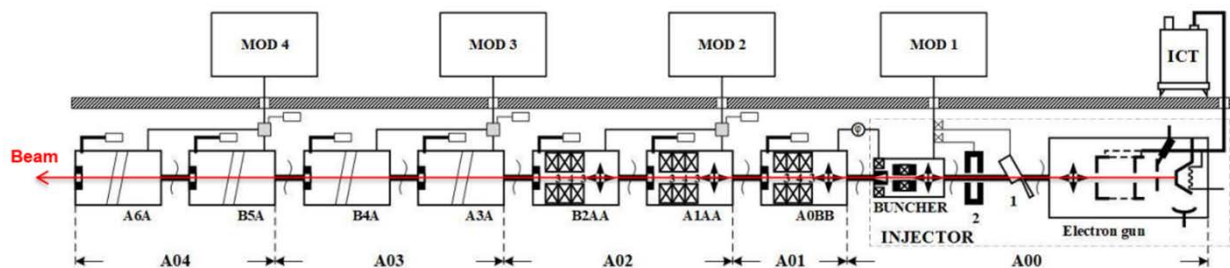


Рис. 2.2. Внешний вид и конструкция линейного ускорителя ЛИНАК-200

Характеристики ускорителей РМ-55 и ЛИНАК-200 приведены в таблице

2.1.

Характеристики ускорителей РМ-55 и ЛИНАК-200

| Характеристики | РМ-55 | ЛИНАК-200 |
|---|-------------|------------|
| Режим работы | непрерывный | импульсный |
| Максимальная энергия электронов на выходе (МэВ) | 55 | 200 |
| Ток пучка при максимальной энергии (мкА) | 0.02 | 40000 |
| Длительность импульса (мкс) | 8 | 0,1 – 3,5 |
| Частота импульсов (Гц) | 50 | 1 - 25 |
| Конвертор (толщина, см) | W (0,02) | W (0,5) |

§ 2.2. Методика обучения образцов природного селена на пучках тормозного излучения ускорителей электронов

На пучке тормозного излучения линейного ускорителя ЛИНАК-200 облучались образцы химически чистого (99,99%) металлического селена в виде фольги ($Se_{мет}$, $\rho=4,79$ г/см³) массой 227,9, 312, 155,7 и 145,8 мг. В экспериментах с E_γ 20, 60 и 80 МэВ в качестве конвертора тормозных фотонов использовалась вольфрамовая пластина размером 4,5×4,5×0,5 см. В эксперименте с $E_\gamma=40$ мишень (фольга) из металлического селена устанавливалась непосредственно на пучок ускоренных электронов. Параметры облучений приведены в таблице 2.2. Для всех облучений ускоритель поддерживался в устойчивом режиме при длительности импульса 2 мкс и частоте повторения 10 Гц. Ток электронов измерялся с помощью прецизионного индуктивного датчика [62].

В экспериментах на микротроне РМ-55 использовалась мишень из природного селена в виде порошка массой 1,27 грамм, помещенная в пластиковый контейнер. Тормозное излучение генерировалось из вольфрамового конвертора толщиной 0,2 мм. Время облучения составило 1,31 часа. Мониторинг стабильности электронного пучка производился с помощью

ионизационной камеры, информация с которой через АЦП считывается управляющим компьютером.

Таблица 2.2

Основные параметры экспериментов

| Характеристики | № 1 | № 2 | № 3 | № 4 |
|--|--------|--------|----------|----------|
| Энергия электронов, МэВ | 20 | 40 | 60 | 80 |
| Ток электронов, мА | 20 | 48 | 40 | 40 |
| Число электронов, падающих на конвертор, $\times 10^{15}$ (с ⁻¹) | 6,0(6) | 7,2(7) | 7,50(75) | 4,50(45) |
| Масса мишени селена, мг | 227,9 | 312,0 | 155,7 | 145,8 |
| Время облучения, мин | 40 | 20 | 25 | 15 |

На рисунке 2.3 представлена типичная нестабильность пучка электронов за время сеанса облучения мишени. Калибровка тока ускорителя проводилась по традиционной методике, путем сравнения экспериментально измеренного выхода с выходом мониторинговой реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, 1n)^{64}\text{Cu}$ [63-66]. Мониторные мишени (Cu пластины) толщиной 0,097 г/см² и 0,098 г/см² помещались впереди и за облучаемой мишенью. Абсолютное значение тока рассчитывали путем сравнения экспериментально измеренных и теоретических значений выходов на мониторах.

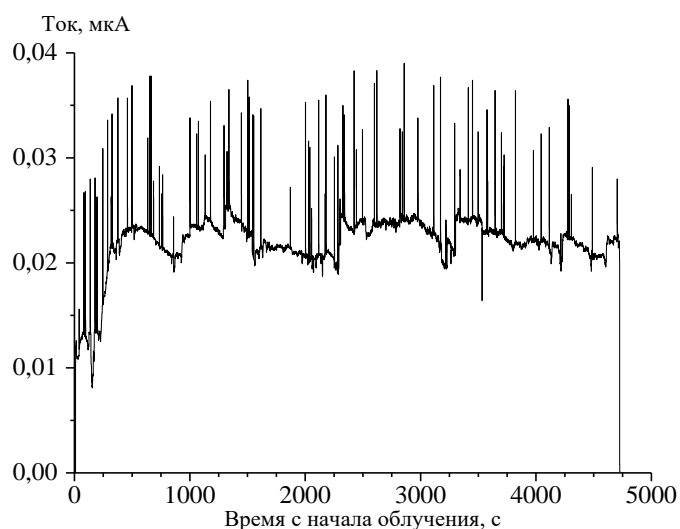


Рис. 2.3. Нестабильность пучка электронов за время сеанса облучения мишени при энергии 55 МэВ

Информация о сечениях исследуемых реакций извлекалась методом гамма-спектрометрии наведенной активности мишеней. Преимуществом данного метода являются получение информации о различных каналах реакции одновременно и возможность использования немонизируемых мишеней. Очевидно, метод применим только в том случае, когда конечное ядро, образующееся в результате ядерной реакции, является радиоактивным.

§ 2.3. Численное моделирование потока тормозного излучения на выходе вольфрамовых конверторов с использованием программы Geant4

Измеряемый выход конкретного изотопа включает в себя все возможные в данном диапазоне энергий реакции его образования на всех изотопах селена, содержащихся в природной смеси:

$$Y(E_{\gamma max})_{exp} = \sum_i \eta_i \int_{E_{th}}^{E_{\gamma max}} W(E, E_{\gamma max}) \sigma_i(E) dE, \quad (2.1)$$

где индекс i соответствует индексу реакции, дающей вклад в образование исследуемого изотопа, η_i – процентное содержание стабильного изотопа в природной смеси, на котором исследуется реакция i .

Поток фотонов в образце моделировался с помощью Geant4 [67]. Энергетический спектр тормозного излучения в месте расположения вольфрамового конвертора показан на рисунке 2.4. В расчетах выходов нами были использованы тормозные спектры в облучаемом образце, а не в конверторе. Моделирование включает в себя все материалы (конвертор, образцы и мониторы), влияющие на образец в эксперименте. При расчете Geant4 учитывает процессы взаимодействия частиц с ядрами в каждом из этих материалов, в том числе тормозное излучение, генерируемое внутри самого образца.

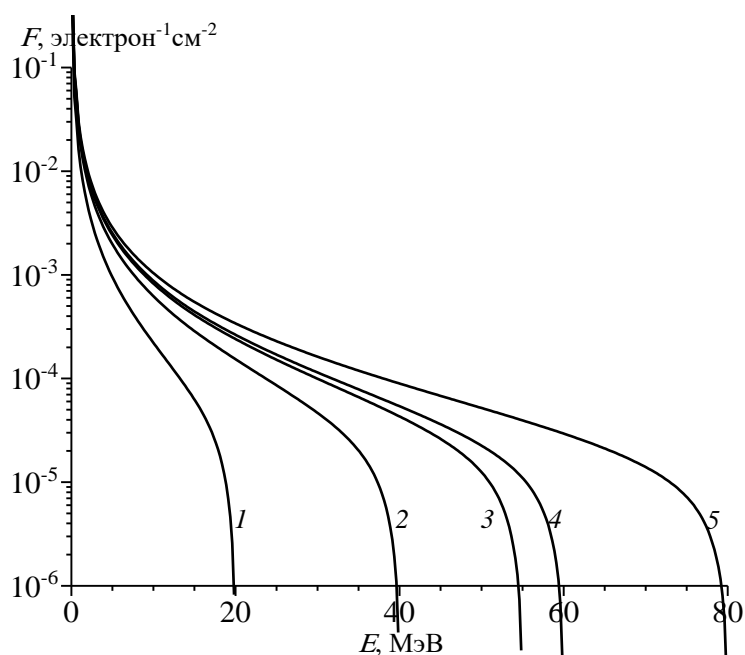


Рис. 2.4. Плотности распределения числа тормозных фотонов на один электрон ускорителя в тормозной мишени из вольфрама толщиной 5 мм при энергии электронов 20 (1), 40 (2), 55 (3), 60 (4) и 80 МэВ (5)

§ 2.4. Гамма-спектрометрия наведенной активности продуктов фотоядерных реакций

В настоящей работе для экспериментального исследования фотоядерных реакций применялся метод наведенной активности, в котором отличие от методов прямой регистрации нейтронов однозначно определяется конечное ядро, что позволяет в одном эксперименте в идентичных условиях одновременно измерять различные каналы реакции. Необходимо отметить что метод применим только в том случае, когда образующееся в результате ядерной реакции конечное ядро является радиоактивным и сравнительно долгоживущим ($T_{1/2} > 9$ мин).

После облучения мишень переносилась в отдельную измерительную комнату, где с помощью детектора из сверхчистого германия (HPGe-детектора) в облученной мишени измерялась наведенная активность. Время от окончания облучения до начала измерения (время охлаждения) находилось в пределах 23–26 мин. На рисунке 2.5 приведены спектры остаточной активности

облученного образца из природной смеси изотопов селена, измеренные через 20 мин (верхний) и 4 ч после облучения (нижний).

Спектры γ -квантов измерялись в диапазоне энергий от 50 кэВ до 3,7 МэВ на детекторе из сверхчистого германия CANBERRA GC3018. Эффективность детектора HPGe определена с использованием стандартных источников γ -излучения ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{57}Co , ^{65}Zn , ^{88}Y , ^{113}Sn , ^{133}Ba , ^{139}Ce , ^{152}Eu , ^{207}Bi и ^{241}Am . Энергетическое разрешение HPGe-детектора составляло 0,8 кэВ при энергии $E_\gamma = 122$ кэВ и 1,76 кэВ при энергии $E_\gamma = 1332$ кэВ. На рисунке 2.6 приведены кривые абсолютных эффективностей для позиций 2,3,4 и 5 на расстоянии от мишени до детектора 10, 22, 37 и 56 мм. В обработках использованы спектры в диапазоне энергий от 50 до 1400 кэВ, поскольку γ -линии образовавшихся ядер находились в данном интервале (наименьшая энергия γ -линии – 53,44 (10.6%) от ^{73}As и наибольшая энергия γ -линии – 1373,48 кэВ (4,8%) от ^{78}As).

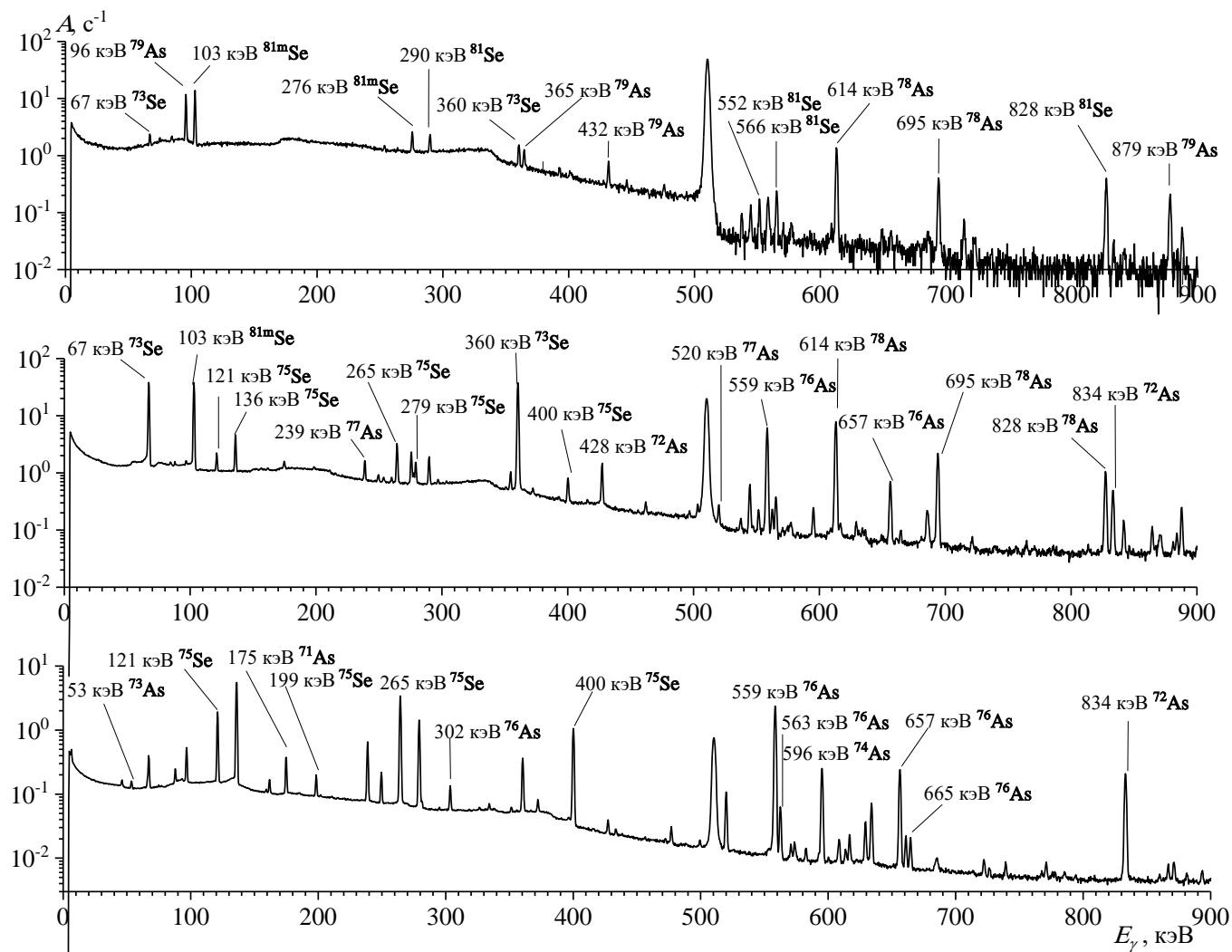


Рис. 2.5. Спектры остаточной активности облученного образца из природной смеси изотопов селена (сверху вниз) через 20 мин, 4 ч и 2 сут после облучения. Продолжительность регистрации спектров составляла 10 мин, 1 ч и 1 сут соответственно. Конечная энергия тормозного излучения, использованная для облучения, составляла 80 МэВ

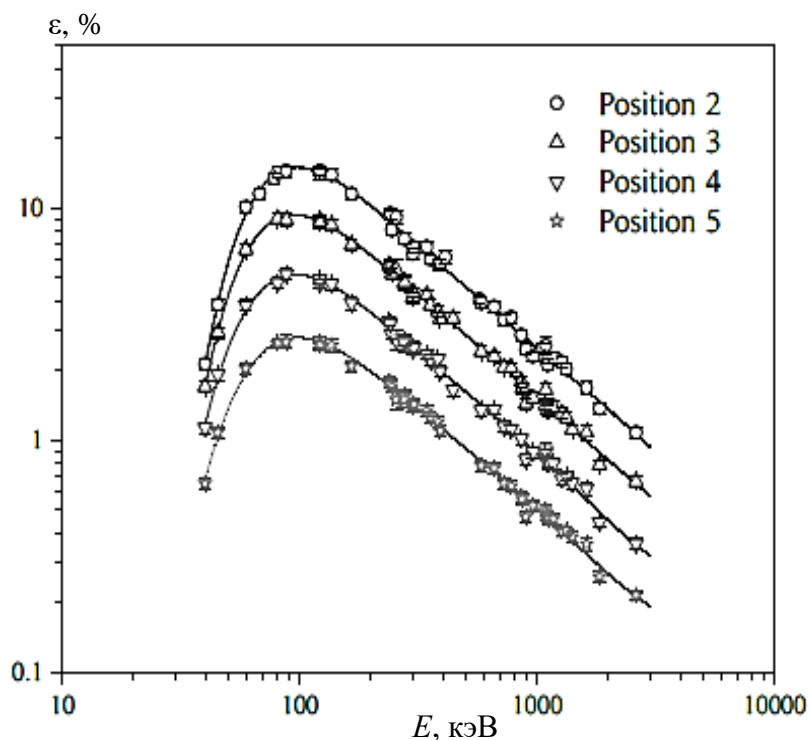


Рис. 2.6. Кривые абсолютных эффективностей для позиций 2,3,4 и 5 на расстоянии от мишени до детектора 10, 22, 37 и 56 мм

Спектры гамма-излучения обрабатывали с помощью кода DEIMOS32 [68], который аппроксимирует площадь счета пиков полной энергии функцией Гаусса. Идентификация обработанных пиков основывалась на энергии и интенсивности гамма-излучения, а также на периоде полураспада образовавшихся остаточных ядер. Основные значения энергии и интенсивности γ -квантов, используемые для определения выхода продуктов реакции взяты из работы [69].

В результате обработки программа DEIMOS32 создает выходные файлы, содержащие различную информацию. Эти файлы являются входными файлами для программного комплекса YASNAPP-2 [70]. Он используется для автоматизированного расчета выхода реакций расщепления, деления и фрагментации методами активационного анализа. Программный комплекс YASNAPP-2 состоит из нескольких простых программ, каждая из них предназначена для решения отдельной задачи, например, AttCor.exe учитывает эффект самопоглощения в мишени, EffCor.exe – эффективность

детектора, PureGam.exe – вычитает фон и т.д.

Поскольку геометрия измерений далека от точечной (расстояние от детектора до образца 10 – 56 мм, массы образцов 1.5 – 3 грамма) следует описать, как вводились поправки на геометрию. Программа AttCor.exe определяет поправочный коэффициент самопоглощения $\eta_A(E_\gamma)$. В случае плоского источника толщиной t с однородным распределением и активностью N_0 , число фотонов N , окончательно испущенных в телесный угол равен [71]:

$$N = \int_0^t N_0 e^{-\mu x} \frac{dx}{t} = N_0 \frac{1 - e^{-\mu t}}{\mu t} \quad (2.2)$$

$$\eta_A(E_\gamma) = 1 - \frac{1 - e^{-\mu(E_\gamma)t}}{\mu(E_\gamma)t} \quad (2.3)$$

Программа вычисляет $\eta_A(E_\gamma)$ для табличных энергий и аппроксимирует значения кривой:

$$\eta_A(E_\gamma) = \exp(c_0 + \sum_{i=1}^{np} c_i \ln^i(E_\gamma)) \quad (2.4)$$

Кривая обеспечивает интерполяцию между экспериментальными точками для всех энергий гамма-линий.

§ 2.5. Определение выходов и сечений фотоядерных реакций (γ, xn) и ($\gamma, xn1p$) на природных изотопах селена

Экспериментальные выходы реакций $Y(E_{\gamma max})_{exp}$ рассчитаны по площади фотопиков S в спектрах остаточной активности с учетом мертвого времени детектора, тока ускорителя при облучении и нескольких каналов распада, приводящих к образованию конечных ядер посредством фотоядерных реакций на изотопах селена. Выход рассчитывался по формуле:

$$Y(E_{\gamma max})_{exp} = \frac{S \cdot C_{abs} \cdot t_{real} \cdot 1}{\varepsilon_p \cdot I_\gamma \cdot t_{live} \cdot N} \cdot \frac{1}{N_e} \cdot \frac{e^{\lambda \cdot t_{cool}}}{1 - e^{-\lambda \cdot t_{real}}} \cdot \frac{\lambda \cdot t_{irr}}{1 - e^{-\lambda \cdot t_{irr}}} \quad (2.5)$$

где S – площадь пика, ε_p – эффективность детектора, I_γ – вероятность гамма-излучения, C_{abs} – поправка на самопоглощение гамма-излучения в образце, t_{real} и t_{live} – реальное время и живое время измерения соответственно, N – количество атомов в облучаемом образце, N_e – общее число налетающих электронов, λ – постоянная распада, t_{cool} – время охлаждения и t_{irr} – время

облучения.

Значения погрешности выхода вычислялось по формуле:

$$\frac{\Delta Y}{Y} = \sqrt{\left(\frac{\Delta S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_e}{N_e}\right)^2} \quad (2.6)$$

Основной проблемой экспериментов в поле тормозных излучений электронов является зависимость выхода фотоядерной реакции от сечения реакции $\sigma(E)$ и формы спектра тормозного излучения $W(E, E_{\gamma\max})$, которая часто известна с недостаточной точностью. Именно поэтому данные, полученные в фотоядерных экспериментах по тормозному излучению пучки обычно представляют в терминах относительного выхода [72-79] или интегрального сечения [77], средневзвешенного по тормозному спектру сечения [80-93] или сечения на эквивалентный квант [76,85,88,94-103]. Абсолютные выходы фотоядерных реакций на тормозных пучках, выполненных в разной геометрии, будут отличаться из-за различий спектров тормозных фотонов. Для корректного анализа и сопоставления результатов различных экспериментов, выходы реакций нужно нормировать на число эквивалентных квантов, которое определяется по формуле:

$$N = \frac{1}{E_{\gamma\max}} \int_0^{E_{\gamma\max}} E \cdot W(E, E_{\gamma\max}) dE \quad (2.7)$$

Ввиду предположения о неизменности формы тормозного спектра в качестве функции $W(E, E_{\gamma\max})$ следует взять сечение образования тормозных фотонов $\sigma(E, E_{\gamma\max})$. Сечение на эквивалентный квант в случае реакций на природной смеси изотопов будет включать все возможные каналы образования конечного изотопа с учетом процентного содержания исходных ядер:

$$\sigma_q = \frac{\sum_i \eta_i \int_{E_{th,i}}^{E_{\gamma\max}} \sigma_i(E) \sigma(E, E_{\gamma\max}) dE}{\frac{1}{E_{\gamma\max}} \int_0^{E_{\gamma\max}} E \cdot \sigma(E, E_{\gamma\max}) dE} \quad (2.8)$$

где $\sigma(E, E_m)$ рассчитывается на основе таблиц Зельцера–Бергера [104].

Сечение реакции можно определить по данным о выходе реакции, решив уравнение (2.1). Метод расчета квазимоноэнергетического спектра по спектру

тормозного излучения был показан и применен в [105]. В этом методе для определения значений сечения реакции требуется рассчитать эффективный спектр фотонов, форма которого близка к спектру моноэнергетических фотонов. Пример рассматриваемой монохроматизации представлен на рисунке 2.7 показаны три энергетических спектра фотонов тормозного излучения, полученных при облучении вольфрамовой мишени электронами с энергиями 19, 20 и 21 МэВ. На рисунке 2.8 показан эффективный монохроматический спектр с энергией 20 МэВ.

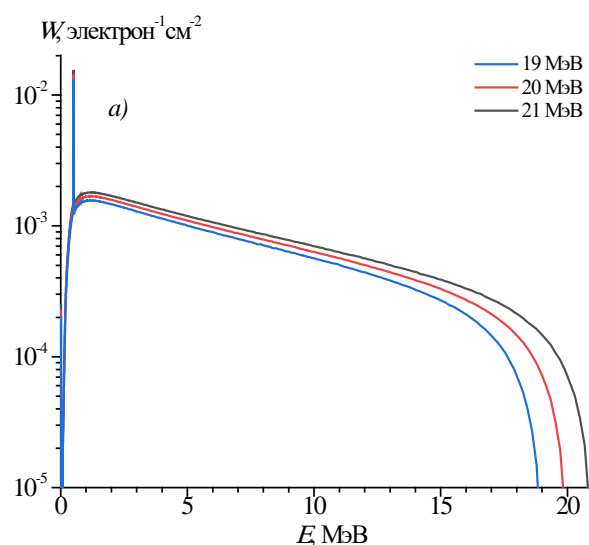


Рис. 2.7. Энергетические спектры фотонов тормозного излучения, полученные при облучении вольфрамовой мишени электронами с энергией 19, 20 и 21 МэВ

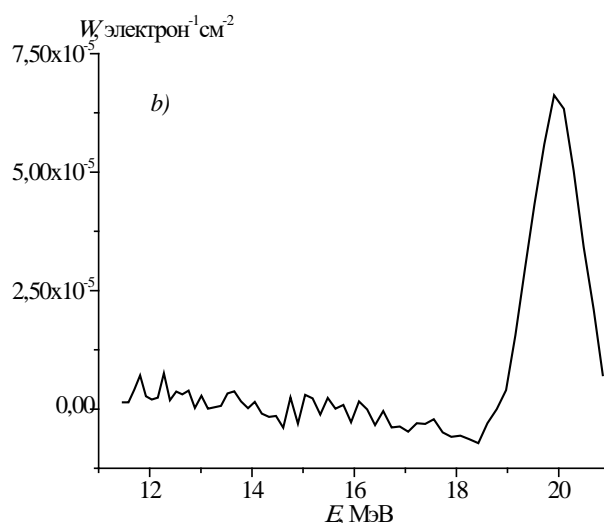


Рис. 2.8. Эффективный монохроматический спектр с энергией 20 МэВ

Для определения сечения реакции необходимо также по экспериментальным данным определить величину выхода реакции, вызываемой фотонами с энергиями от 19 до 21 МэВ. Для этого необходимы экспериментальные и расчетные значения выхода реакции с тормозным излучением электронов с энергиями 19, 20 и 21 МэВ. Мы имеем экспериментальное значение выхода реакции только для электронов с энергией 20 МэВ. А для 19 и 21 МэВ они определялись из расчетных данных с учетом соотношений $\frac{Y_{calc}(19 MeV)}{Y_{calc}(20 MeV)} =$

$$\frac{Y_{exp}(19 MeV)}{Y_{exp}(20 MeV)} \text{ и } \frac{Y_{calc}(21 MeV)}{Y_{calc}(20 MeV)} = \frac{Y_{exp}(21 MeV)}{Y_{exp}(20 MeV)} \text{ быть правильным.}$$

§ 2.6. Расчет выходов и сечений фотоядерных реакций

§ 2.6.1. Изоспиновое расщепление гигантского дипольного резонанса

Основное отличие КМФР от стандартных программ, использующих статистическое описание фотоядерных реакций, заключается в том, что рассматривается влияние изоспиновых эффектов на распад ГДР.

В ядрах $N \neq Z$ при поглощении электрических дипольных γ -квантов возбуждаются две ветви ГДР: $T_< = T_0$ и $T_> = T_0 + 1$, где $T_0 = |N - Z|/2$. На рисунке 2.9 показаны возбуждения изоспиновых компонент ГДР $T_<$ и $T_>$ в начальном ядре (N, Z) и их распад по протонному $(N, Z - 1)$ и нейтронному $(N - 1, Z)$ каналам. Из рисунка 2.10 видно, что распад возбужденных состояний ГДР с изоспином $T_> = T_0 + 1$ по нейтронному каналу на низколежащие состояния $T = T_0 - 1/2$ с испусканием нейтрона запрещен. Это приводит к увеличению сечения реакции (γ, p) и к сдвигу максимума сечения реакции (γ, p) относительно реакции (γ, n) в сторону высоких энергий в ядре (N, Z) .

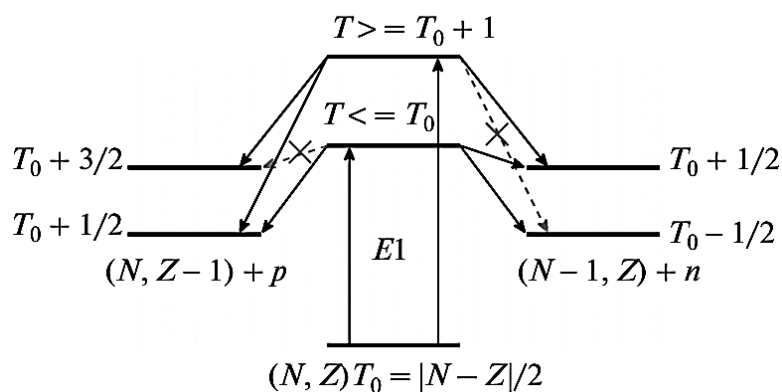


Рис. 2.9. Схема возбуждения состояний $T_{<}$ и $T_{>}$ в ядре (N, Z) и их распад по протонному каналу $(N, Z-1)$ и нейтронному каналу $(N-1, Z)$

На рисунке 2.10 показаны сечения реакций и сечения компонент ГДР $T_{<}=T_0$ и $T_{>}=T_0+1$ реакций (γ, n) , (γ, p) на изотопах $^{74,82}\text{Se}$. Видно, что в тяжелых изотопах селена существенную роль играет изоспиновое расщепление ГДР. Это подтверждает тот факт, что в тяжелых ядрах канал распада протонного ГДР сильно подавлен из-за того, что для выхода протона из ядра необходимо преодолеть потенциальный барьер. Возможность наблюдения фотопротонных реакций обусловлена возбуждением и распадом изоспиновой ветви ГДР $T_{>}=T_0+1$. На рисунке 2.11 приведены вклады компонент $T_{<}$ (штриховая линия) и $T_{>}$ (пунктирная линия) в теоретические сечения на эквивалентный квант σ_{GDR} (сплошная линия) для фотопротонных реакций на природной смеси изотопов селена.

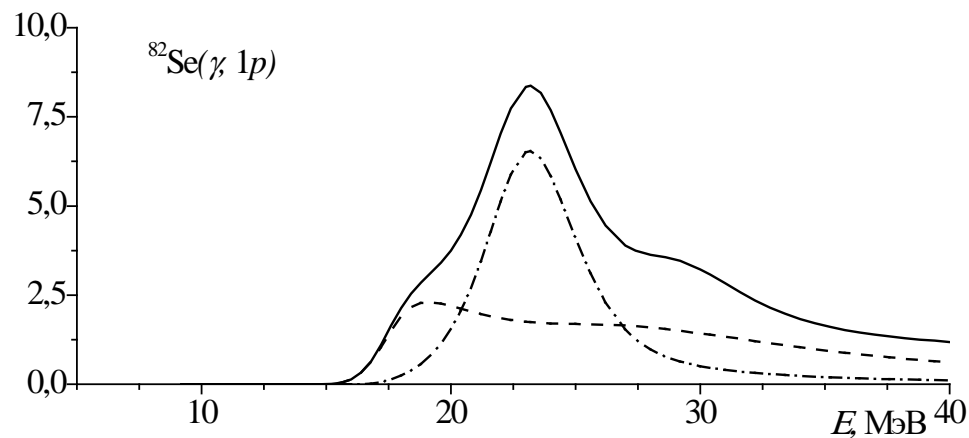
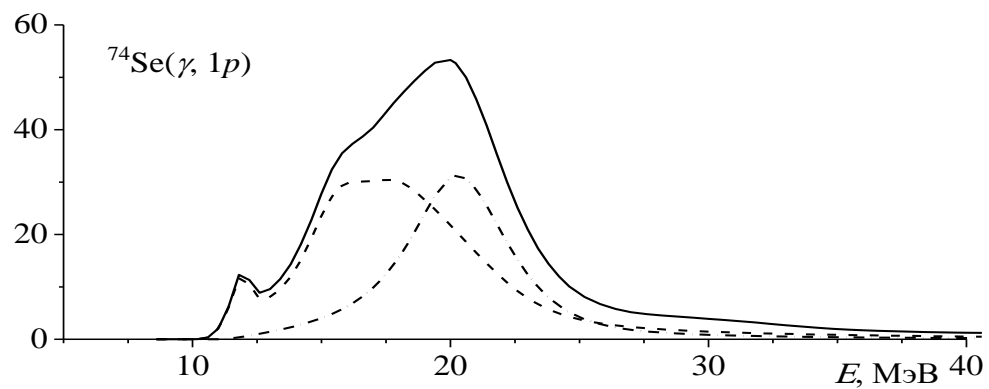
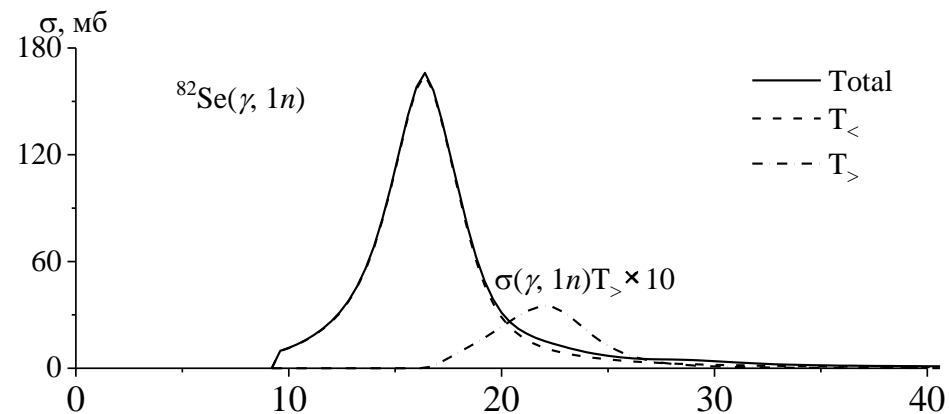
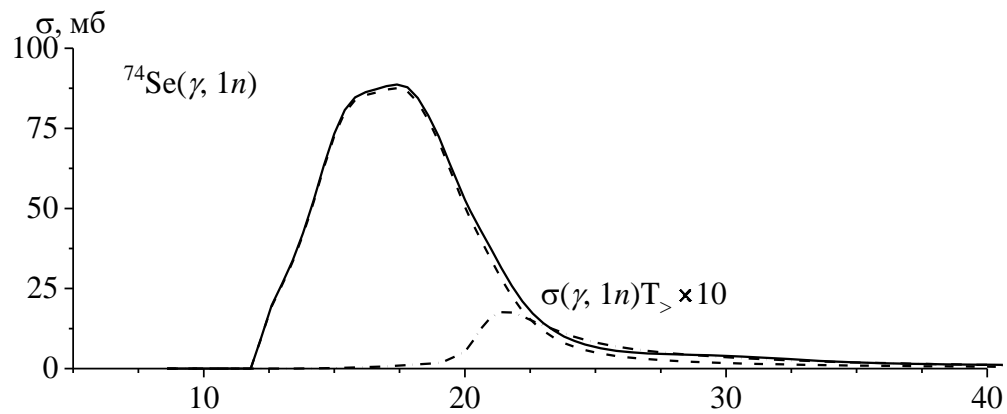


Рис. 2.10. Сечения реакций и сечения компонент ГДР $T_{<} = T_0$ и $T_{>} = T_0 + 1$ реакций $(\gamma, 1n)$ (верхний ряд), $(\gamma, 1p)$ (нижний ряд) изотопов ^{74}Se (левый столбик), ^{82}Se (правый столбик). Сечения компонент реакций $^{74}\text{Se}(\gamma, 1n) T_{>}$ и $^{82}\text{Se}(\gamma, 1n) T_{>}$ увеличены в 10 раз

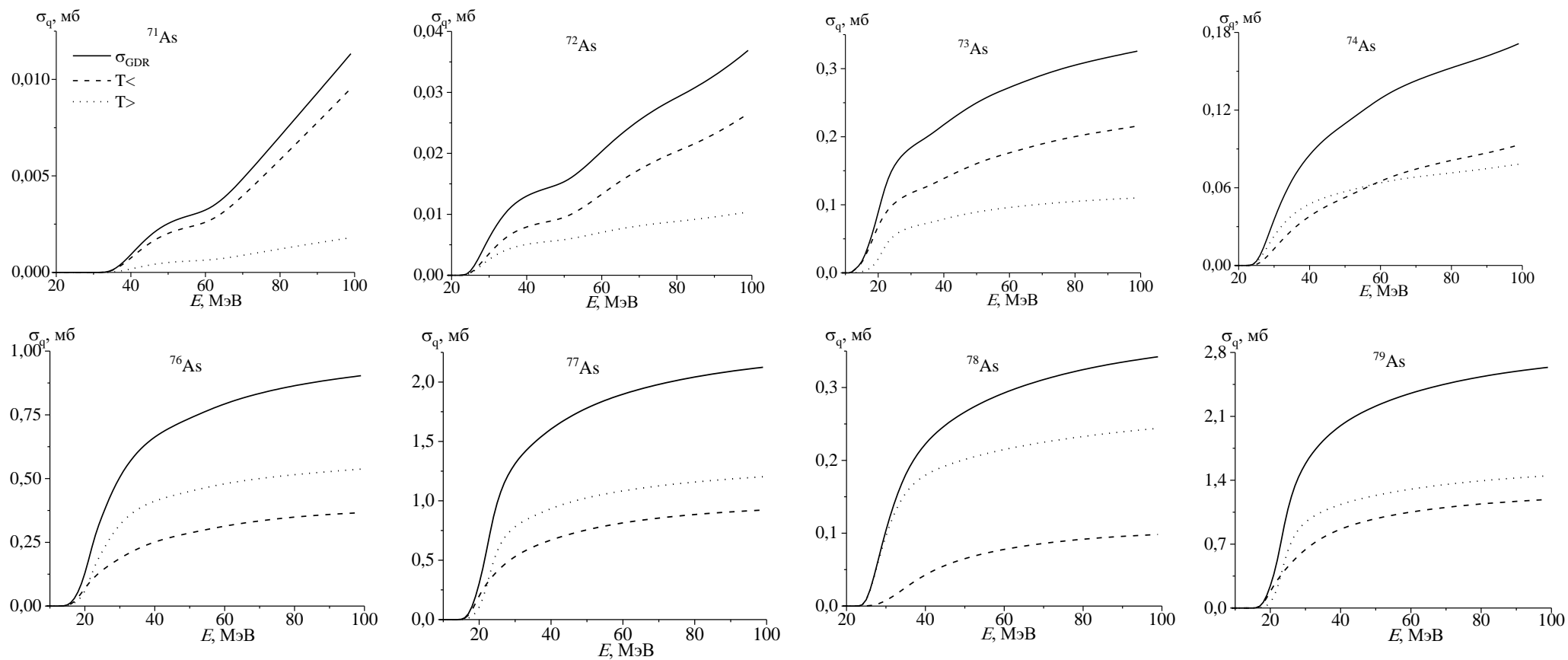


Рис. 2.11. Вклады компонент $T_{<}$ (штриховая линия) и $T_{>}$ (пунктирная линия) в теоретические сечения на эквивалентный квант σ_{GDR} (сплошная линия) для фотопротонных реакций на природной смеси изотопов селена

Величина изоспинового расщепления состояний $T_<$ и $T_>$ $\Delta E = E(T_>) - E(T_<)$ в начальном ядре и отношение сечений образования состояний $\sigma_>(T_>)$ и $\sigma_<(T_<)$, согласно [32], определяются соотношениями:

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

$$\frac{\sigma_>}{\sigma_<} = \frac{1}{T_0} \frac{1 - 1,5T_0 A^{-2/3}}{1 + 1,5T_0 A^{-2/3}} . \quad (2.10)$$

В таблице 2.3 приведены величины изоспинового расщепления ГДР, рассчитанные на основе соотношений (2.9) и (2.10) для изотопов $^{74-82}\text{Se}$; интегральные сечения $\sigma_<^{int}$, $\sigma_>^{int}$ изоспиновых компонент реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 1p)$, отношение сечений реакций $\sigma_<^{int}/\sigma_>^{int}$, рассчитанные на основе КМФР для изотопов $^{74-82}\text{Se}$. Видно, что с уменьшением массового числа A от 82 до 74 Se величина изоспинового расщепления уменьшается на величину $\approx 2,61$ МэВ и отношение $\sigma_<^{int}/\sigma_>^{int}$ увеличивается в 4,8 раза.

Таблица 2.3

Величины изоспинового расщепления ГДР, интегральные сечения $\sigma_<^{int}$, $\sigma_>^{int}$ изоспиновых компонент реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 1p)$, отношение сечений реакций $\sigma_<^{int}/\sigma_>^{int}$, рассчитанные на основе КМФР для изотопов $^{74-82}\text{Se}$

| A | T_0 | $E(T_>)-E(T_<)$, МэВ | $(\gamma, 1n)$ | | | $(\gamma, 1p)$ | | |
|----|-------|--------------------------|------------------------------|------------------------------|---------------------------------|------------------------------|------------------------------|---------------------------------|
| | | | $\sigma_<^{int}$, МэВ·мб | $\sigma_>^{int}$, МэВ·мб | $\sigma_<^{int}/\sigma_>^{int}$ | $\sigma_<^{int}$, МэВ·мб | $\sigma_>^{int}$, МэВ·мб | $\sigma_<^{int}/\sigma_>^{int}$ |
| 74 | 3 | 3,24 | 628,91 | 11,86 | 0,019 | 260,47 | 179,20 | 0,688 |
| 75 | 7/2 | 3,60 | 742,03 | 6,23 | 0,008 | 151,72 | 129,35 | 0,853 |
| 76 | 4 | 3,95 | 825,25 | 10,99 | 0,013 | 117,54 | 134,94 | 1,148 |
| 77 | 9/2 | 4,29 | 898,59 | 11,69 | 0,013 | 64,86 | 86,70 | 1,337 |
| 78 | 5 | 4,62 | 869,43 | 13,10 | 0,015 | 64,96 | 90,70 | 1,396 |
| 79 | 11/2 | 4,94 | 865,39 | 14,73 | 0,017 | 44,79 | 57,18 | 1,276 |
| 80 | 6 | 5,25 | 872,30 | 18,40 | 0,021 | 44,76 | 56,59 | 1,264 |
| 81 | 13/2 | 5,56 | 870,05 | 21,91 | 0,025 | 32,89 | 34,38 | 1,045 |
| 82 | 7 | 5,85 | 832,20 | 20,04 | 0,024 | 33,37 | 35,49 | 1,064 |

§ 2.6.2. Квазидейтронный механизм фотоядерных реакций

В области энергий, лежащей за максимумом ГДР и простирающейся до 135 МэВ, меняется механизм взаимодействия фотонов с ядрами. В области ГДР длина волны фотона больше радиуса ядра, поэтому в данной области фотоны взаимодействуют с ядром как с целым объектом. В области ГДР уменьшается длина волны фотона, и он взаимодействует с квазидейтронами, т.е. с системами несколько чисел нуклонов [106].

Сечение полного фотопоглощения определяется суммой сечения гигантского резонанса с сечением квазидейтронного фоторасщепления. Характер испускания фотонуклонов существенно зависит от характера первичного возбуждения ядра. ГДР-составляющая фотонуклонных реакций определяется испусканием нуклонов из составного состояния ядра-мишени, что достигается в результате термализации энергии дипольных колебаний [107–108]. При этом в первом приближении можно ограничиться рассмотрением только равновесного испускания нейтронов, так как «испарение» протонов сильно подавляется кулоновским барьером. Вклад квазидейтронного фоторасщепления растет с увеличением энергии фотонов и множественности нейтронов, и становится доминирующим для реакций с испусканием не менее пяти нейтронов [106,109–113].

На рисунке 2.12 показаны вклады компонент σ_{GDR} (штриховая линия) и σ_{QD} (штрихпунктирная линия) в теоретические сечения на эквивалентный квант σ_q (сплошная линия) для фотопротонных реакций на природной смеси изотопов селена. Легкие изотопы мышьяка будут образовываться в результате многочастичных реакций в изотопах селена. Для ядер $^{71-74}\text{As}$ видно увеличение сечений на эквивалентный квант в области после ГДР. Линейный рост описывается вкладом квазидейтронного механизма.

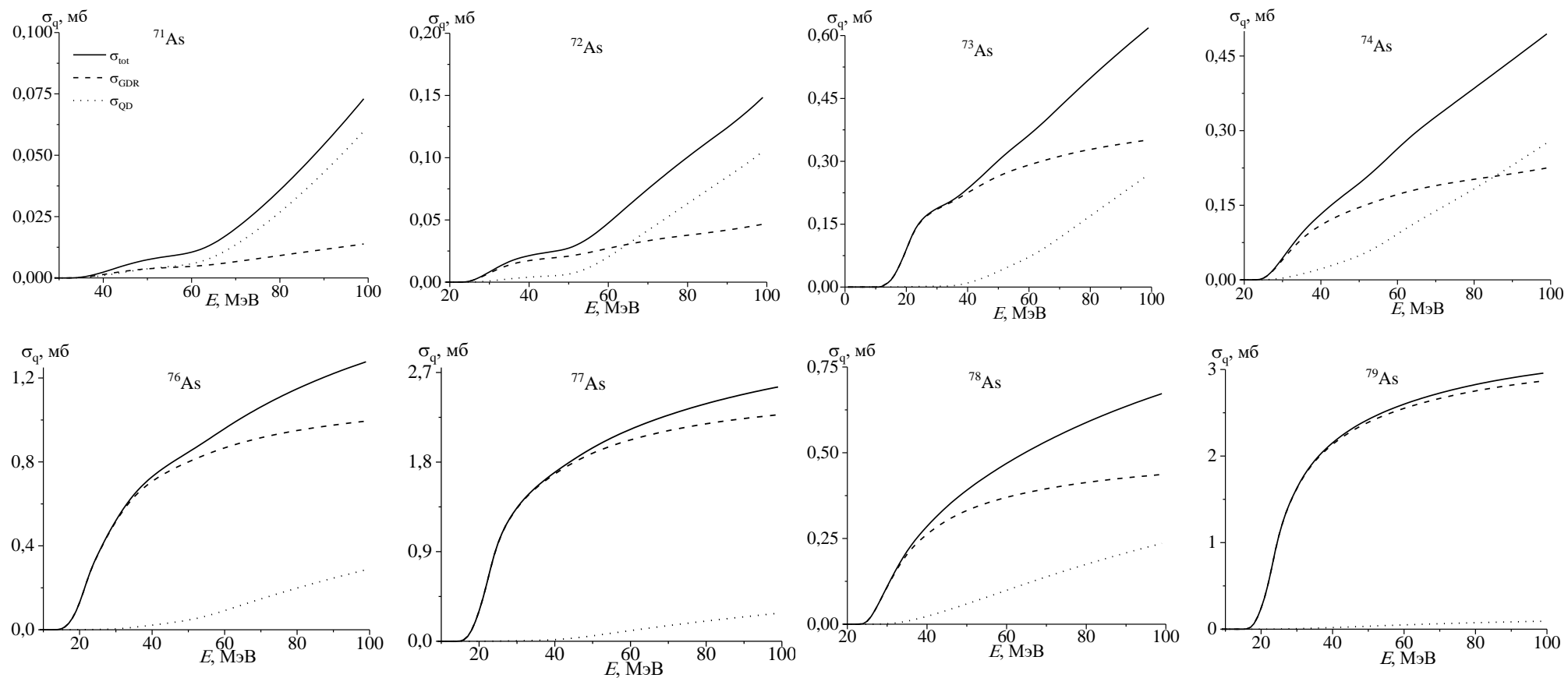


Рис. 2.12. Вклады компонент σ_{GDR} (штриховая линия) и σ_{QD} (штрихпунктирная линия) в теоретические сечения на эквивалентный квант σ_q (сплошная линия) для фотопротонных реакций на природной смеси изотопов селена

Выводы по второй главе

Проведены эксперименты по исследованию фотоядерных реакций на пучке ЛИНАК-200 и РМ-55 с использованием метода γ -активации. Использование эквивалентного сечения позволило получить зависимость вероятности фотоядерных реакций от граничной энергии тормозного излучения при различных условиях эксперимента. В результате облучения природной селеновой мишени в тормозном поле электронов в мишени образовались изотопы селена в результате фотонейтронных реакций, а также изотопы мышьяка в результате фотопротонных реакций. Эти ядра идентифицировались методом наведенной активности по энергии γ -квантов и периоду полураспада. Изучена зависимость абсолютной эффективности γ -спектрометра с полупроводниковым детектором HPGe от энергии γ -квантов для различных геометрий измерения.

ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЯ НА ЭКВИВАЛЕНТНЫЙ КВАНТ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ СЕЛЕНА ОТ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ

§ 3.1. Фотонейтронные реакции $\text{Se}(\gamma, xn)^{73m,g}\text{Se}$, $\text{Se}(\gamma, xn)^{75}\text{Se}$ и $\text{Se}(\gamma, xn)^{81m,g}\text{Se}$

В данном разделе приведены измеренные нами сечения на эквивалентный квант фотонейтронных реакций на изотопах селена в сопоставлении с их расчетными значениями, вычисленными с помощью кодов программ TALYS и КМФР [114,115]. Так как эксперимент выполнялся на природной смеси изотопов, то, за исключением $^{81m,g}\text{Se}$, в образование изотопов селена и мышьяка вносят вклады несколько проходящих по порогу реакций. Экспериментальное сечение на эквивалентный квант включает все возможные каналы реакций на стабильных изотопах природной смеси селена. Когда измерено сечение на эквивалентный квант изомерного или основного состояния, в обозначении ядра около массового числа A добавляется индекс m или g . Для суммарного сечения на эквивалентный квант изомера и основного состояния используется индекс $m+g$. Когда в конечном ядре нет изомерных состояний, рассчитывалось сечение на эквивалентный квант образования основного состояния. Около массового числа в обозначении ядра индекс не приводится.

На рисунке 3.1 показаны полученные экспериментальные сечения на эквивалентный квант фотонейтронных реакций на изотопах селена, и теоретические сечения, рассчитанные по TALYS (штриховая линия) и КМФР (сплошная линия) [115] вместе с литературными данными [36] в области ГДР. Измеренные сечения на эквивалентный квант на основе полученных точек в [36] совпадают с экспериментальными данными в [115]. Данное согласие подтверждает достоверность наших результатов в области ГРД.

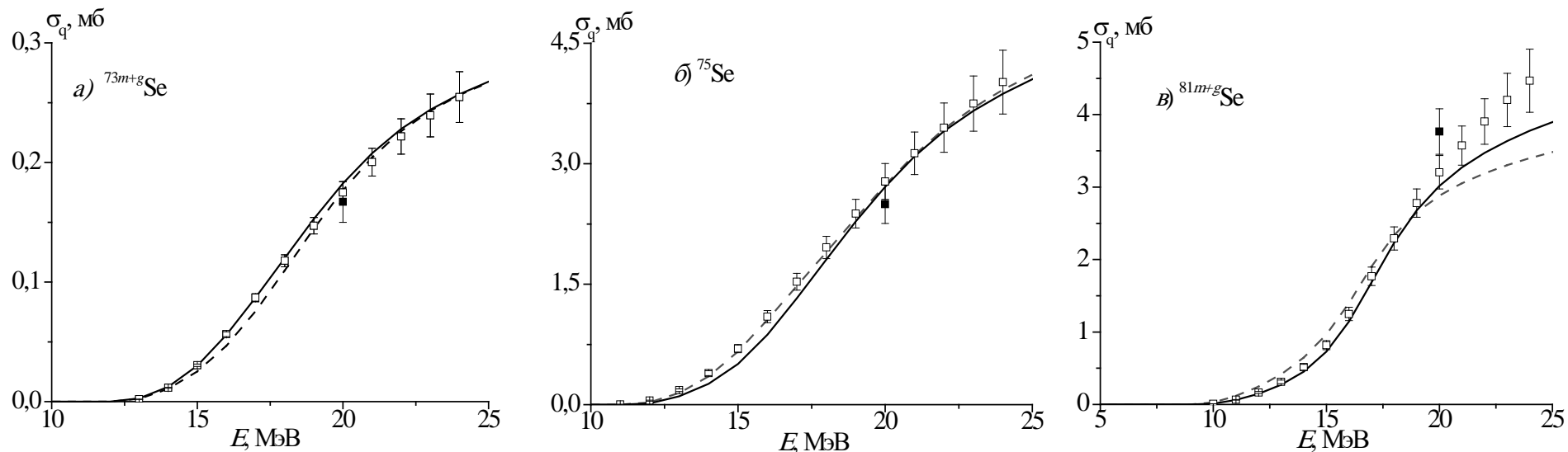


Рис. 3.1. Экспериментальные сечения на эквивалентный квант фотонейтронных реакций на изотопах селена, полученные нами (темные четырехугольники) и теоретические сечения, рассчитанные по TALYS (штриховая линия) и КМФР (сплошная линия) с литературными данными [36] (светлые четырехугольники)

Наиболее интенсивный пик 253,7 кэВ (2.36%) от распада ^{73}As , образовавшегося в результате электронного захвата ^{73m}Se , наблюдается в спектрах.

Измеренные сечения на эквивалентный квант и результаты расчетов по TALYS и КМФР приведены в таблице 3.1 и на рисунке 3.3 и 3.4. Расчетные кривые указывают на линейный рост в зависимости сечения на эквивалентный квант реакций $^{nat}\text{Se}(\gamma, Xn)^{73g}\text{Se}$ в области выше 40 МэВ. В случае реакции $^{nat}\text{Se}(\gamma, Xn)^{73m}\text{Se}$ сечения на эквивалентный квант реакций имеет экспоненциальный рост. Экспериментальные результаты в рамках погрешности совпадают с расчетными кривыми на основе TALYS и КМФР.

Таблица 3.1

Измеренные сечения на эквивалентный квант реакций, образующих ядра ^{73g}Se , ^{73m}Se и $^{73g+m}\text{Se}$

| Изотоп | E_m , МэВ | $\sigma_{\text{эксп}}$, Мб | σ_{TALYS} , Мб | $\sigma_{\text{КМФР}}$, Мб |
|---------------------|-------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|
| ^{73g}Se | 20 | $0,013 \pm 0,001$ | 0,0156 | |
| | 40 | $0,068 \pm 0,007$ | 0,042 | |
| | 55 | $0,071 \pm 0,004$ | 0,069 | |
| | 60 | $0,070 \pm 0,007$ | 0,079 | |
| | 80 | $0,09 \pm 0,01$ | 0,122 | |
| ^{73m}Se | 20 | $0,15 \pm 0,02$ | 0,161 | |
| | 40 | $0,39 \pm 0,04$ | 0,314 | |
| | 55 | $0,36 \pm 0,04$ | 0,378 | |
| | 60 | $0,40 \pm 0,06$ | 0,396 | |
| | 80 | $0,43 \pm 0,06$ | 0,45 | |
| $^{73g+m}\text{Se}$ | 20 | $0,17 \pm 0,02$ | 0,176 | 0,182 |
| | 40 | $0,46 \pm 0,07$ | 0,355 | 0,356 |
| | 55 | $0,43 \pm 0,05$ | 0,448 | 0,440 |
| | 60 | $0,47 \pm 0,09$ | 0,475 | 0,460 |
| | 80 | $0,52 \pm 0,09$ | 0,574 | 0,537 |

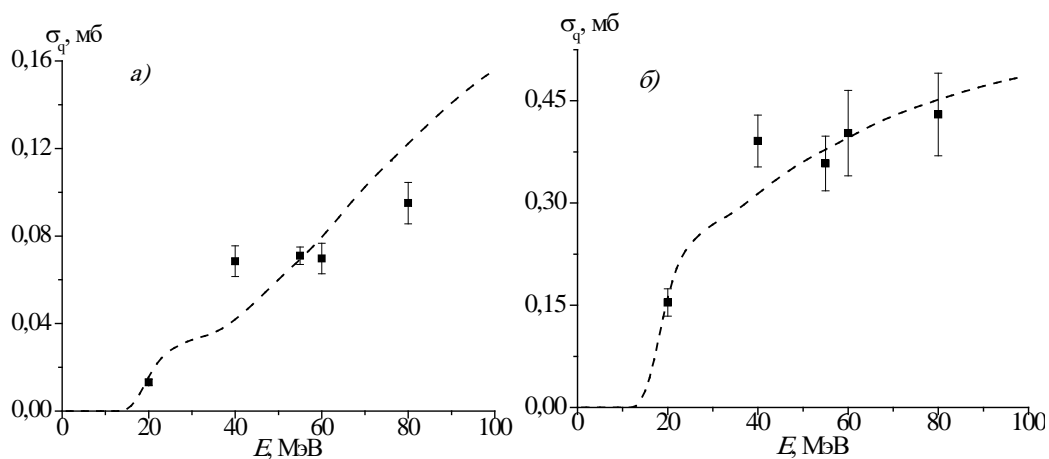


Рис. 3.3. Сечение на эквивалентный квант σ_q для реакций, образующих ядро ^{73g}Se (a) и ^{73m}Se (б)

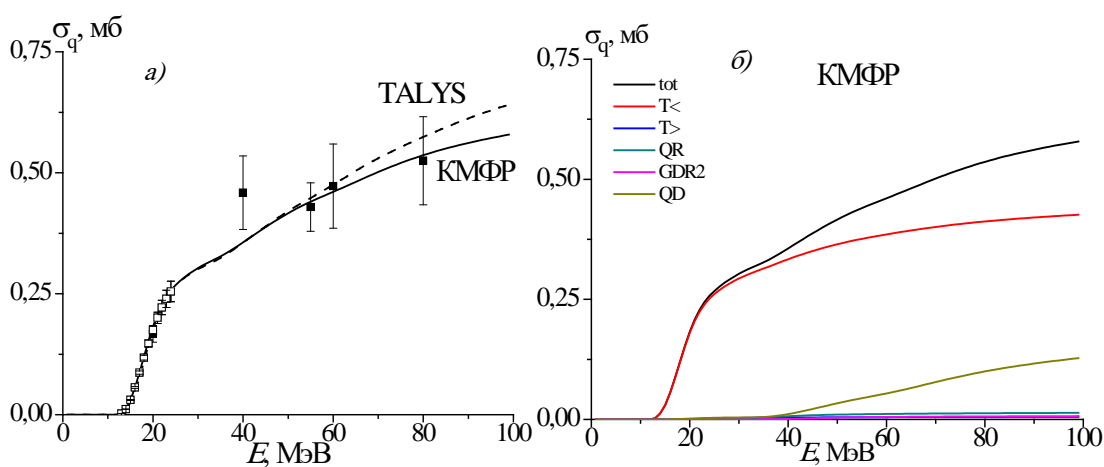


Рис. 3.4. Сечение на эквивалентный квант σ_q для реакций, образующих ядро $^{73m+g}\text{Se}$: a) экспериментальные результаты в сопоставлении с расчетами и литературными данными [36]; б) вклады $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компонентов ГДР, обертонов σ_{GDR2} , квадрупольного резонанса σ_{QR} и квазидейтронного механизма σ_{QD}

Реакции $^{nat}\text{Se}(\gamma, Xn)^{75}\text{Se}$. Схема цепочки распада ядра ^{75}Se показана на рисунке 3.5. ^{75}Se образуется в результате реакций $^{76}\text{Se}(\gamma, 1n)$ (11,15 МэВ), $^{77}\text{Se}(\gamma, 2n)$ (18,57 МэВ), $^{78}\text{Se}(\gamma, 3n)$ (29,07 МэВ) и $^{80}\text{Se}(\gamma, 5n)$ (45,95 МэВ). Изотоп ^{75}Se распадается путем электронного захвата. Наиболее интенсивные пики с энергиями 121,11 кэВ (17,2%), 136,00 кэВ (58,50%), 264,66 кэВ (58,90%), 279,54 кэВ (25,02%) и 400,66 кэВ (11,41%) от распада ^{75}Se наблюдается в спектрах остаточной активности.

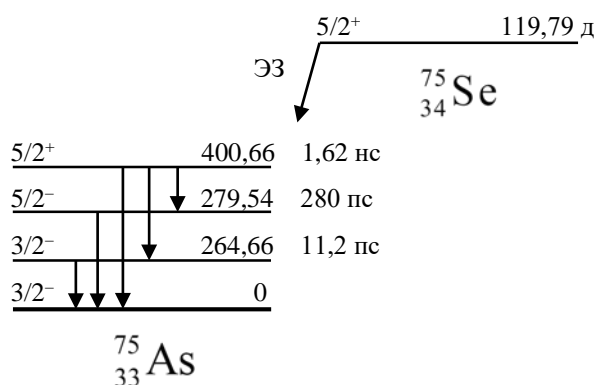


Рис. 3.5. Схема цепочки распада ядра ^{75}Se

Измеренные сечения на эквивалентный квант и результаты расчетов по TALYS и КМФР приведены в таблице 3.2 и на рисунке 3.6.

Таблица 3.2

Измеренные сечения на эквивалентный квант реакций, образующих ядро ^{75}Se

| E_m , МэВ | $\sigma_{\text{эксп}}$, Мб | σ_{TALYS} , Мб | $\sigma_{\text{КМФР}}$, Мб |
|-------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|
| 20 | $2,49 \pm 0,17$ | 2,735 | 2,713 |
| 40 | $6,04 \pm 0,51$ | 5,648 | 5,507 |
| 55 | $7,28 \pm 0,70$ | 6,45 | 6,22 |
| 60 | $6,75 \pm 0,75$ | 6,64 | 6,38 |
| 80 | $7,37 \pm 0,83$ | 7,23 | 6,92 |

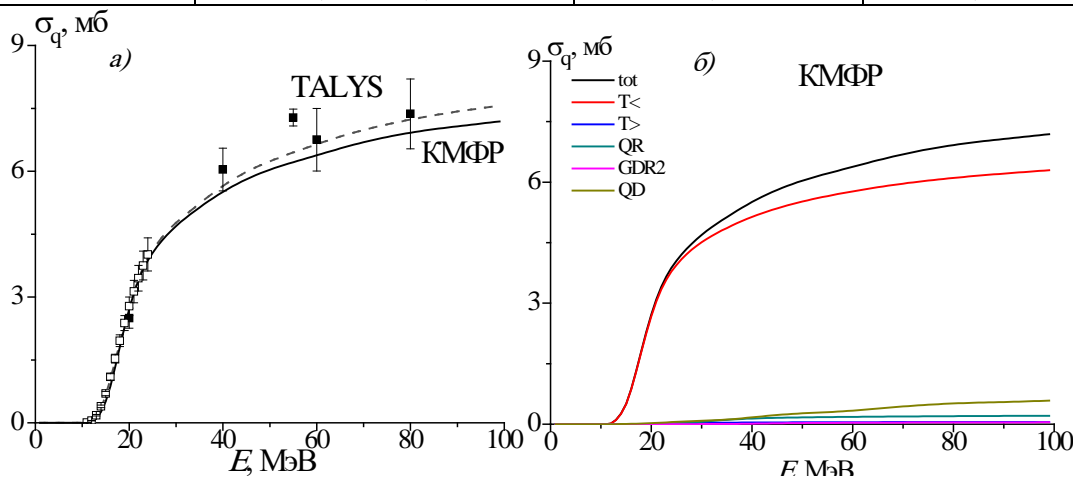


Рис. 3.6. Сечение на эквивалентный квант σ_q для реакций, образующих ядро ^{75}Se : а) экспериментальные результаты в сопоставлении с расчетами и литературными данными [36]; б) вклады $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компонентов ГДР, обертонов σ_{GDR2} , квадрупольного резонанса σ_{QR} , квазидейтронного механизма σ_{QD}

Расчетные кривые указывают на экспоненциальный рост в зависимости сечения на эквивалентный квант реакций $^{nat}\text{Se}(\gamma, Xn)^{75}\text{Se}$, а экспериментальные результаты в рамках погрешности совпадают с расчетными кривыми на основе TALYS и КМФР.

Реакции $^{nat}\text{Se}(\gamma, n)^{81m,g}\text{Se}$. Цепочка распадов ядер с $A = 81$ показана на рисунке 3.7. ^{81g}Se и ^{81m}Se образуются в результате реакций $^{82}\text{Se}(\gamma, 1n)$ (9,27 МэВ). Изомер ^{81m}Se распадается в основное состояние с вероятностью 99,949% и на изотоп ^{71}Br с вероятностью 0,051%. Выход реакции $^{82}\text{Se}(\gamma, 1n)^{81m}\text{Se}$ был определен по линии с энергией 103,01 кэВ (12,8%), испускаемой в результате изомерного перехода.

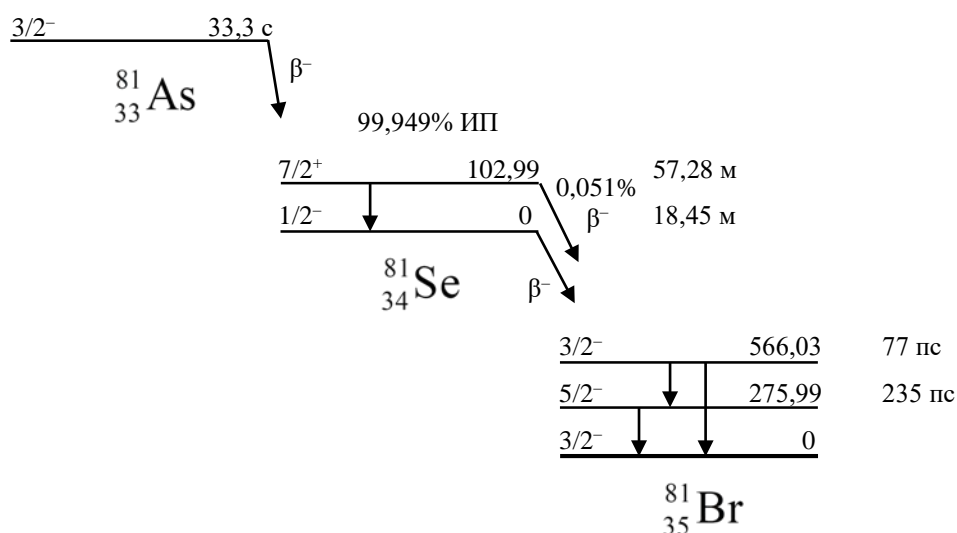


Рис. 3.7. Схема цепочки распада ядер с $A = 81$

Для того чтобы получить выход реакции $^{82}\text{Se}(\gamma, 1n)^{81g}\text{Se}$, при расчетах необходимо учесть вклад канала образования путем изомерного перехода ядра ^{81m}Se . В результате β^- -распада ^{81g}Se образуется изотоп ^{81}Br в возбужденных состояниях. При распаде возбужденных состояний изотопа ^{81}Br наблюдался пики в спектрах при энергиях 275,93 кэВ (0,68%), 290,0 кэВ (0,56%) и 566,0 кэВ (0,224%).

Измеренные сечения на эквивалентный квант и результаты расчетов по TALYS и КМФР приведены в таблице 3.3 и на рисунках 3.8 и 3.9. Расчетные кривые указывают на экспоненциальный рост в зависимости сечения на

эквивалентный квант реакций $^{nat}\text{Se}(\gamma, n)^{81m,g}\text{Se}$, а экспериментальные результаты в рамках погрешности совпадают с расчетными кривыми на основе КМФР.

Таблица 3.3

Измеренные сечения на эквивалентный квант реакций,
образующих ядра ^{81g}Se , ^{81m}Se и $^{81g+m}\text{Se}$

| ИЗОТОП | E_m , МэВ | $\sigma_{\text{ЭКСП}}$, Мб | σ_{TALYS} , Мб | $\sigma_{\text{КМФР}}$, Мб |
|---------------------|-------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|
| ^{81g}Se | 20 | $2,36 \pm 0,24$ | 1,94 | |
| | 40 | $2,70 \pm 0,25$ | 2,75 | |
| | 55 | $3,58 \pm 0,67$ | 2,96 | |
| | 60 | $3,63 \pm 0,68$ | 3,01 | |
| | 80 | $4,17 \pm 0,41$ | 3,14 | |
| ^{81m}Se | 20 | $1,39 \pm 0,20$ | 0,94 | |
| | 40 | $2,03 \pm 0,20$ | 1,44 | |
| | 55 | $1,63 \pm 0,20$ | 1,56 | |
| | 60 | $1,82 \pm 0,20$ | 1,59 | |
| | 80 | $2,23 \pm 0,22$ | 1,66 | |
| $^{81g+m}\text{Se}$ | 20 | $3,77 \pm 0,36$ | 2,88 | 3,02 |
| | 40 | $4,73 \pm 0,71$ | 4,19 | 4,85 |
| | 55 | $5,21 \pm 0,97$ | 4,52 | 5,27 |
| | 60 | $5,45 \pm 1,19$ | 4,59 | 5,36 |
| | 80 | $6,41 \pm 0,88$ | 4,80 | 5,63 |

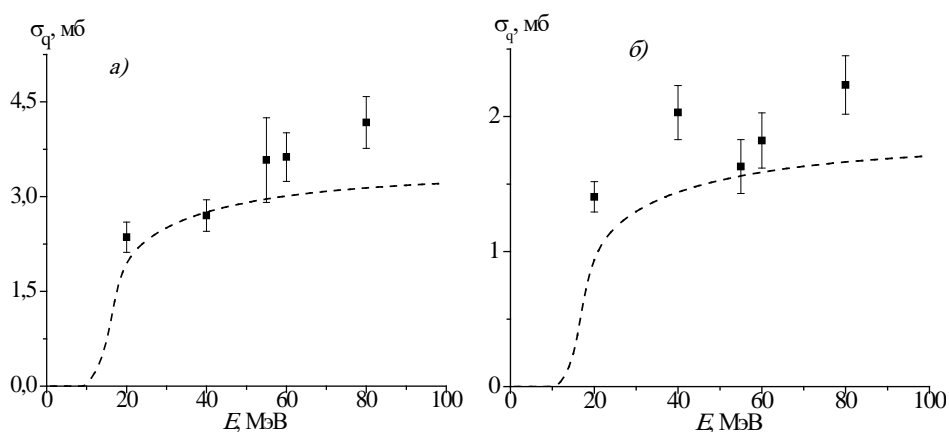


Рис. 3.8. Сечение на эквивалентный квант σ_q для реакций, образующих ядро ^{81g}Se (а) и ^{81m}Se (б)

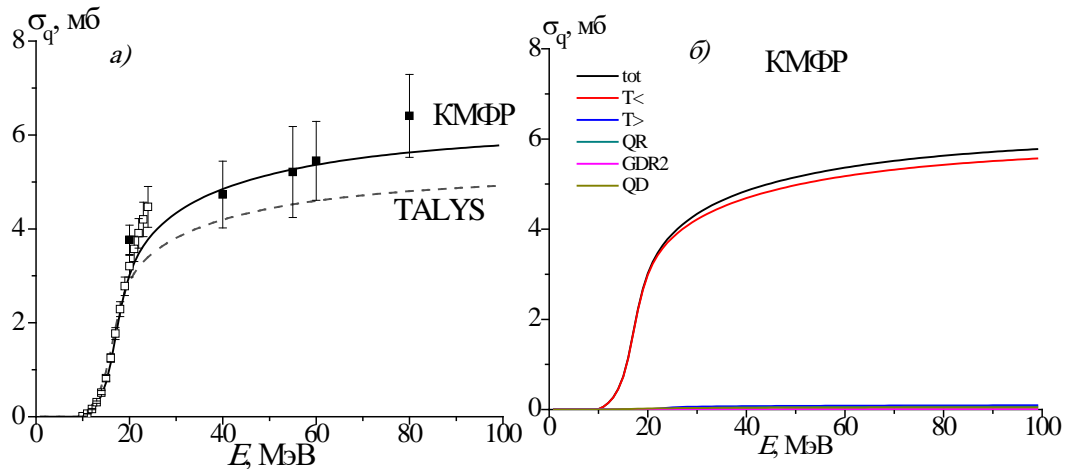


Рис. 3.9. Сечение на эквивалентный квант σ_q для реакций, образующих ядро $^{81m+g}\text{Se}$: а) экспериментальные результаты в сопоставлении с расчетами и литературными данными [36]; б) вклады $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компонентов ГДР, обертонов σ_{GDR2} , квадрупольного резонанса σ_{QR} и квазидейтронного механизма σ_{QD}

Все используемые теоретические подходы описывают экспериментально измеренное сечение на эквивалентный квант реакций $^{\text{nat}}\text{Se}(\gamma, xn)$. Полученные значения сечений фотонейтронной реакции на стабильных изотопах селена при энергии 20 МэВ с помощью метода расчета квазимоноэнергетического спектра приведены в таблице 3.4 и на рисунке 3.10 (см. также работу [116]).

Согласно результатам расчетов по программе КМФР, в случае образования продуктов реакции $^{73m+g}\text{Se}$ и ^{75}Se , вклад каналов распада на изоспиновые состояния $T \leq \frac{N-Z}{2}$ и $T \geq \frac{N-Z}{2} + 1$ играют доминирующую роль в формировании σ_q^{tot} в области рассматриваемых энергий возбуждения. При этом, в реакции с образованием $^{73m+g}\text{Se}$ доминирует вклад распада на изоспиновое состояние $T \leq \frac{N-Z}{2}$, а вклад квазидейтронного канала QD начинает проявляться при $E > 40$ МэВ.

Вклады остальных каналов распада в рассматриваемом диапазоне энергий пренебрежимо малы. В пределах достигнутой точности измерений σ_q , экспериментальные зависимости $\sigma_q^{\text{tot}}(E)$ фотоядерных реакций $\text{Se}(\gamma, xn)^{73m+g}\text{Se}$, $\text{Se}(\gamma, xn)^{75}\text{Se}$ и $\text{Se}(\gamma, xn)^{81m+g}\text{Se}$ в целом согласуются с

результатами расчетов по программам TALYS и КМФР. Преимущественное поглощение дипольных фотонов ядром ^{82}Se приводит к возбуждению ГДР, спин-четность которого равна 1^- , а разница в спине между изомерным состоянием $J^\pi = 7/2^+$ и основным состоянием $J^\pi = 1/2^-$ больше. Изомерное соотношение зависит от орбитального импульса испускаемого нейтрона, это отношение увеличивается с увеличением средней энергии возбуждения исходного ядра (граничной энергии спектра тормозного излучения E_m).

Таблица 3.4

Сечения фотонейтронной реакции на стабильных изотопах селена при энергии 20 МэВ

| Реакции | Сечение реакции, мб | | |
|---|---|-------|------|
| | Эксперимент | TALYS | КМФР |
| $^{74}\text{Se}(\gamma, 1n)^{73g}\text{Se}$ | $7,17 \pm 0,73$ [116] | 8,67 | |
| $^{74}\text{Se}(\gamma, 1n)^{73m}\text{Se}$ | $43,04 \pm 3,89$ [116] | 50,79 | |
| $^{74}\text{Se}(\gamma, 1n)^{73m+g}\text{Se}$ | $62,8 \pm 5,0$ [36] $50,21 \pm 6,85$ [116] | 59,46 | 52,7 |
| $^{76}\text{Se}(\gamma, 1n)^{75}\text{Se}$ | $74,4 \pm 7,7$ [36] $65,0 \pm 5,23$ [38] 50 ± 12 [116] | 57,78 | 65,1 |
| $^{82}\text{Se}(\gamma, 1n)^{81g}\text{Se}$ | 1.15 ± 0.09 [116] | 5,09 | |
| $^{82}\text{Se}(\gamma, 1n)^{81m}\text{Se}$ | 12.62 ± 4.94 [37] 2.82 ± 0.22 [116] | 6,57 | |
| $^{82}\text{Se}(\gamma, 1n)^{81m+g}\text{Se}$ | 80 ± 5.9 [36] 17.6 ± 5.92 [38] 3.97 ± 0.44 [40] | 11,67 | 31,2 |

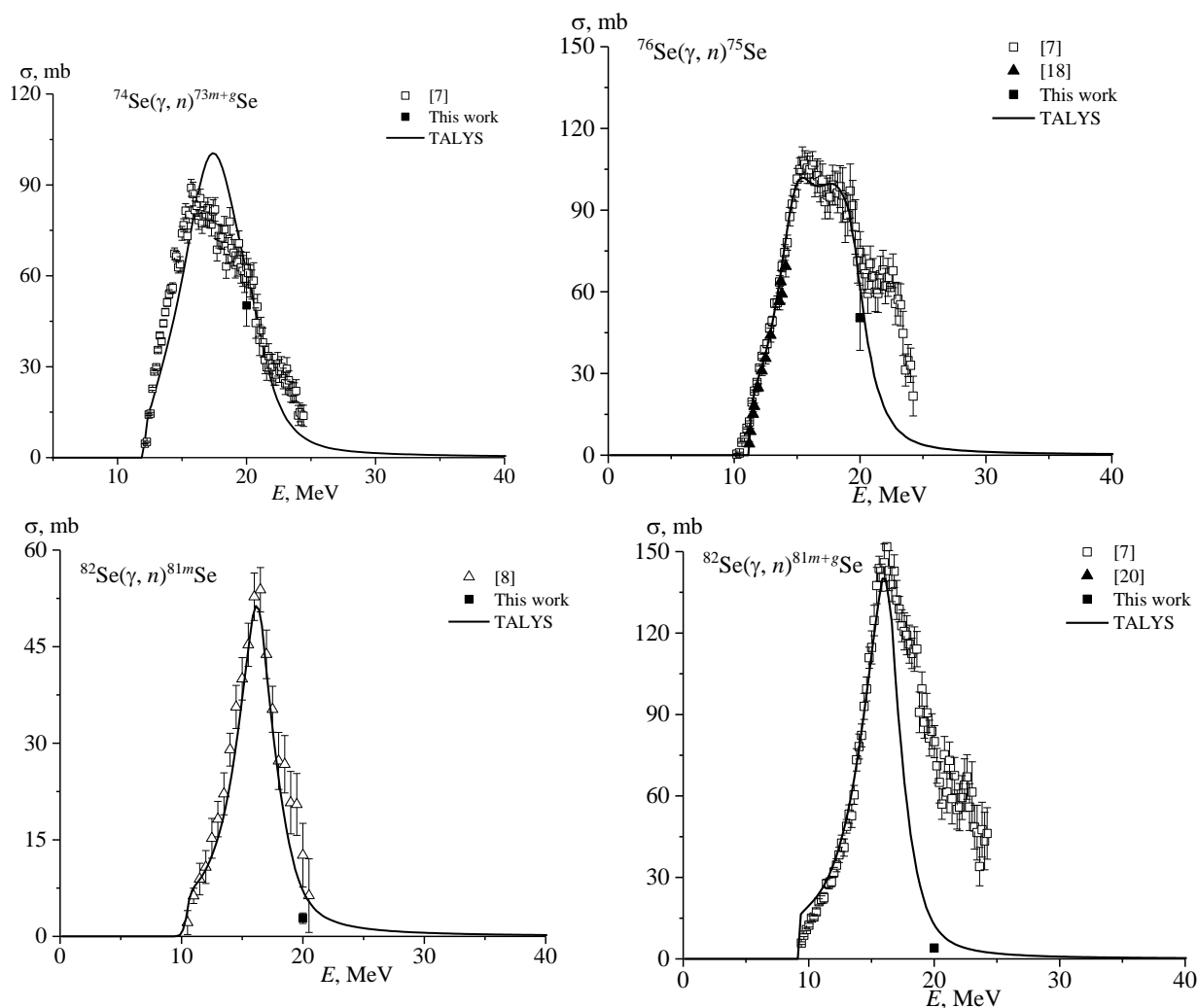


Рис. 3.10. Сечения фотонейтронных реакций на стабильных изотопах селена

Изомерное соотношение для этих изотопов в зависимости от граничной энергии спектра тормозного излучения показано на рисунке 3.11. Наши результаты изомерных соотношений сравниваются с теоретическими результатами TALYS в таблице 3.5. Рост изомерного отношения выходов реакции $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m, g}\text{Se}$ в области энергий от порога реакций ~ 20 МэВ связано с увеличением числа каскадов γ -переходов с ростом энергии возбуждения.

При энергиях ~ 20 МэВ наблюдается насыщение в энергетической зависимости изомерного отношения. Возможно, это обусловлено слабым влиянием дальнейшего увеличения плотности уровней на вероятность образования каскадов приводящих к возникновению метастабильных состояний.

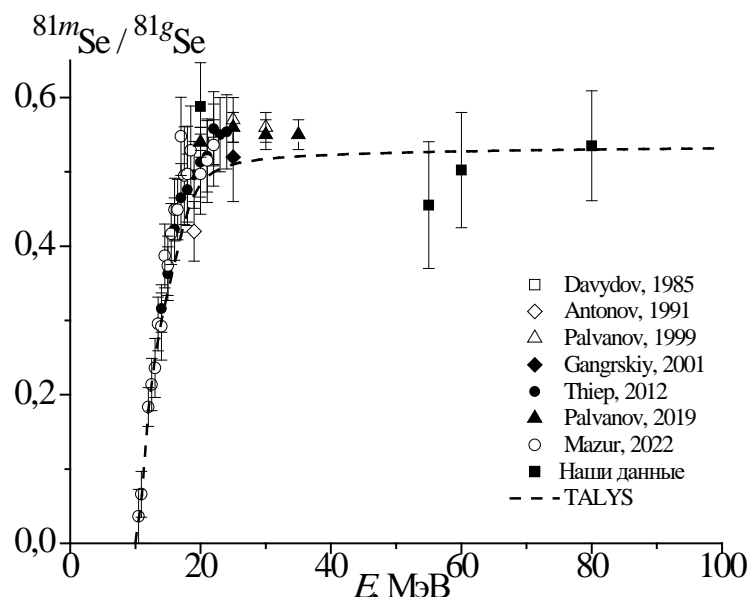


Рис. 3.11. Изомерные отношения ядер $^{81m,g}\text{Se}$ в зависимости от энергии

Таблица 3.5

Изомерные отношения для ядер $^{81m,g}\text{Se}$, полученные в работах [114,115]

| Энергия, МэВ | $^{81m}\text{Se}/^{81g}\text{Se}$ | |
|-----------------|-----------------------------------|-------|
| | Эксперимент | TALYS |
| 20 | $0,588 \pm 0,059$ | 0,483 |
| 40 | $0,751 \pm 0,077$ | 0,523 |
| 55 | $0,455 \pm 0,085$ | 0,527 |
| 60 | $0,503 \pm 0,078$ | 0,528 |
| 80 | $0,535 \pm 0,074$ | 0,530 |

§ 3.2. Фотопротонные реакции $\text{Se}(\gamma, xn1p)^{71-74,76-79}\text{As}$

Нами выполнено сравнение экспериментальных результатов по сечениям на эквивалентный квант фотопротонных реакций на изотопах селена, с теоретическими расчетами [114,115]. Использовалась формула (2.4) на основе сечений, вычисленных с помощью TALYS и КМФР для изотопов селена.

Реакции $^{nat}\text{Se}(\gamma, Xn1p)^{71}\text{As}$. Цепочка распадов ядер с $A = 71$ показана на рисунке 3.12. ^{71}Se образуется в результате реакций $^{74}\text{Se}(\gamma, 3n)$ (33,31 МэВ) и $^{76}\text{Se}(\gamma, 5n)$ (52,49 МэВ).

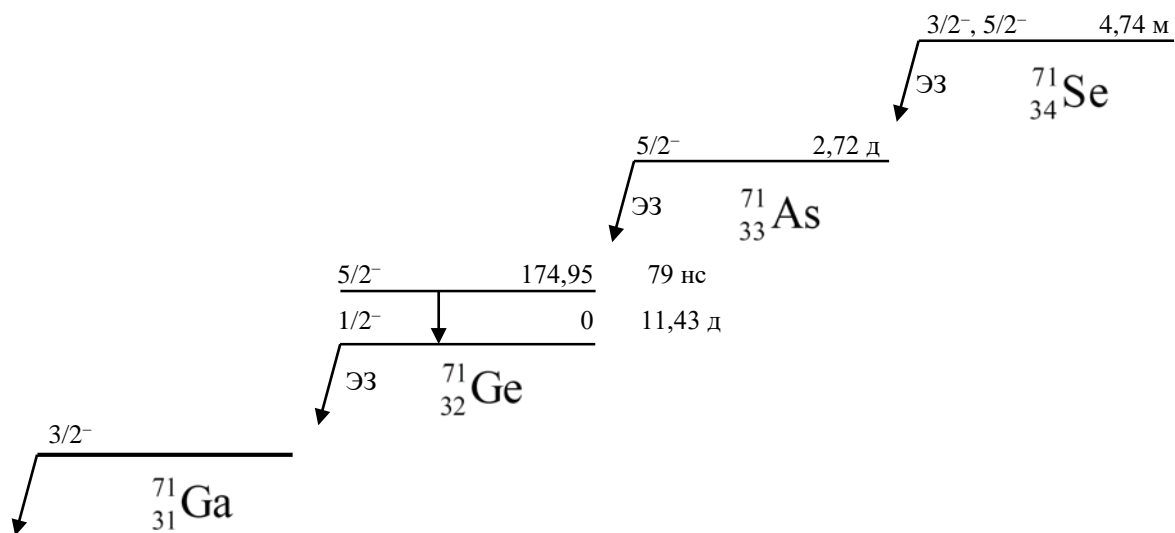


Рис. 3.12. Схема цепочки распадов ядер с $A = 71$

Распады ^{71}Se в измеренных спектрах не наблюдается, а распады ^{71}As видны достаточно отчетливо. ^{71}As образуется в результате реакций $^{74}\text{Se}(\gamma, 2n1p)$ (27,75 МэВ) и $^{76}\text{Se}(\gamma, 3n1p)$ (38,52 МэВ). Наиболее интенсивный пик 174,95 кэВ (82,4%) от распада ^{71}As наблюдается в спектрах с 40-МэВного облучения, в отличие от облучения на энергии 20 МэВ. Измеренные сечения на эквивалентный квант и результаты расчетов по TALYS и КМФР приведены в таблице 3.6 и на рисунке 3.13а.

Таблица 3.6

Измеренные сечения на эквивалентный квант реакций, образующих ядро ^{71}As

| E_m , МэВ | $\sigma_{\text{qэксп}}$, мб | σ_{qTALYS} , мб | $\sigma_{\text{qКМФР}}$, мб |
|-------------|------------------------------|-------------------------------|------------------------------|
| 40 | $0,006 \pm 0,0006$ | 0,003 | 0,002 |
| 55 | $0,0109 \pm 0,0008$ | 0,0106 | 0,0089 |
| 60 | $0,0069 \pm 0,0016$ | 0,0141 | 0,0105 |
| 80 | $0,0117 \pm 0,0019$ | 0,0477 | 0,0358 |

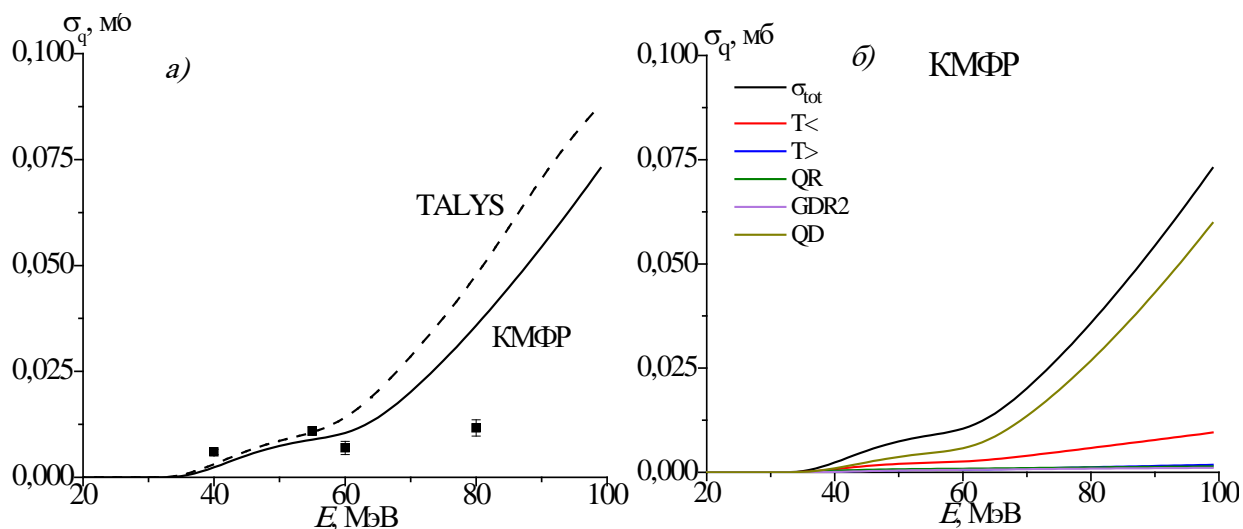


Рис. 3.13. Сечение на эквивалентный квант σ_q для реакций, образующих ядро ^{71}As : а) экспериментальные результаты в сопоставлении с расчетами; б) вклады $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компонентов ГДР, обертонов σ_{GDR2} , квадрупольного резонанса σ_{QR} и квазидейтронного механизма σ_{QD}

Расчетные кривые указывают на линейный рост в зависимости сечения на эквивалентный квант в области выше 60 МэВ, а экспериментальные результаты аппроксимируются экспоненциальной кривой, которая имеет область насыщения выше 60 МэВ. По расчетам КМФР в диапазоне энергий от порога до 35 МэВ $T_{<}$ -компонента составляет большую часть сечения на эквивалентный квант (смотрите рисунок 3.13б). Затем, начиная с 45%, вклад квазидейтронного механизма увеличивается. Во всем диапазоне энергий вклад $T_{>}$ -компоненты не превышает 9,3% соответственно.

Реакции $^{nat}\text{Se}(\gamma, Xn1p)^{72}\text{As}$. Цепочка распадов ядер с $A = 72$ показана на рисунке 3.14. ^{72}Se образуется в результате реакций $^{74}\text{Se}(\gamma, 2n)$ (20,46 МэВ) и $^{76}\text{Se}(\gamma, 4n)$ (39,64 МэВ). ^{72}As образуется в результате реакций $^{74}\text{Se}(\gamma, 1n1p)$ (19,34 МэВ) и $^{76}\text{Se}(\gamma, 3n1p)$ (38,52 МэВ).

В связи с тем, что у ^{72}Se существует единственная γ -линия с $E_\gamma = 45,85$ кэВ, экспериментально определить выход данного изотопа обычным методом по пику в спектре остаточной активности не представляется возможным, используемый детектор регистрирует γ -кванты, начиная с 50 кэВ.

Экспериментальный выход ^{72}Se можно получить, сделав предположение о равенстве по порядку величины количества ядер Se и As сразу после облучения. Из-за большой разницы в периодах полураспада изотопов ^{72}Se и ^{72}As (8,4 д и 26 ч соответственно) в самых первых спектрах будет наблюдаться только распад As, а уже через несколько периодов полураспада As в спектре остаточной активности - только пики от распада Se.

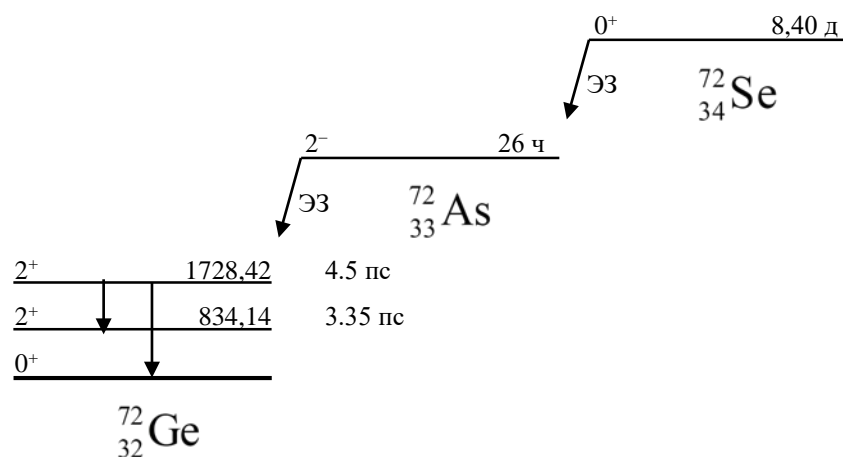


Рис. 3.14. Схема цепочки распадов ядер с $A = 72$

Наиболее интенсивные пики 629,95 кэВ (8,07%) и 833,99 кэВ (81%) от распада ^{72}As наблюдается в спектрах с 40-МэВного облучения, в отличие от облучения на энергии 20 МэВ. Измеренные сечения на эквивалентный квант и результаты расчетов по TALYS и КМФР приведены в таблице 3.7 и на рисунке 3.15а. Расчетные кривые указывают на линейный рост в зависимости сечения на эквивалентный квант в области выше 50 МэВ, а экспериментальные результаты аппроксимируются экспоненциальной возрастающей функцией и показывают необходимость совершенствования теории в области энергий выше ГДР.

Измеренные сечения на эквивалентный квант реакций, образующих ядро ^{72}As

| E_m , МэВ | $\sigma_{\text{эксп}}$, Мб | σ_{TALYS} , Мб | $\sigma_{\text{КМФР}}$, Мб |
|-------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|
| 40 | $0,0218 \pm 0,003$ | 0,022 | 0,021 |
| 55 | $0,04 \pm 0,003$ | 0,041 | 0,035 |
| 60 | $0,027 \pm 0,0028$ | 0,055 | 0,048 |
| 80 | $0,053 \pm 0,006$ | 0,123 | 0,100 |

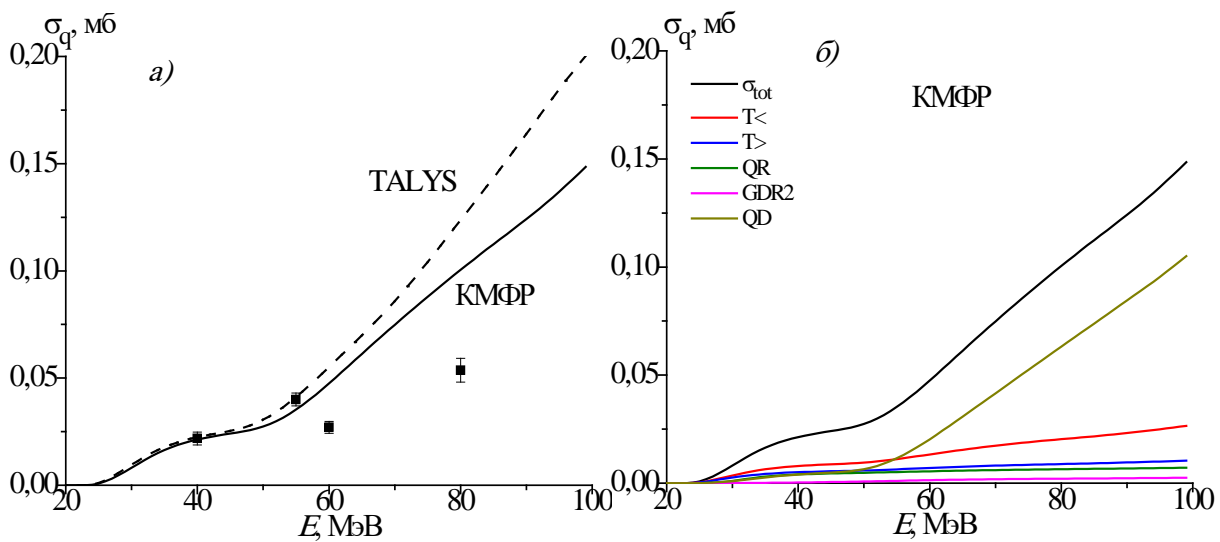


Рис. 3.15. Сечение на эквивалентный квант σ_q для реакций, образующих ядро ^{72}As : а) экспериментальные результаты в сопоставлении с расчетами; б) вклады $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компонентов ГДР, обертонов σ_{GDR2} , квадрупольного резонанса σ_{QR} и квазидейтронного механизма σ_{QD}

По расчетам КМФР $T_{<}$ -компонента доминирует почти во всем диапазоне энергий до 55 МэВ и постепенно уменьшается до 38% (смотрите рисунок 3.15б). После 55 МэВ квазидейтронный механизм становится доминирующим, начиная с 39,8% и увеличиваясь до 75%. Вклад $T_{>}$ -компоненты достигает максимума при значении 43% в области 24 МэВ.

Реакции $^{nat}\text{Se}(\gamma, Xn1p)^{73}\text{As}$. Цепочка распадов ядер с $A = 73$ показана на рисунке 3.2. ^{73}As образуется в результате реакций $^{74}\text{Se}(\gamma, 2n1p)$ (27,75 МэВ), $^{76}\text{Se}(\gamma, 3n1p)$ (38,52 МэВ) и e -захвата ^{73g}Se и ^{73m}Se . Для того чтобы получить выход фотоядерных реакций, образующих ядро ^{73}As , при расчетах необходимо учесть вклад канала образования путем электронного захвата ^{73g}Se и ^{73m}Se . В результате e -захвата ^{73}As образуется изотоп ^{73}Ge в возбужденных состояниях. При распаде возбужденных состояний изотопа ^{73}Ge в спектрах наблюдался пики при энергии 53,44 кэВ (10,6%).

Измеренные сечения на эквивалентный квант и результаты расчетов по TALYS и КМФР приведены в таблице 3.8 и на рисунке 3.16а. Расчетные кривые указывают на линейный рост в зависимости сечения на эквивалентный квант в области выше 40 МэВ, а экспериментальные результаты совпадают с расчетными кривыми в рамках погрешности.

Таблица 3.8

Измеренные сечения на эквивалентный квант реакций, образующих ядра ^{73}As

| E_m , МэВ | $\sigma_{\text{эксп}}$, Мб | σ_{TALYS} , Мб | $\sigma_{\text{КМФР}}$, Мб |
|-------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|
| 20 | $0,109 \pm 0,014$ | 0,076 | 0,089 |
| 40 | $0,22 \pm 0,03$ | 0,162 | 0,234 |
| 55 | $0,39 \pm 0,042$ | 0,245 | 0,333 |
| 60 | $0,409 \pm 0,045$ | 0,275 | 0,363 |
| 80 | $0,448 \pm 0,049$ | 0,408 | 0,498 |

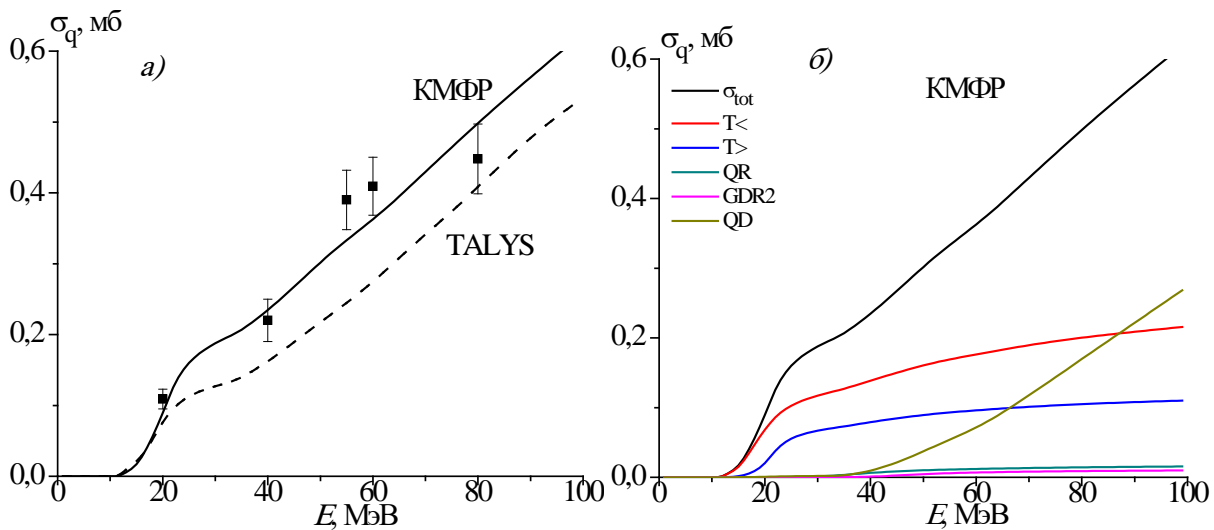


Рис. 3.16. Сечение на эквивалентный квант σ_q для реакций, образующих ядро ^{73}As : а) экспериментальные результаты в сопоставлении с расчетами; б) вклады $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компонентов ГДР, обертонов σ_{GDR2} , квадрупольного резонанса σ_{QR} и квазидейтронного механизма σ_{QD}

Экспериментально утверждается, что вклад квазидейтронного механизма приводит к линейному росту сечения на эквивалентный квант в диапазоне энергий от 30 МэВ до 80 МэВ для многонуклонных реакций на изотопах природного селена. По расчетам КМФР $T_{<}$ -компонента доминирует почти во всем диапазоне энергий до 85 МэВ и постепенно уменьшается до 40% (смотрите рисунок 3.16б). Вклад $T_{>}$ -компоненты достигает максимума 30 МэВ при значении 36%. Вклад квазидейтронного механизма начинает отчетливо проявляться при 40 МэВ и постепенно увеличивается до величины 45%.

Реакции $^{nat}\text{Se}(\gamma, Xn1p)^{74}\text{As}$. Схема цепочки распада ядра ^{74}As показана на рисунке 3.17. ^{74}As образуется в результате реакций $^{76}\text{Se}(\gamma, 1n1p)$ (19,75 МэВ), $^{77}\text{Se}(\gamma, 2n1p)$ (27,01 МэВ), $^{78}\text{Se}(\gamma, 3n1p)$ (37,67 МэВ) и $^{80}\text{Se}(\gamma, 5n1p)$ (54,55 МэВ). Изотоп ^{74}As распадается путем электронного захвата с вероятностью 66% и β^- -распада с вероятностью 34%. Наиболее интенсивные пики 595,83 кэВ (59%) и 634,78 кэВ (15,4%) от распада ^{74}As наблюдается в спектрах с 40-МэВного облучения, в отличие от облучения на энергии 20 МэВ.

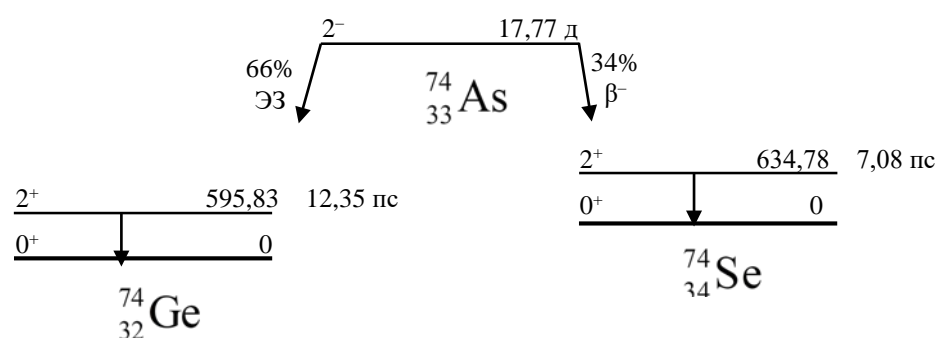


Рис. 3.17. Схема цепочки распада ядра ^{74}As

Измеренные сечения на эквивалентный квант и результаты расчетов по TALYS и КМФР приведены в таблице 3.9 и на рисунке 3.18а. Расчетные кривые указывают, что с увеличением энергии сечения на эквивалентный квант растет по линейному закону, в рамках погрешности экспериментальные результаты в 40 и 55 МэВ совпадают с расчетами TALYS, а точки в 60 и 80 МэВ – с расчетами КМФР. Это указывает необходимость совершенствования теории в области энергий выше ГДР. По расчетам КМФР в диапазоне энергий от порога до 53 МэВ $T_>$ -компонента составляет большую часть сечения на эквивалентный квант (смотрите рисунок 3.18б). Затем вклад квазидейтронного механизма увеличивается с 34 до 62%. Вклад $T_<$ -компоненты достигает максимума 30 МэВ при значении 33%.

Таблица 3.9

Измеренные сечения на эквивалентный квант реакций,
образующих ядро ^{74}As

| E_m , МэВ | $\sigma_{\text{эксп}}$, мб | σ_{TALYS} , мб | $\sigma_{\text{КМФР}}$, мб |
|-------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|
| 40 | $0,142 \pm 0,011$ | 0,064 | 0,132 |
| 55 | $0,21 \pm 0,02$ | 0,129 | 0,227 |
| 60 | $0,161 \pm 0,018$ | 0,155 | 0,264 |
| 80 | $0,235 \pm 0,027$ | 0,266 | 0,385 |

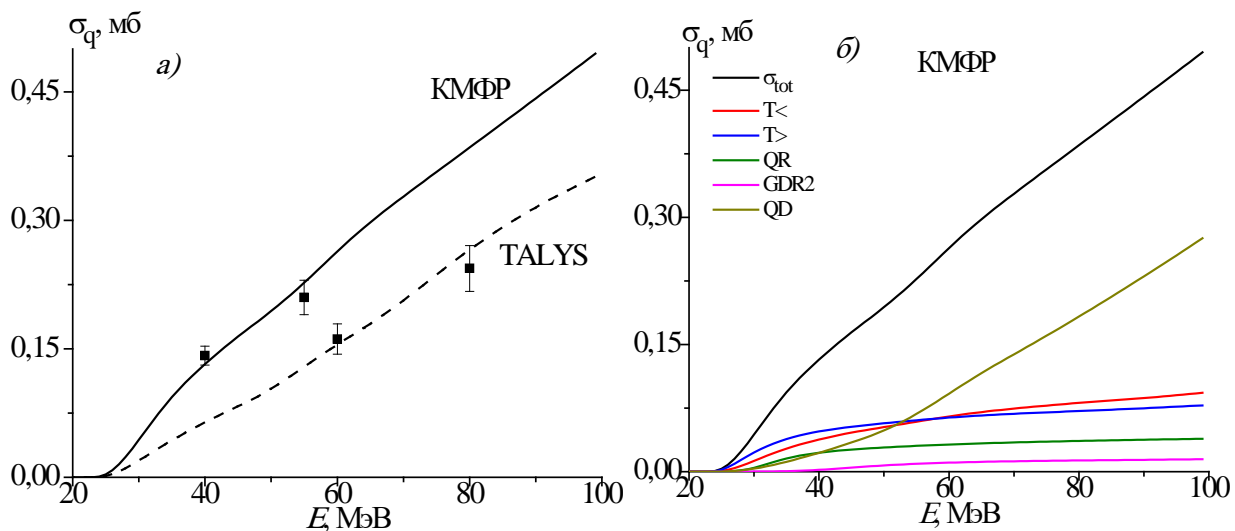


Рис. 3.18. Сечение на эквивалентный квант σ_q для реакций, образующих ядро ^{74}As : а) экспериментальные результаты в сопоставлении с расчетами; б) вклады $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компонентов ГДР, обертонов σ_{GDR2} , квадрупольного резонанса σ_{QR} и квазидейтронного механизма σ_{QD}

Реакции $^{nat}\text{Se}(\gamma, Xn1p)^{76}\text{As}$. Схема цепочки распада ядра ^{76}As показана на рисунке 3.19. ^{76}As образуется в результате реакций $^{77}\text{Se}(\gamma, 1p)$ (9,59 МэВ), $^{78}\text{Se}(\gamma, 1n1p)$ (20,09 МэВ) и $^{80}\text{Se}(\gamma, 3n1p)$ (36,97 МэВ). Изотоп ^{76}As распадается путем электронного захвата с вероятностью $<0,02\%$ и β^- -распада с вероятностью $\sim 100\%$. В результате β^- -распада ^{76}As образуется изотоп ^{76}Se в возбужденных состояниях. При распаде возбужденных состояний изотопа ^{76}Se в спектрах наблюдался пики при энергиях 559,1 кэВ (45%), 657,05 кэВ (6,2%) и 1216,08 кэВ (3,42%).

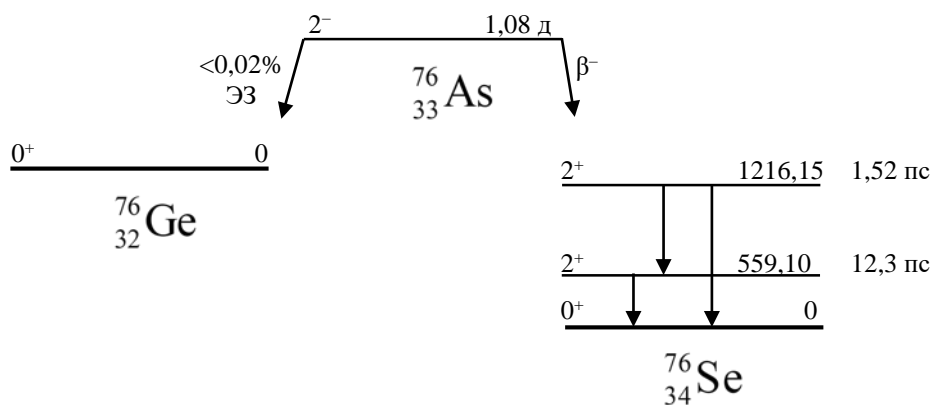


Рис. 3.19. Схема цепочки распада ядра ^{76}As

Измеренные сечения на эквивалентный квант и результаты расчетов по TALYS и КМФР приведены в таблице 3.10 и на рисунке 3.20а. Расчетная кривая на основе КМФР указывает, что с увеличением энергии сечения на эквивалентный квант растет по экспоненциальному закону и примут значения больше в ~2 раза чем экспериментальные данные, а расчетная кривая на основе TALYS подсказывают значения меньше в ~2,5 раза. Экспериментальные результаты аппроксимируются экспоненциальной кривой, которая имеет насыщение в области выше 60 МэВ.

Таблица 3.10

Измеренные сечения на эквивалентный квант реакций, образующих ядро ^{76}As

| $E_m, \text{ МэВ}$ | $\sigma_{\text{эксп}}, \text{ Мб}$ | $\sigma_{\text{TALYS}}, \text{ Мб}$ | $\sigma_{\text{КМФР}}, \text{ Мб}$ |
|--------------------|------------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|
| 20 | $0,061 \pm 0,006$ | 0,039 | 0,129 |
| 40 | $0,524 \pm 0,055$ | 0,162 | 0,729 |
| 55 | $0,65 \pm 0,05$ | 0,252 | 0,902 |
| 60 | $0,988 \pm 0,113$ | 0,288 | 0,959 |
| 80 | $0,688 \pm 0,073$ | 0,394 | 1,148 |

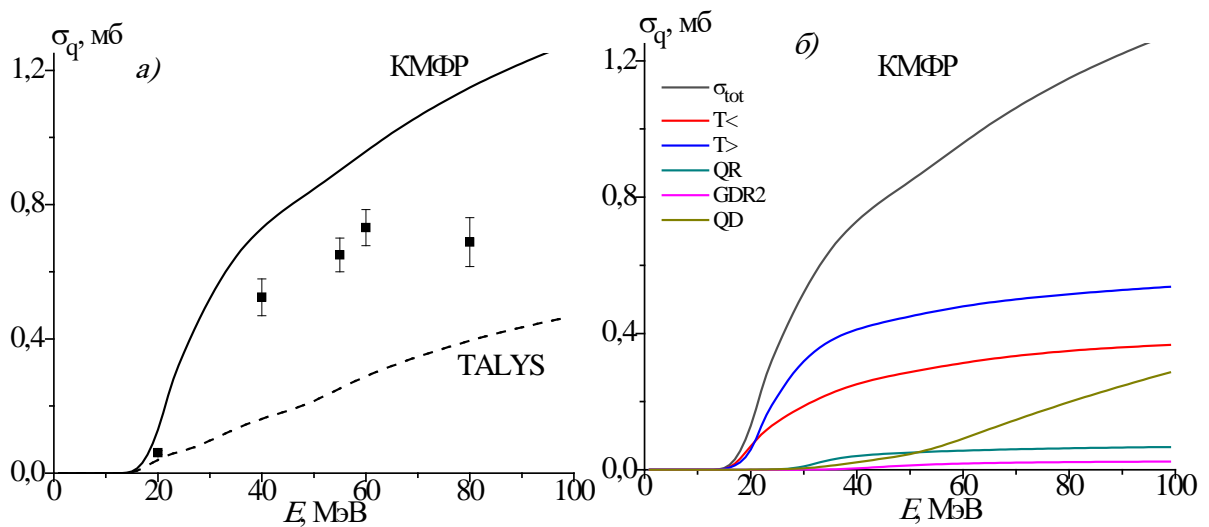


Рис. 3.20. Сечение на эквивалентный квант σ_q для реакций, образующих ядро ^{76}As : а) экспериментальные результаты в сопоставлении с расчетами; б) вклады $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компонентов ГДР, обертонов σ_{GDR2} , квадрупольного резонанса σ_{QR} и квазидейтронного механизма σ_{QD}

По расчетам КМФР $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компоненты являются конкурирующими каналами за доминирование во всем энергетическом интервале (смотрите рисунок 3.20б). Вклад квазидейтронного механизма возрастает до величины 24%.

Реакции $^{nat}\text{Se}(\gamma, Xn1p)^{77}\text{As}$. Схема цепочки распада ядра ^{77}As показана на рисунке 3.21. ^{77}As образуется в результате реакций $^{78}\text{Se}(\gamma, 1p)$ (10,39 МэВ), $^{80}\text{Se}(\gamma, 2n1p)$ (27,27 МэВ) и $^{82}\text{Se}(\gamma, 4n1p)$ (39,73 МэВ). В результате β^- -распада ^{77}As образуется изотоп ^{77}Se в возбужденных состояниях. При распаде возбужденных состояний изотопа ^{77}Se в спектрах наблюдался пики при энергиях 239,01 кэВ (1,59%), 249,80 кэВ (0,39%) и 520,65 кэВ (0,56%).

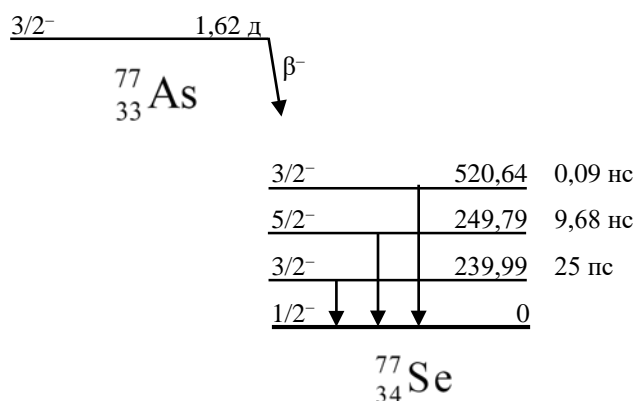


Рис. 3.21. Схема цепочки распада ядра ^{77}As

Измеренные сечения на эквивалентный квант и результаты расчетов по TALYS и КМФР приведены в таблице 3.11 и на рисунке 3.22а. Расчетная кривая на основе КМФР указывает, что с увеличением энергии сечения на эквивалентный квант растет по экспоненциальному закону и примут значения больше в $\sim 1,5$ раза чем экспериментальные данные, а расчетная кривая на основе TALYS подсказывают значения меньше в $\sim 3-8$ раза. Экспериментальные результаты аппроксимируются экспоненциальной кривой, которая имеет насыщение в области выше 50 МэВ. По расчетам КМФР $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компоненты являются конкурирующими каналами за доминирование во всем энергетическом интервале (смотрите рисунок 3.22б). В диапазоне энергий от порога до 23 МэВ $T_{<}$ -компонента составляет большую часть

сечения на эквивалентный квант, затем снижается до значения 38%. Вклад $T_{>}$ -компоненты достигает максимума 27 МэВ при значении 59,6%, затем уменьшается до значения 50%.

Таблица 3.11

Измеренные сечения на эквивалентный квант реакций, образующих ядро ^{77}As

| E_m , МэВ | $\sigma_{\text{qэксп}}$, Мб | σ_{qTALYS} , Мб | $\sigma_{\text{qКМФР}}$, Мб |
|-------------|------------------------------|-------------------------------|------------------------------|
| 20 | $0,13 \pm 0,015$ | 0,038 | 0,304 |
| 40 | $1,41 \pm 0,16$ | 0,17 | 1,69 |
| 55 | $1,50 \pm 0,19$ | 0,29 | 2,04 |
| 60 | $2,40 \pm 0,33$ | 0,32 | 2,13 |
| 80 | $1,85 \pm 0,20$ | 0,42 | 2,39 |

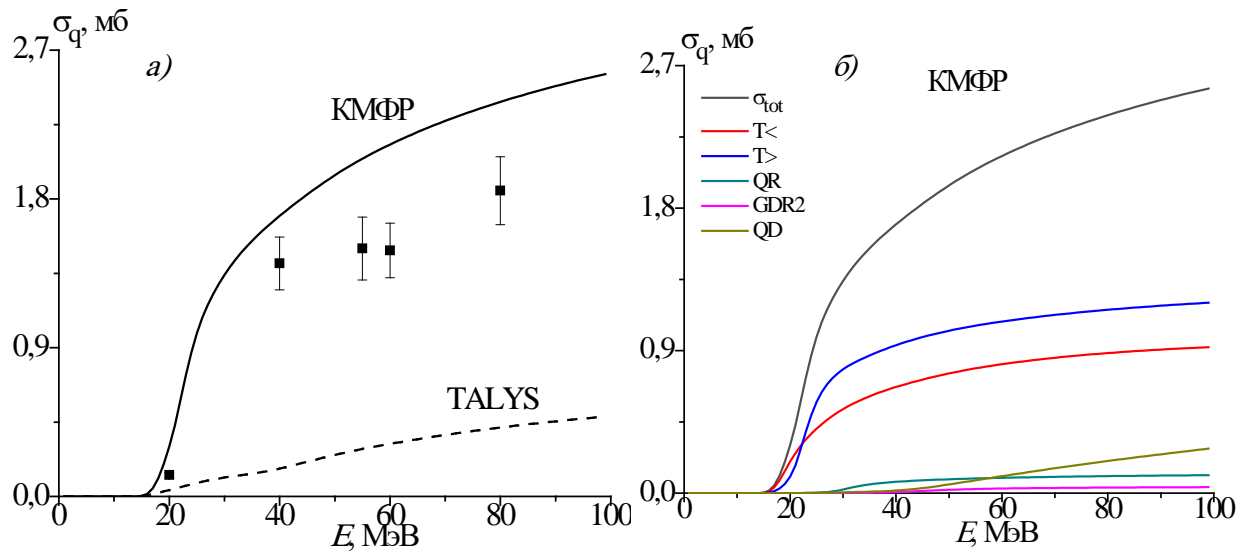


Рис. 3.22. Сечение на эквивалентный квант σ_q для реакций, образующих ядро ^{77}As : а) экспериментальные результаты в сопоставлении с расчетами; б) вклады $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компонентов ГДР, обертонов σ_{GDR2} , квадрупольного резонанса σ_{QR} и квазидейтронного механизма σ_{QD}

Реакции $^{nat}\text{Se}(\gamma, Xn1p)^{78}\text{As}$. Схема цепочки распада ядра ^{78}As показана на рисунке 3.23. ^{78}As образуется в результате реакций $^{80}\text{Se}(\gamma, 1n1p)$ (20,30 МэВ) и $^{82}\text{Se}(\gamma, 3n1p)$ (32,76 МэВ).

В результате β^- -распада ^{78}As образуется изотоп ^{78}Se в возбужденных состояниях. При распаде возбужденных состояний изотопа ^{78}Se наблюдались пики при энергиях 613,72 кэВ (54%), 694,91 кэВ (16,7%), 828,1 кэВ (8,1%), 1240,3 кэВ (5,9%), 1308,59 кэВ (13%) и 1373,48 кэВ (4,8%) в спектрах с 40-МэВного облучения, в отличие от облучения на энергии 20 МэВ.

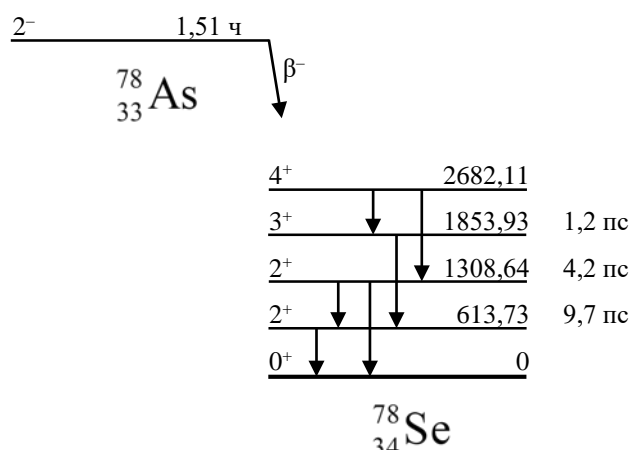


Рис. 3.23. Схема цепочки распада ядра ^{78}As

Измеренные сечения на эквивалентный квант и результаты расчетов по TALYS и КМФР приведены в таблице 3.12 и на рисунке 3.24а. Расчетные кривые указывают на экспоненциальный рост в зависимости сечения на эквивалентный квант, а экспериментальные результаты в рамках погрешности совпадают с расчетными кривыми на основе КМФР. Расчеты по TALYS подсказывают значения меньше в ~ 2 раза. По расчетам КМФР $T_{>}$ -компонента является доминирующей, имеет максимум 22 МэВ при значении 99% и постепенно снижается до 42% (рисунок 3.24б). Вклад $T_{<}$ -компоненты не превышает 17 % во всем диапазоне энергий. Вклад квазидейтронного механизма начинает отчетливо проявляться начиная с 30 МэВ и и возрастает до величины 41%.

Измеренные сечения на эквивалентный квант реакций,
образующих ядро ^{78}As

| E_m , МэВ | $\sigma_{\text{эксп}}$, Мб | σ_{TALYS} , Мб | $\sigma_{\text{КМФР}}$, Мб |
|-------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|
| 40 | $0,262 \pm 0,024$ | 0,076 | 0,285 |
| 55 | $0,32 \pm 0,04$ | 0,15 | 0,43 |
| 60 | $0,44 \pm 0,06$ | 0,16 | 0,47 |
| 80 | $0,46 \pm 0,06$ | 0,23 | 0,59 |

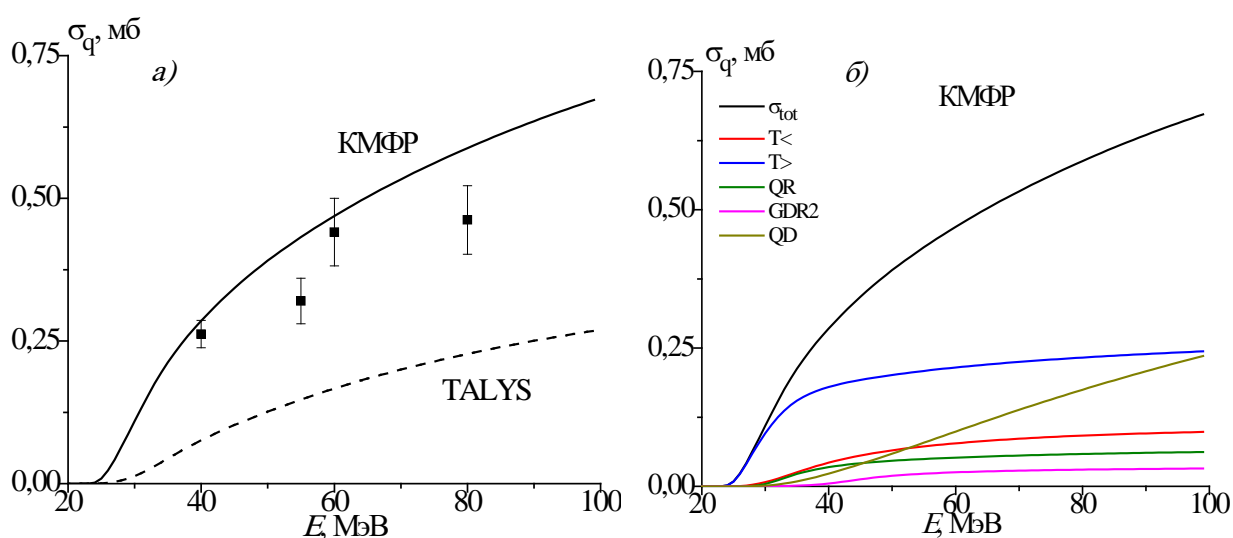


Рис. 3.24. Сечение на эквивалентный квант σ_q для реакций, образующих ядро ^{78}As : а) экспериментальные результаты в сопоставлении с расчетами; б) вклады $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компонентов ГДР, обертонов σ_{GDR2} , квадрупольного резонанса σ_{QR} и квазидейтронного механизма σ_{QD}

Реакции $^{nat}\text{Se}(\gamma, Xn1p)^{79}\text{As}$. Схема цепочки распада ядра ^{79}As показана на рисунке 3.25. ^{79}As образуется в результате реакций $^{80}\text{Se}(\gamma, 1p)$ (11,41 МэВ) и $^{82}\text{Se}(\gamma, 2n1p)$ (23,87 МэВ). В результате β^- -распада ^{79}As образуется изотоп ^{79}Se в возбужденных состояниях. При распаде возбужденных состояний изотопа ^{79}Se наблюдались пики в спектрах при энергиях 95,73 кэВ (9,3%), 365,0 кэВ (1,86%) и 432,1 кэВ (1,49%).

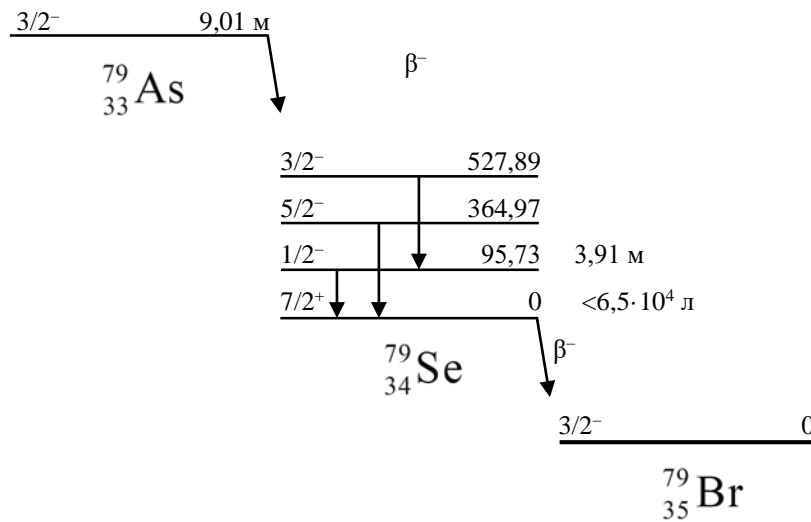


Рис. 3.25. Схема цепочки распада ядра ^{79}As

Измеренные сечения на эквивалентный квант и результаты расчетов по TALYS и КМФР приведены в таблице 3.13 и на рисунке 3.26а. Расчетные кривые указывают на экспоненциальный рост в зависимости сечения на эквивалентный квант, экспериментальные результаты в рамках погрешности совпадают с расчетными кривыми на основе КМФР в 20–55 МэВ. Расчеты по TALYS подсказывают значения меньше в ~ 15 раз чем экспериментальные данные. По расчетам КМФР $T_{<-}$ и $T_{>-}$ -компоненты являются конкурирующими каналами за доминирование во всем энергетическом интервале (смотрите рисунок 3.26б). В диапазоне энергий от порога до 23 МэВ (49,9%) $T_{<-}$ -компонента составляет большую часть сечения на эквивалентный квант, затем снижается до значения 43,6 %. Вклад $T_{>-}$ -компоненты становится доминирующим начиная с 23 МэВ и достигает максимума 27 МэВ при значении 59,8%, затем уменьшается до значения 53%. Вклад квазидейтронного механизма не превышает 3% во всем диапазоне энергий.

Измеренные сечения на эквивалентный квант реакций, образующих ядро ^{79}As

| E_m , МэВ | $\sigma_{\text{эксп}}$, Мб | σ_{TALYS} , Мб | $\sigma_{\text{КМФР}}$, Мб |
|-------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|
| 20 | $0,21 \pm 0,05$ | 0,014 | 0,242 |
| 40 | $2,56 \pm 0,37$ | 0,12 | 2,15 |
| 55 | $2,75 \pm 0,30$ | 0,15 | 2,55 |
| 60 | $1,99 \pm 0,20$ | 0,16 | 2,59 |
| 80 | $2,13 \pm 0,22$ | 0,18 | 2,83 |

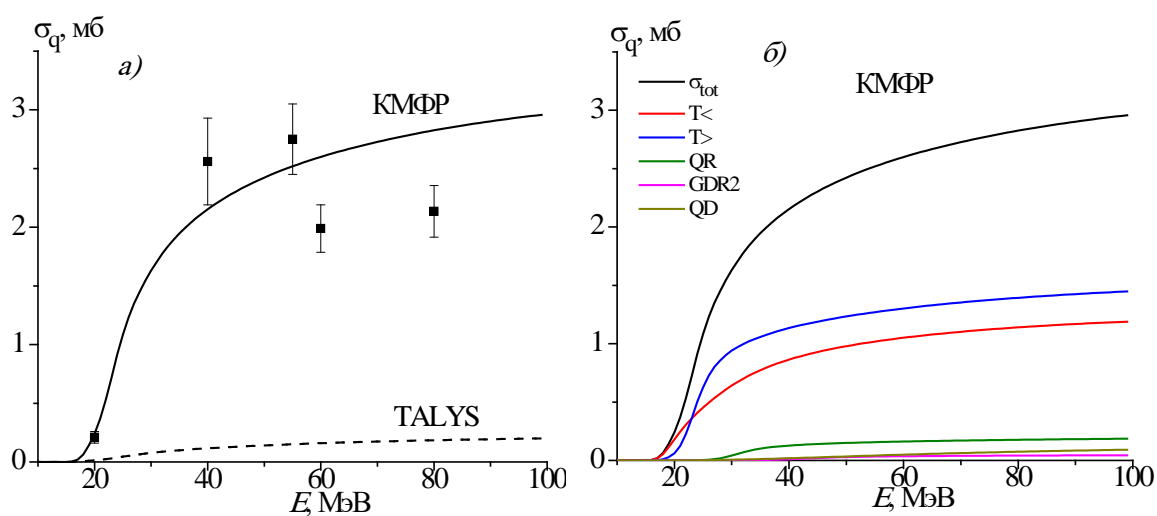


Рис. 3.26. Сечение на эквивалентный квант σ_q для реакций, образующих ядро ^{79}As : а) экспериментальные результаты в сопоставлении с расчетами; б) вклады $T_{<}$ - и $T_{>}$ -компонентов ГДР, обертонов σ_{GDR2} , квадрупольного резонанса σ_{QR} и квазидейтронного механизма σ_{QD}

Согласно результатам расчетов по программе КМФР в области рассматриваемых энергий возбуждения, вклады каналов распада на изоспиновые ($T_{<}$, $T_{>}$), квадрупольно резонансные (QR), обертоны (GDR2) и квазидейтронные (QD) состояния в формирование σ_q^{tot} оказываются различными в зависимости от массового числа продукта реакции. В целом, для рассматриваемых продуктов $^{71-74}\text{As}$, $^{76-79}\text{As}$ фотопротонных реакций наиболее вероятными представляются распады на изоспиновые ($T_{>}$, $T_{<}$) и

квазидейтронные (QD) состояния. Вклады остальных каналов распада (QR, обертона GDR2) сравнительно малы. Для ^{71}As вклад (QD) доминирует на всем диапазоне рассматриваемых энергий возбуждения. В случае изотопов ^{72}As , ^{73}As , ^{74}As и ^{78}As вклад (QD) в величину σ_q^{tot} проявляется при $E \geq 60$ МэВ.

В пределах погрешностей измерений величины σ_q^{tot} , расчеты по КМФР целом удовлетворительно описывают экспериментальны зависимости $\sigma_q^{tot}(E)$ для ^{73}As , ^{78}As и ^{79}As в рассматриваемом диапазоне энергий. Для изотопов ^{71}As , ^{72}As расчеты с использованием КМФР и TALYS переоценивают значения σ_q^{tot} при $E \geq 60$ МэВ. В случае ^{76}As , ^{77}As расчеты КМФР переоценивают, а TALYS - наоборот, недооценивают $\sigma_q^{tot}(E)$ при $E \geq 40$ МэВ. Как следует из результатов совместного анализа результатов расчетов и измеренных значений σ_q^{tot} , однозначные выводы о применимости расчетов КМФР и TALYS для описания $\sigma_q^{tot}(E)$ в фотопротонных реакциях преждевременны, и необходимо совершенствование расчетов. С нашей точки зрения, поиск путей уменьшения влияния квазидейтронного (QD) канала распада способствовало бы лучшему согласию расчетов КМФР с экспериментом.

На рисунке 3. 27 приведена зависимость сечения на эквивалентный квант реакции (γ, p) от массового числа для изотопов селена. Аппроксимацию экспериментальных данных по сечениям на эквивалентный квант проводили с использованием экспоненциальной функции Больцмана (красная сплошная кривая на рисунке 3.27), параметры которой определялись методом наименьших квадратов по набору экспериментальных значений.

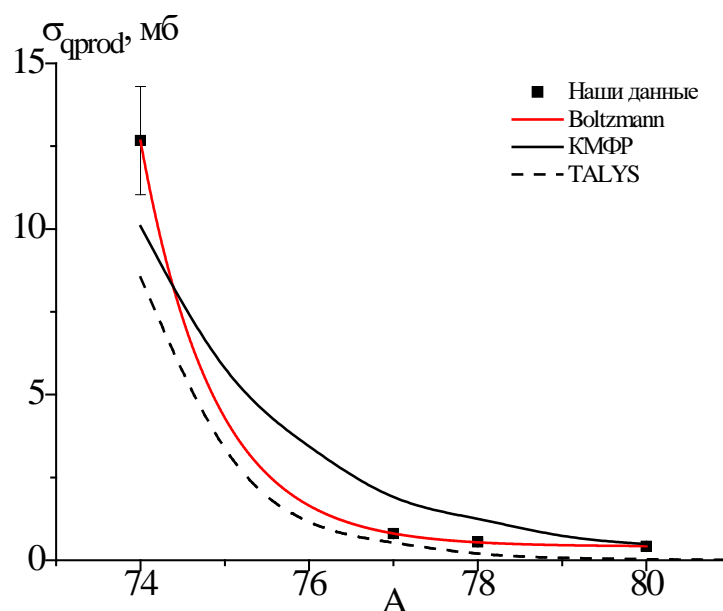


Рис. 3.27. Зависимость сечения на эквивалентный квант реакции (γ, p) от массового числа для изотопов селена

Полученные значения сечений фотопротонной реакции на стабильных изотопах селена при энергии 20 МэВ с помощью метода расчета квазимоноэнергетического спектра в работе [116] приведены в таблице 3.14 и на рисунке 3.28. Как и в случае, приведенном на рис.3.28, экспериментальные сечения σ аппроксимировались экспоненциально убывающей функцией.

Таблица 3.14

Сечения реакции (γ, p) на стабильных изотопах селена при энергии 20 МэВ

| Реакции | Сечение реакции, мб | | |
|---|---------------------|-------|------|
| | Эксперимент | TALYS | КМФP |
| $^{74}\text{Se}(\gamma, p)^{73}\text{As}$ | $24,54 \pm 2,88$ | 23,17 | 53,3 |
| $^{77}\text{Se}(\gamma, p)^{76}\text{As}$ | $2,57 \pm 0,13$ | 2,00 | 19,3 |
| $^{78}\text{Se}(\gamma, p)^{77}\text{As}$ | $2,74 \pm 0,18$ | 0,88 | 15,5 |
| $^{80}\text{Se}(\gamma, p)^{79}\text{As}$ | $5,02 \pm 0,45$ | 0,29 | 7,8 |

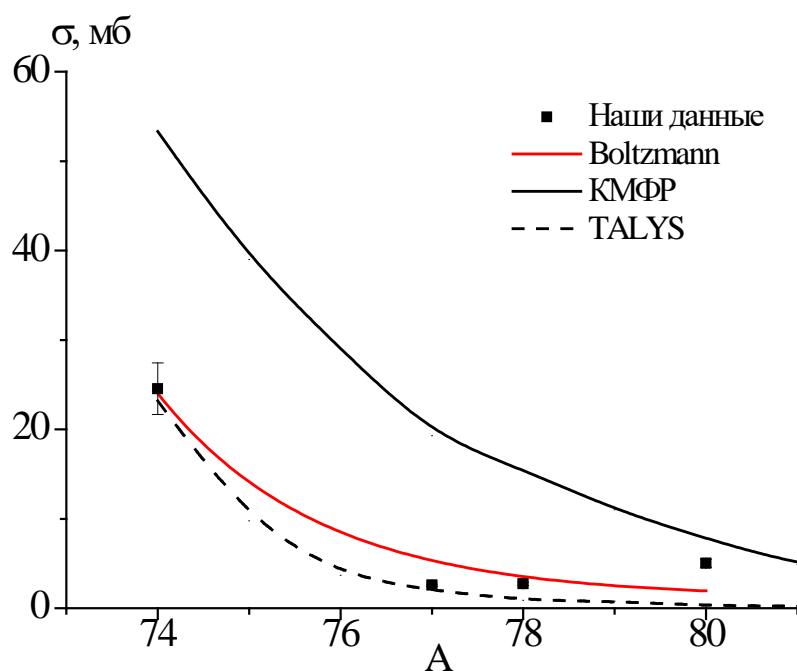


Рис. 3.28. Зависимость сечения реакции (γ, p) , рассчитанного в приближении квазимоноэнергетического спектра, от массового числа для изотопов селена

Как видно из таблицы 3.14, для реакций $^{74}\text{Se}(\gamma, p)^{73}\text{As}$, $^{77}\text{Se}(\gamma, p)^{76}\text{As}$ результаты расчетов TALYS хорошо согласуются с экспериментальными данными. Для реакций $^{78}\text{Se}(\gamma, p)^{77}\text{As}$, $^{80}\text{Se}(\gamma, p)^{79}\text{As}$ эти расчеты недооценивают величину σ . Результаты расчетов КМФР предсказывают явно завышенные сечения для рассматриваемых реакций.

§ 3.3. Прикладные аспекты полученных экспериментальных данных по фотоядерным реакциям на изотопах селена

Фотоядерный метод получения медицинских радиоизотопов $^{72,74,76,77}\text{As}$

^{72}As является одним из изотопов, который может быть использован в ПЭТ и обладает небольшим периодом полураспада ($T_{1/2} = 26$ ч), что позволяет получать ПЭТ-изображения высокой контрастности, оказывая слабое радиационное воздействие на окружающие опухоль здоровые органы пациента. Из-за небольших периодов полураспада и полувыведения из организма разовая лучевая нагрузка на пациента не превышает нагрузки при рентгенологическом обследовании [117, 118]. Кроме того, имеется

возможность создания генератора $^{72}\text{Se}/^{72}\text{As}$ ($T_{1/2}(^{72}\text{Se}) = 8.4$ д.).

Существует несколько методов получения ^{72}Se на ускорителях заряженных частиц (смотрите таблицу 3.15). Помимо известных методов [124], нами был оценен ранее не рассматривавшийся подход наработки облучения природного селена в тормозном пучке ускорителей электронов, а также выполнен расчет активности для ускорителя электронов с энергией 60 МэВ с общим током 40 мА·ч при облучении в течении 25 мин мишени природного селена.

Таблица. 3.15

Основные способы наработки изотопа ^{72}Se и ^{72}As на ускорителях заряженных частиц

| Реакция | Энергия, МэВ | Содержание в мишени | Выход, МБк/(мкА·ч) | Ссылка |
|--|--------------|---------------------|--------------------|--------|
| $^{nat}\text{Br}(p, Xn)(\beta^-)(\beta^-)^{72}\text{Se}$ | 100 | 100 | 1,1 | [119] |
| $^{72}\text{Ge}(p, n)^{72}\text{As}$ | 16 | 100 | 90 | [120] |
| $^{72}\text{Ge}(^3\text{He}, 3n)^{72}\text{Se}$ | 36 | 27,7 | 3,1 | [121] |
| $^{70}\text{Ge}(\alpha, 2n)^{72}\text{Se}$ | 36.5 | 100 | 8,2 | [121] |
| $^{70}\text{Ge}(\alpha, 2n)^{72}\text{Se}$ | 34 | 20,7 | 1,35 | [122] |
| $^{59}\text{Co}(^{14}\text{N}, n)^{72}\text{Se}$ | 55 | 100 | 0,6 | [122] |
| $^{59}\text{Co}(^{16}\text{O}, 3n)^{72}\text{Br}(\beta^-)^{72}\text{Se}$ | 60 | 100 | 0,48 | [122] |
| $^{63}\text{Cu}(^{12}\text{C}, 3n)^{72}\text{Br}(\beta^-)^{72}\text{Se}$ | 60 | 69,1 | 0,54 | [122] |
| $^{nat}\text{Se}(\gamma, pxn)^{72}\text{As}$ | 60 | природный | 0,0005 | [124] |
| $^{75}\text{As}(p, 4n)^{72}\text{Se}$ | 105 | 100 | 230 | [123] |

Облучая изотопно-обогащенную мишень из ^{74}Se массой около 10 г, можно реализовать выход порядка 0.5 МБк/(мкА·час), что сравнимо с выходами в большинстве экспериментов на заряженных пучках. Чтобы минимизировать образование побочных радионуклидов, нужно использовать обогащенные мишени из ^{74}Se и ускоритель электронов с граничной энергией 27 МэВ, так как пороговая энергия реакции $^{74}\text{Se}(\gamma, 1p1n)^{72}\text{As}$ равна 19.34 МэВ,

а реакции $^{74}\text{Se}(\gamma, 1p2n)^{71}\text{As} - 27.75$ МэВ. Следует отметить, что в диагностике и терапии широко применяются также другие перспективные медицинские изотопы мышьяка: ^{74}As , ^{76}As и ^{77}As [121, 125, 126]. В работе [124] активности изотопов ^{74}As , ^{76}As и ^{77}As , полученных фотоядерным методом, составили 142 ± 14 , $(7,1 \pm 0,6) \cdot 10^3$ и $(1,09 \pm 0,14) \cdot 10^4$ Бк/(мкА·ч), соответственно.

Образование и разрушение обойденного ядра ^{74}Se . Селен имеет шесть стабильных изотопов $^{74,76-78,80,82}\text{Se}$. Изотоп ^{76}Se в процессах звездного синтеза образовался в результате *s*-процесса – медленного захвата нейтронов. Траектория *s*-процесса показана на рисунке 3.29. Изотоп ^{82}Se образовался в результате *r*-процесса – быстрого захвата нейтронов. Изотопы $^{77,78,80}\text{Se}$ образовались в результате как *s*-, так и *r*-процессов. Низкая концентрация ^{74}Se в природной смеси изотопов селена (0,86%) обусловлена удаленностью **этого изотопа** от траекторий *s*- и *r*-процессов звездного нуклеосинтеза, дающих большинство средних и тяжелых ядер (рисунок 3.29).

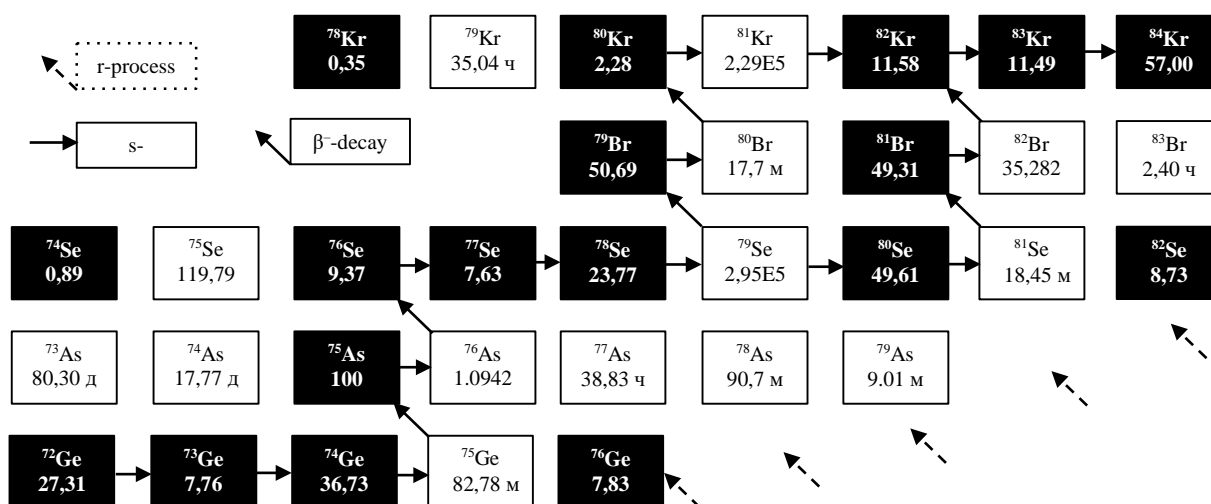


Рис. 3.29. Траектории *r*- и *s*-процессов звездного нуклеосинтеза в области изотопов селена. Показаны периоды полураспада нестабильных изотопов (незаштрихованные клетки) и концентрации (в процентах) стабильных изотопов в природной смеси изотопов

Образование изотопа ^{74}Se можно описать с помощью *p*-процесса, который включает образование и захват позитронов, захват протонов и (γ, n) -

или (p,n) -реакциях, начинающихся с изотопов – продуктов s - и r - процессов в качестве исходных ядер [127]. В работах [128–133] распространенность легчайшего p -ядра ^{74}Se описана удовлетворительно.

На рисунке 3.30 показаны пути образования и разрушения p -нуклида ^{74}Se в звездном нуклеосинтезе. На рисунке 3.31а показаны сечения реакций $^{75}\text{Se}(\gamma,n)^{74}\text{Se}$, $^{76}\text{Se}(\gamma,2n)^{74}\text{Se}$, $^{78}\text{Kr}(\gamma,\alpha)^{74}\text{Se}$ и $^{75}\text{As}(\gamma,n)^{74}\text{As}$, рассчитанные на основе TALYS. Из данных, показанных на рисунке 3.31а, следует, что основными реакциями образования изотопа ^{74}Se будут реакции (γ,n) и $(\gamma,2n)$, соответствующие изотопам ^{75}Se и ^{76}Se . Это приводит к значительному нарастанию p -ядра, чему способствует умеренно сильная ветвь $^{75}\text{As}(\gamma,n)^{74}\text{As}(\beta^-)^{74}\text{Se}$.

Как показано на рисунке 3.30, существует три конкурирующих пути разрушения (выгорания) ^{74}Se под действием γ -квантов: (γ,n) (12,07 МэВ), (γ,p) (8,54 МэВ) и (γ,α) (4,07 МэВ). Для ^{74}Se порог реакции $(\gamma,2n)$ (20,46 МэВ) более 20 МэВ и, следовательно, не может распасться в результате реакции $(\gamma,2n)$. Продукт реакции $^{74}\text{Se}(\gamma,\alpha)^{70}\text{Ge}$ стабилен и оценить вероятность этой реакции методом гамма-активации невозможно. На рисунке 3.31б показано сечение на эквивалентный квант фотоядерных реакций $^{74}\text{Se}(\gamma,1n)$ и $^{74}\text{Se}(\gamma,1p)$. Из рисунка 3.31б видно, что путь разрушения под действием γ -квантов ядра ^{74}Se по реакции (γ,n) является доминантным каналом. При этом сечение реакции $^{74}\text{Se}(\gamma,p)$ в $\sim 1,5$ раз меньше чем сечение реакции $^{74}\text{Se}(\gamma,n)$. Чтобы получить полную картинку конкуренции фотоядерных каналов разрушения ядра ^{74}Se , необходимо провести облучения в области от порога до 20 МэВ.

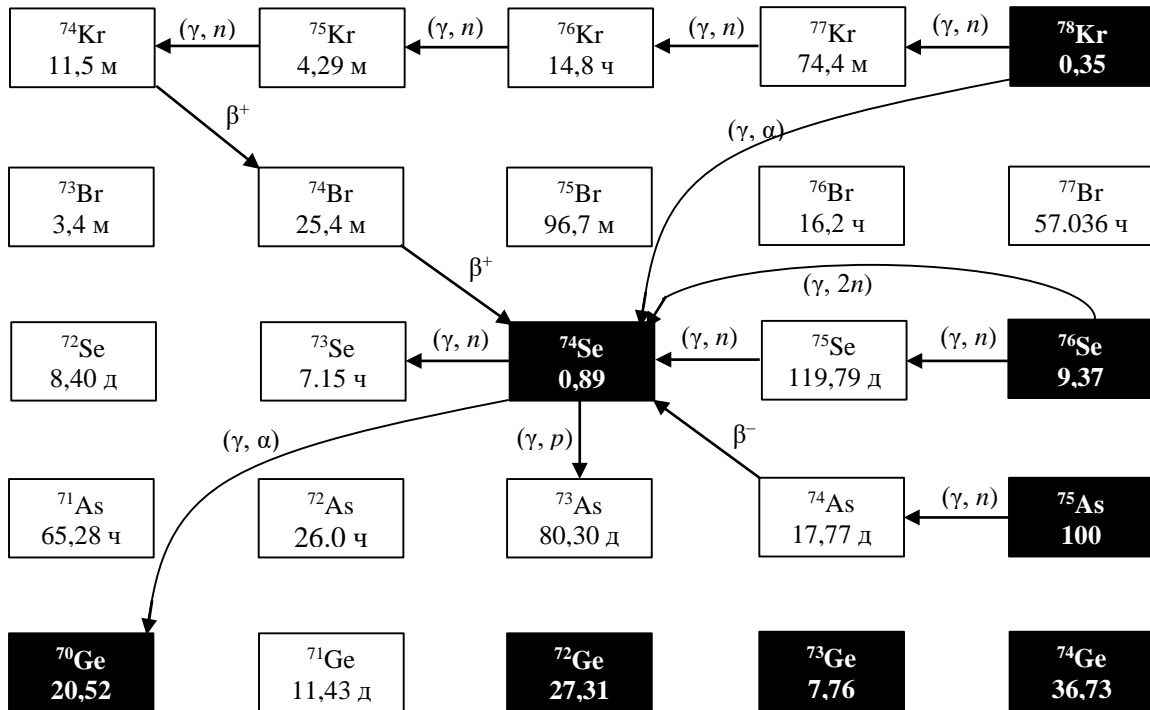


Рис. 3.30. Пути образования и разрушения p -нуклида ^{74}Se в астрофизических фотоядерных реакциях

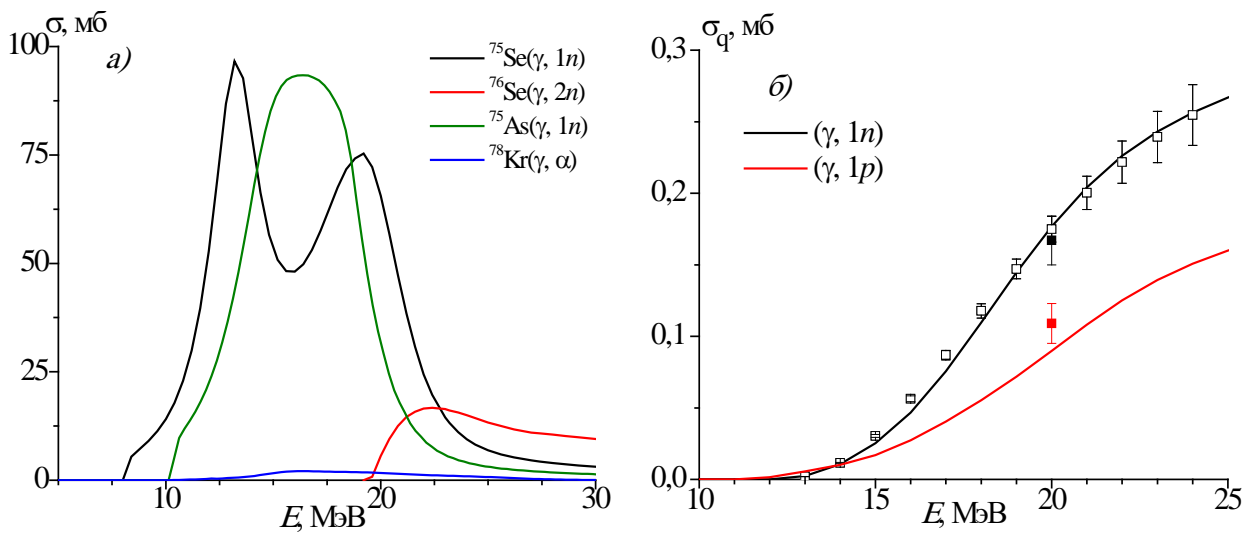


Рис. 3.31. (а) Сечения реакций $^{75}\text{Se}(\gamma, n)^{74}\text{Se}$, $^{76}\text{Se}(\gamma, 2n)^{74}\text{Se}$, $^{78}\text{Kr}(\gamma, \alpha)^{74}\text{Se}$ и $^{75}\text{As}(\gamma, n)^{74}\text{As}$, рассчитанные на основе TALYS; (б) сечение на эквивалентный квант фотоядерных реакций на ядре ^{74}Se в зависимости от конечной энергии тормозного излучения

Выводы по третьей главе

Впервые методом наведенной активности определены сечения фотоядерных реакций на эквивалентный квант для изотопов природного селена в диапазоне энергий возбуждения от 20 до 80 МэВ. С помощью программ TALYS и КМФР рассчитаны сечения образования $^{73g,73m,75,81g,81m}\text{Se}$ и $^{71-74}\text{As}$, $^{76-79}\text{As}$ на эквивалентный квант в реакциях (γ, xn) , (γ, pxn) , соответственно. Анализ результатов расчетов по КМФР свидетельствует о том, что для рассматриваемой области энергий возбуждения каналы распада на изоспиновые состояния $T \leq \frac{N-Z}{2}$ и $T \geq \frac{N-Z}{2} + 1$ в реакциях (γ, pxn) играют доминирующую роль в формировании σ_q^{tot} . Учет вклада квазидейтронного канала распада в реакциях (γ, pxn) прогнозирует линейный рост зависимости $\sigma_q(E)$.

Экспериментальные и расчетные сечения реакций $\text{Se}(\gamma, xn)^{73m,g}\text{Se}$, $\text{Se}(\gamma, xn)^{75}\text{Se}$ и $\text{Se}(\gamma, xn)^{81m,g}\text{Se}$ на эквивалентный квант удовлетворительно согласуются между собой. Расчеты TALYS и КМФР фотопротонных реакций $\text{Se}(\gamma, pxn)$ с образованием изотопов $^{71-74}\text{As}$, $^{76-79}\text{As}$ нуждаются в усовершенствовании: увеличение вклада изоспинового расщепления ГДР в расчетах КМФР может привести к более точному описанию экспериментально наблюдаемого насыщения в зависимости $\sigma_q(E)$ в реакциях (γ, pxn) с образованием $^{76-79}\text{As}$. Расчеты TALYS удовлетворительно описывают экспериментально установленную энергетическую зависимость изомерных отношений $^{81m}\text{Se}/^{81g}\text{Se}$. Рост изомерного отношения выходов реакции $^{82}\text{Se}(\gamma, n)^{81m,g}\text{Se}$ в области энергий от порога реакций ~ 20 МэВ связан с увеличением числа каскадов γ -переходов с ростом энергии возбуждения. При энергиях ~ 20 МэВ наблюдается насыщение в энергетической зависимости изомерного отношения. Возможно, это обусловлено слабым влиянием дальнейшего увеличения плотности уровней на вероятность образования каскадов приводящих к возникновению метастабильных состояний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам исследований, выполненных по теме диссертации «Сечения фотоядерных реакций на изотопах селена в области выше гигантского дипольного резонанса», представлены следующие выводы:

1. Показано, что активационным методом на пучке тормозных гамма квантов можно успешно проводить исследование фотоядерных реакциях на мишенях сложного изотопного состава.
2. Впервые получены экспериментальные сечения на эквивалентный квант для реакций, образующих ядра $^{73g,73m,75,81g,81m}\text{Se}$ и $^{71-74,76-79}\text{As}$ при облучении мишени природного селена тормозным гамма-излучением с граничными энергиями 20, 40, 55, 60 и 80 МэВ.
3. Из выполненных теоретических расчетов сечений фотонейтронных (γ, xn) и фотопротонных (γ, pxn) реакций на эквивалентный квант с использованием алгоритмов программ TALYS и КМФР следует, что расчеты по TALYS совпадают с экспериментальными данными только для фотонейтронных реакций. Расчеты методом КМФР дают хорошее согласие с экспериментальными данными как для фотонейтронных, так и для фотопротонных реакций.
4. Расчеты по программе TALYS удовлетворительно описывают экспериментально установленную энергетическую зависимость изомерных отношений $^{81m}\text{Se}/^{81g}\text{Se}$. Насыщение в энергетической зависимости изомерного отношения $^{81m}\text{Se}/^{81g}\text{Se}$ в области выше 20 МэВ обусловлено слабым влиянием увеличения плотности уровней на вероятность образования каскадов приводящих к возникновению метастабильных состояний. Эти факторы достаточно корректно учитываются в алгоритме программы TALYS.
5. Полученные экспериментальные значения сечения реакции (γ, p) на изотопах $^{74,77,78,80}\text{Se}$ при энергии 20 МэВ позволяют оценить возможности радиохимического производства радиоизотопов мышьяка для ядерной

медицины фотоядерным методом.

6. Для корректной проверки концепции изоспинового расщепления ГДР в фотопротонных реакциях с использованием алгоритмов программы КМФР следует получить экспериментальные данные в диапазоне энергий 10–25 МэВ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю огромную благодарность научному руководителю д.ф.-м.н., академику Бехзоду Садыковичу Юлдашеву за постоянную поддержку и помощь при выполнении диссертационной работы.

Я в неоплатном долгу перед моими учителями к.ф.-м.н., доц. Александром Александровичем Кузнецовым, к.ф.-м.н. Журабеком Хатамовичем Хушвактовым, к.ф.-м.н. Масуджоном Абдурахмановичем Каюмовым. Искренне благодарю их за поддержку и советы, которые помогли мне в период работы над диссертацией.

Я также чрезвычайно признательна моим руководителям из Лаборатории ядерных проблем имени В.П. Джелепова Объединенного института ядерных исследований д.ф.-м.н., проф. Анвару Хидоятовичу Иноятову и д.ф.-м.н. Евгению Александровичу Якушеву за помощь, оказанную в процессе выполнения работы, и полезные обсуждения. Я выражаю глубокую признательность к.ф.-м.н. Валерию Васильевичу Кобцу, к.ф.-м.н. Дмитрию Львовичу Демину, Элбеку Тулкиновичу Рузиеву и Тоану Трану за неоценимую помощь в технической части проведения экспериментов на ускорителе ЛИНАК-200. Дополнительно хочу отметить неоценимый вклад коллег из НЭОЯСиРХ ЛЯП ОИЯИ и отдельно выражаю благодарность к.ф.-м.н. Сергею Владимировичу Розову и Сергею Александровичу Евсееву.

Я рада поблагодарить весь коллектив научной группы Б.С. Ишханова за плодотворное сотрудничество и предоставленные возможности использования широкого теоретического комплекса, разработанного НИИЯФ МГУ, в частности комбинированной модели фотоядерных реакций. Еще я хотела бы выразить сердечную признательность к.ф.-м.н. Юрию Анатольевичу Нефедову за помощь в приобретении широко используемых навыков выполнения расчетов на Python. Кроме того, я выражаю благодарность коллективу Лаборатории экспериментальной ядерной физики, всему коллективу и дирекции ИЯФ АН РУз за поддержку и постоянную помощь в завершении данной работы.

Отдельно хочу поблагодарить моего учителя математики Мардона Бердиева за то, что он зародил во мне интерес к точным наукам. Хочу поблагодарить моего учителя русского языка Елену Викторовну Макарову за те знания, которые я получила. Хочу поблагодарить всех моих преподавателей физического факультета Национального университета Узбекистана и института ядерной физики и технологий Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ».

Я также в вечном долгу перед своими родителями, Абдували Мелиевичем Расуловым и Шохистой Абдурахмановной Норбоевой, за их бесконечную любовь и благословения, поддержку и понимание, а также их ободрение на каждом этапе моей жизни.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Young P., Arthur E., Chadwick M. Comprehensive Nuclear Model Calculations: Introduction to the Theory and Use of GNASH Code // in Proc. IAEA Workshop Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors-Physics, Design and Safety. – Trieste, Italy, 1996. – p. 227.
2. Mashnik S. G., Sierk A. K., Bersillon O., Gabriel T. A. Cascade-Exciton Model Detailed Analysis of Proton Spallation at Energies from 10 MeV to 5 GeV. – LA-UR-97-2905. – Los Alamos National Laboratory, 1997.
3. Young P., Arthur E., Chadwick M. Comprehensive Nuclear Model Calculations: Introduction to the Theory and Use of GNASH Code // in Proc. IAEA Workshop Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors-Physics. – Design and Safety Trieste, 1996. – p. 227.
4. Talou P., Kawano T., Young P.G., Chadwick M.B. The McGNASH nuclear reaction code and its use for gas production cross-section calculations // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – Elsevier, 2006. – Vol. 562. – pp. 823-826.
5. Fukahori T. ALICE-F calculation of nuclear data up to 1 GeV // (JAERI-M-92-039). – 1992.
6. Blann M., Gruppelaar H., Nagel P., Rodens J. International code comparison for intermediate energy nuclear data // Technical Report, Organization for Economic Cooperation and Development Nuclear Energy Agency. – France. – 1994.
7. Zhang J. Illustration on photonuclear data calculation with CUNF code // Communication of Nuclear Data Progress. – 1998. – Vol. 19. – p. 33.
8. Zhang J., Han Y., Cao L. Summary of monoenergetic neutron beam sources for energies > 14 MeV // Nucl. Sci. Eng. – 1999. – Vol. 133. – p. 1.
9. Blokhin A. The XGFISS code for analysis of photonuclear cross sections for actinide nuclei // Yadernye Konstanty. – 1999. – Vol. 2. – p. 12.

10. Avrigeanu M., Avrigeanu V. STAPRE-H95 Computer Code // IPNE Report NP-86-1995. – Burachest. – 1995; News NEA Data Bank. – 1995. – Vol. 22. – p. 25.
11. Gabriel T.A., Guthrie M.P., Hermann O.W. Instructions for the operation of the program PICA, an intra-nuclear cascade calculation for high energy (30-400 MeV) photon-induced nuclear reactions. – ORNL-4687. – 1971.
12. Fu C.Y. PICA95. An intra-nuclear cascade code for 25-MeV to 3.5-GeV photon-induced nuclear reactions // Third Specialists' Meeting on Shielding Aspects of Accelerators Targets and Irradiation Facilities, May 12-13, 1997, Sendai, Japan.
13. Sato T., Shin K., Ban S., Gabriel T., Fu C.Y., Lee H.S. (2001). PICA3, an Updated Code of Photo-nuclear Cascade Evaporation Code PICA95, and Its Benchmark Experiments // In: Kling, A., Barão, F.J.C., Nakagawa, M., Távora, L., Vaz, P. (eds) Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications. Springer, Berlin, Heidelberg.
14. Detryagenko P. Application of the Photonuclear Fragmentation Model to Radiation Protection Problems // Proc. SATIF-2. – Geneva, 9-11 October. – 1995. – p.67.
15. Krivosheev O.E., Mokhov N.V. New MARS and Its Applications // Proc. of SARE-3. – Tsukuba, 7-9 May. – 1997. – p.12.
16. Herman M. Handbook for Calculations of Nuclear Reaction Data: Reference Input Parameter Library // No. IAEA-TECDOC-1034. – International Atomic Energy Agency. – Vienna. – 1988.
17. Koning A. Talys-1.96/2.0. – 2021. – pp. 1-776.
18. Ishkhanov B.S., Orlin V.N. Modified version of the combined model of photonucleon reactions // Phys. Atom. Nuclei – 2015. – Vol. 78. – pp. 557-573.
19. Handbook on photonuclear data for applications Cross sections and spectra. – IAEA. – 2000.

20. Plompen A.J. Neutron activation cross section measurements from threshold to 20 MeV for the validation of nuclear models and their parameters // A report by the working party on international evaluation co-operation of the near nuclear science committee – 2005.
21. Chadwick M. B., Obloinský P., Hodgson P. E., Reffo G. Pauli-blocking in the quasideuteron model of photoabsorption // *Phys. Rev. C.* – 1991. – Vol. 44. – No. 2. – p. 814.
22. Brink D.M. Individual particle and collective aspects of the nuclear photoeffect // *Nuclear Physics.* – 1957. – Vol. 4. – pp. 215-220.
23. Axel P. Electric dipole ground-state transition width strength function and 7-MeV photon interactions // *Phys. Rev.* – 1962. – Vol. 126. – pp. 671-683.
24. Capote R., Herman M., Oblozinsky P., Young P.G., Goriely S., Belgya T., Ignatyuk A.V., Koning A.J., Hilaire S., Plujko V.A., Avrigeanu M., Bersillon O., Chadwick M.B., Fukahori T., Zhigang Ge, Han Yinlu, Kailas S., Kopecky J., Maslov V.M., Reffo G., Sin M., Soukhovitskii E.Sh., Talou P. RIPL – reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations // *Nuclear Data Sheets.* – 2009. – Vol. 110. – pp. 3107-3214.
25. Орлин В.Н. Множественные фотонуклонные реакции в средних и тяжелых ядрах при энергиях ниже порога рождения мезонов: Дис. 01.04.16, докт. физ.-мат. наук. – НИИЯФ МГУ, Москва. 2013. – 194 с.
26. Ishkhanov B.S., Orlin V.N. Semimicroscopic description of the giant dipole resonance // *Physics of Particles and Nuclei.* – 2007. – Vol.38. – No. 2. – pp. 232-254.
27. Ishkhanov B.S., Orlin V.N. Isovector giant E2 resonance and overtone of the isovector giant E1 resonance in photonucleon reactions // *Physics of Atomic Nuclei.* – 2013. – Vol. 76. – pp. 30-43.

28. Ishkhanov B.S., Orlin V.N. Effect of nuclear-surface diffuseness on the energy and width of the giant dipole resonance // *Physics of Atomic Nuclei*. – 2003. – Vol. 66. – pp. 659-664.
29. Levinger J.S. The high energy nuclear photoeffect // *Phys. Rev.* – 1951. – Vol. 84. – p. 43.
30. Levinger J.S. Modified quasi-deuteron model // *Phys. Lett. B.* – 1979. – Vol. 82. – No. 2. – pp. 181-182.
31. Weisskopf V. F., Ewing D. H. On the yield of nuclear reactions with heavy elements // *Phys. Rev.* – 1940. – Vol. 57. – pp. 472-485.
32. Kelly M. A., Berman B. L., Bramblett R. L., Fultz S. C. Effect of nuclear polarization on the giant dipole resonance of Ho^{165} // *Phys. Rev.* – Vol. 179. – pp. 1194-1211.
33. Bohr O., Mottelson B.R. *Nuclear Structure, Volume II: Nuclear Deformations* –1975.
34. Raman S., Nestor C.W., Tikkanen P. Transition probability from the ground to the first-excited $2+$ state of even–even nuclides // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. – 2001. – vol. 78. – No. 1. – pp. 1-128.
35. Ishkhanov B.S., Orlin V.N. Employing a spheroidal global potential to estimate the quadrupole deformation of nuclei // *Phys. Atom. Nuclei*. – 2001. – Vol. 68. – pp. 1352-1371.
36. Goryachev A.M., Zalesnyy G.N. The studying of the photoneutron reactions cross sections in the region of the giant dipole resonance in zinc, germanium, selenium, and strontium isotopes // *Vopr. Teor. Yad. Fiz.* – 1982. – Vol. 8. – pp. 121-139.
37. Mazur V.M., Sokolyuk I.V., Bigan Z.M. Cross section (γ, n) - m reaction for $^{78,80,82}\text{Se}$ nuclei in the $e1$ giant-resonance region // *Yad. Fiz.* – 1991. – Vol. 54. – pp. 895-900.
38. Carlos P., Beil H., Bergere R., Fagot J., Lepretre A., Veysiere A., Solodukhov G.V. A study of the photoneutron contribution to the giant dipole resonance of nuclei in the $64 \leq A \leq 86$ mass region // *Nuclear Physics A*. – 1976.

– Vol. 258. – No. 2. – pp. 365-387.

39. Makinaga A., Utsunomiya H., Goriely S., Kaihori T., Goko S., Akimune H., Yagamata Y., Tokoyawa H., Matsumoto T., Harano H., Harada H., Kitatani F., Hara Y.K., Hohara S., Liu Y.W. Photodisintegration of ^{80}Se : Implications for the s-process branching at ^{79}Se // *Physical Review C*. – 2009. – Vol. 79. – No. 2. – p. 025801.
40. Kitatani F., Harada H., Goko S., Utsunomiya H., Akimune H., Kaihori T., Tokoyawa H., Yamada K. Measurement of the $^{80}\text{Se}(g,n)$ cross section using laser- Compton scattering gamma-rays // *Nuclear Science and Technology*. – 2010. – Vol. 47. – pp. 367-375.
41. Kitatani F., Harada H., Goko S., Utsunomiya H., Akimune H., Kaihori T., Tokoyawa H., Yamada K. Measurement of ^{76}Se and $^{78}\text{Se}(g,n)$ cross sections // *Nuclear Science and Technology*. – 2011. – Vol. 48. – pp. 1017-1024.
42. Kitatani F., Harada H., Goko S., Iwamoto N., Utsunomiya H., Akimune H., Tokoyawa H., Yamada K., Igashira M. Measurement of the $^{77}\text{Se}(g,n)$ cross section and uncertainty evaluation of the $^{79}\text{Se}(n,g)$ cross section // *Nuclear Science and Technology*. – 2016. – Vol. 53. – pp. 475-485.
43. Yates S., Fallin B., Howell C.R., Krishichayan, Tornow W., Grimes S.M. Measurement of the $^{80}\text{Se}(\text{gamma},n)$ reaction with linearly polarized gamma rays // *Physical Review C*. – 2018. – Vol. 98. – p. 054621.
44. Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. Фотоядерные исследования: достоверность результатов экспериментов – М.: «КДУ», «Добросвет», 2023. – 86 с. – doi: 10.31453/kdu.ru.978-5-7913-1280-8-2023-86.
45. Penfold A. S. and Leiss J. E. Analysis of photonuclear cross sections // *Phys. Rev.* – 1959. – Vol. 114. – p. 1332.
46. Findlay D.J.S. A modification to the Penfold-Leiss method of cross-section unfolding // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. – 1983. – Vol. 213. – pp. 353-358.

47. Allen P.D., Su Su, Muirhead E.G. Analysis of photonuclear yield curves by the variable bin Penfold-Leiss method // Computer Physics Communications. – 1980. – Vol. 21. – pp. 163-184.
48. Cook B. C., Least structure solution of photonuclear yield functions // Nucl. Instrum. Methods. – 1963. – Vol. 24. – pp. 256-268.
49. Tikhonov A. N. About the determination of photonuclear reaction cross-sections // Vestn. Mosk. Univ. III. – 1970. – Vol.11. – p. 208.
50. Miller J., Schuhl C., Tzara C. Mesure des sections efficaces (γ , n) de cu, ce, la, ta, au, pb et bi en valeur absolue // Nuclear Physics. – 1962. – Vol. 32. – pp. 236-245.
51. Fultz S. C., Bramblett R. L., Caldwell J. T., Hansen N. E., Jupiter C. P. Photoneutron cross sections for ^{51}V and ^{59}Co // Phys. Rev. – 1962. – Vol. 128. – pp. 2345-2351.
52. Kitatani F., Goko S., Harada H., Utsunomiya H., Akimune H., Tokoyawa H., Yamada K. Measurement of (γ ,n) cross sections of se isotopes using laser-compton scattering γ -rays // Journal of Korean Physical Society. – 2011. – Vol. 59. – pp. 1836-1839.
53. Utsunomiya H., Goko S., Toyokawa H., Ohgaki H., Soutome K., Yonehara H., Goriely S., Mohr P., Fülöp Zs. Photonuclear reaction data and -ray sources for astrophysics // Eur. Phys. J. A. – 2006. – Vol. 27. – pp. 153-158.
54. Berman B.L., Fultz S.C. Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons // Rev. Mod. Phys. – 1975. – Vol. 47. – pp. 713-761.
55. Davydov M. G., Magera V. G., Trukhov A. V., Shomurodov E. M. Isomeric ratios of the yields of photonuclear reactions for gamma-activation analysis // Soviet Atomic Energy. – 1985. – Vol. 58. – pp. 56-59
56. Antonov A.D., Balabanov N.P., Belov A.G., Kondev F.G., Peres G., Tonchev A.P., Khristov Kh.G. Isomeric ratios in the reaction (γ ,n) for nuclei in the range $A = 70-125$ // Conference Proc.41st Ann. Conf. Nucl. Spectroscopy Struct. At. Nuclei, Minsk. – 1991. – p. 286.

57. Palvanov S.R., Razhabov O. Isomer yield ratios of photonuclear reactions at E_{\max} 25 and 30 MeV // Atomic Energy. – 1999. – Vol. 87. – p. 75.
58. Gangrskiy Yu.P., Zuzaan P., Kolesnikov N.N., Lukashik V.G., Tonchev A.P. Isomeric ratios in crossing (n,gamma) and (gamma,n) reactions // Bull. Russian Academy of Sciences. – 2001. – Vol. 65. – p. 111.
59. Thiep T. D., An T. T., Cuong P. V., Vinh N. T., Belov A. G., Maslov O. D., Starodub G. Ya., Markov B. N. Study of the isomeric ratios in photonuclear reactions of natural selenium induced by bremsstrahlung with end-point energies in the giant dipole resonance region // Radioanalytical and Nuclear Chemistry. – 2012. – Vol. 292. – p.1035.
60. Mazur V.M., Bigan Z.M., Derechkei P.S., Pop O.M. Study of the excitation of the isomeric state $7/2^+$ ^{81}Se nuclear in the reaction (gamma,n) by the method of isomeric relationships // Problems of Atomic Science and Technology. – 2022. – Vol. 5. – pp. 7-10.
61. Ermakov A. N., Ishkhanov B. S., Kamanin A. N., Pakhomov N. I., Khankin V. V., Shvedunov V. I., Shvedunov N. V., Zhuravlev E. E., Karev A. I., Sobenin N. P. A multipurpose pulse race-track microtron with an energy of 55 MeV // Nuclear Experimental Techniques. – 2018. – Vol. 61. – pp. 173-191.
62. Dyatlov A. Inductive current sensor based on the rogowski coil // Bachelor graduate qualification work. – 2017.
63. Katz L., Cameron A. The solution of x-ray activation curves for photonuclear cross sections // Canadian Journal of Physics. – 1951. – Vol.29. – No.6. – 518-544.
64. Fultz S. C., Bramblett R. L., Caldwell J. T., Harvey R. R. Photoneutron Cross Sections for Natural Cu, ^{63}Cu and ^{65}Cu // Phys. Rev. – 1964. – Vol.133. – p.1149.
65. Antonov A.D., Balabanov N.P., Gangrskii Yu.P., Kondev F.G., Marinova S.G., Khristov Kh.G. Studies of photonuclear reactions with emission of α

- particles in the region of the giant dipole resonance // Soviet Journal of Nuclear Physics. – 1990. – Vol. 51. – No.2. – 193-196.
66. Varlamov V. V., Davydov A. I., Makarov M. A., Orlin V. N., Peskov N. N. 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. – pp. 317-324.
67. Frana J. Program DEIMOS32 for gamma-ray spectra evaluation // Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. – 2003. – Vol. 257. – No. 3. – pp. 583-587.
68. Brookhaven National Laboratory, “National nuclear data center,” Available at <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>.
69. Allison J., Amako K., Apostolakis J., Arce P., Asai M., Aso T., Bagli E., Bagulya A., Banerjee S., Barrand G., Beck B.R., Bogdanov A.G., Brandt D., Brown J., Burkhardt H., Canal Ph., Ott D., Chauvie S., Cho K., Yoshida H. Recent developments in Geant4 // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2016. – Vol. 835. – pp. 186-225.
70. Radek Vespalec, Adam J., Balabekyan A. R., Katovsky K., Mrazek J., Priemyshev A. N., Pronskich V. S., Zavorka L. YASNAPP-2 program package for data analysis 1.4 PACKAGE FOR DATA ANALYSIS 1.4. – Joint Institute for Nuclear Research. – 2016.
71. Debertin K. and Helmer R. G. Gamma and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors // NorthHolland. – 1988.
72. Belyshev S., Ermakov A., Ishkhanov B., Kuznetsov A., Kurilik A., Stopani K., Troschiev S. Yields of Photoneutron Reactions on Au-197 Nuclei in the Giant-Dipole-Resonance Region // Physics of Atomic Nuclei. – 2011. – Vol. 74. – No.11. – pp. 1543-1547.
73. Belyshev S.S., Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Kuznetsov A.A., Priselkova A.B., Prosnjakov A.A., Fedorova A.D., Khankin V.V. Photodisintegration of ^{89}Y // Memoirs of the Faculty of Physics of the Lomonosov Moscow State University. – 2019. – No. 2. – p. 1920106.

74. Ishkhanov B. S., Orlin V. N., Troschiev S. Yu. Photodisintegration of tantalum // *Physics of Atomic Nuclei*. – 2012. – Vol. 75. – pp. 253-263.
75. Стопани К.А. Фотоядерные реакции на изотопах палладия: Дисс. 01.04.16, канд.физ.-мат.наук. – НИИЯФ МГУ, Москва. 2012. – 127 с.
76. 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. – pp. 513-540.
77. Belyshev S. S., Dzhilavyan L. Z., Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M., Kuznetsov A. A., Orlin V. N., Stopani K. A. Photonuclear reactions on titanium isotopes // *Physics of Atomic Nuclei*. – 2015. – Vol. 78. – pp. 220-229.
78. Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M., Kuznetsov A. A., Orlin V. N., Yoon H. D. Photodisintegration of molybdenum isotopes // *Moscow University Physics Bulletin*. – 2014. – Vol. 69. – pp. 37-46.
79. Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M., Kuznetsov A. A., Orlin V. N., Yoon H. D. Photonuclear reactions on molybdenum isotopes // *Physics of Atomic Nuclei*. – 2014. – Vol. 77. – pp. 1362-1370.
80. Napoli V. di, Lacerenza A. M., Salvetti F., Carvalho H. G. de, Benuzzi Martins J. Production of ^{24}Na and ^{22}Na from ^{27}Al by high-energy photons // *Lettere al Nuovo Cimento*. – 1971. – Vol. 1. – pp. 835-838.
81. Crasta R., Naik H., Suryanarayana S. V., Prajapati P. M., Jagadisan K. C., Thakare S. V., Ganesh S., Nimje V. T., Mittal K. C., Goswami A. Photo-neutron cross-section of ^{100}Mo // *Radioanal Nucl Chem*. – 2011. – Vol. 290. – pp. 367-373.
82. Naik H., Kim G.N., Schwengner R., Kim K., Zaman M., Tatari M., Shahid M., Yang S.C., John R., Massarczyk R., Junghans A., Shin S.G., Key Y., Wagner A., Lee M.W., Goswami A., Cho M. Photo-neutron reaction cross-section for ^{93}Nb in the end-point bremsstrahlung energies of 12–16 and 45–70 MeV // *Nuclear Physics A*. – 2013. – Vol. 916. – pp. 168-182.

83. Zaman M., Kim G., Naik H., Shahid M., Nadeem M., Shin Sung-Gyun, Cho M. Flux weighted average cross-sections of nat Ni(γ, x) reactions with the bremsstrahlung end-point energies of 55, 59, 61 and 65 MeV // Nuclear Physics A. – 2018. – Vol. 978. – pp. 173-186.
84. Naik H., Kim G., Zaman M., Jang W., Kim K., Hien N. T., Shin S., Kye Y., Cho M. Photo-neutron reaction cross-sections of ^{59}Co in the bremsstrahlung end-point energies of 65 and 75 MeV // The European Physical Journal A. – 2019. – Vol. 55. – p. 217.
85. Aliev R., Belyshev S., Furkina E., Khankin V., Kuznetsov A., Dzhilavyan L., Priselkova A., Ishkhanov B. Photonuclear production of medically relevant radionuclide ^{47}Sc // Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. – 2020. – Vol. 362. – No. 2. – pp. 1099-1106.
86. Rahman Md., Lee M., Kim K., Kim G., Kim E., Cho M., Shvetshov V., Khue P., Do N. Measurement of isomeric-yield ratios of Pd-109m, Pd-g and Cd-115m, Cd-g with 50-, 60-, and 70-MeV bremsstrahlung // Chinese Physics C. – 2021. – Vol. 45. – No. 12. – p. 124002.
87. Vodin A., Deiev O.S., Timchenko I., Olejnik S.M., Volodymyr K., Mytrochenko V., Perezhogin S.O., Bocharov V.O. Cross-sections of photonuclear reactions on $^{\text{nat}}\text{Mo}$ targets at end-point bremsstrahlung energy up to $E_{\gamma\text{max}} = 100$ MeV // Problems of Atomic Science and Technology. – 2021. – Vol. 6. – pp. 98-103.
88. Vodin A., Deiev O., Timchenko I., Olejnik S. Cross-sections for the $^{27}\text{Al}(\gamma, x)^{24}\text{Na}$ multiparticle reaction at $E_{\gamma\text{max}} = 40 \div 95$ MeV // European Physical Journal A. – 2021. – Vol. 57. – No. 6. – p. 207.
89. Vodin A. N., Deiev O. S., Timchenko I. S., Olejnik S. N., Ayzatskiy M. I., Kushnir V. A., Mytrochenko V. V., Perezhogin S. A. Photoneutron reactions $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn; x = 1 \div 8)^{181-x}\text{Ta}$ at $E_{\gamma\text{max}} = 80 \div 95$ MeV // Eur. Phys. J. A. – Vol. 57. – No. 6. – p. 208.

90. Remizov P. D., Zheltonozhskaya M. V., Chernyaev A. P., Zolotov S. A., Iatsenko V. N. (γ, pXn) Reactions on Natural Molybdenum // *Physics of Atomic Nuclei*. – 2022. – Vol. 85. – pp. 818-822.
91. Balabekyan A., Gaginyan S., Aleksanyan A., Amirkhanyan S., Poghosyan L., Avdalyan G., Demekhina N. Investigation of photonuclear reactions on isotopes ^{51}V , $^{\text{nat}}\text{Cu}$, $^{\text{nat}}\text{Mo}$, ^{115}In and ^{207}Pb at photon energy $E^{\gamma_{\text{max}}}=20\text{--}70$ MeV // *Radiation Physics and Chemistry*. – 2022. – Vol. 204. – No. 4. – p. 110651.
92. Wu D., Lan H.Y., Zhang J.Y., Liu J.X., Lu H.G., Lv J.F., Wu X.Z., Zhang H., Cai J., Xu X.L., Geng Y.X., Ma W.J., Lin C., Zhao Y.Y., Wang H.R., Liu F.L., He C.Y., Yu J.Q., Guo B., Wang N.Y., Yan X.Q. New measurements of $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$ and $(\gamma, 3n)$ reactions using laser-driven bremsstrahlung γ -ray // *Frontiers in Physics*. – 2023. – Vol. 11. – p. 1178257.
93. Remizov P.D., Zheltonozhskaya M.V., Chernyaev A.P., Varlamov V.V. Measurements of the flux-weighted yields for $(\gamma, \alpha Xn)$ reactions on molybdenum and niobium // *The European Physical Journal A*. – 2023. – Vol. 59. – No. 6. – p. 141.
94. Carbonara F., de Carvalho H.G., Rinzivillo R., Sassi E., Murtas G.P. Photofission of U and Th between 300 and 1000 MeV // *Nuclear Physics*. – 1965. – Vol. 73. – No. 2. – pp. 385-397.
95. Järund A., Friberg B., Forkman B. Photoproduction of ^{24}Na from nuclei with $13 \leq Z \leq 29$ // *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei*. – 1973. – Vol. 262. – pp. 15-24.
96. Napoli V. di, Rosa G., Salvetti F., Terranova M.L., Carvalho H.G. de, Martins J.B., Tavares O.A.P. Photodisintegration of light and medium-weight nuclei at intermediate energies I—Photoproduction of ^{18}F , ^{22}Na , and ^{24}Na from targets with masses up to 40 // *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*. – 1975. – Vol. 37. – No. 5. – pp. 1101-1105.
97. Napoli V. di, Rosa G., Salvetti F., Terranova M.L., Carvalho H.G. de, Martins J.B., Tavares O.A.P. Photodisintegration of light and medium-weight nuclei at intermediate energies I—Photoproduction of ^{18}F , ^{22}Na , and ^{24}Na from

- targets with masses up to 40 // *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*. – 1976. – Vol. 38. – No. 1. – pp. 1-5.
98. Visser J., Bakker C.N.M., Brinkman G.A., Proot B., Jacobs E. Cross sections per equivalent quantum for (γ,n) reactions on C, N, O, F and Cl // *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes*. – 1982. – Vol. 33. – No. 12. – pp. 1381-1383.
99. Sarkar S. R., Soto M., Kubota Y., Yoshida M., Fukasawa T., Matsumoto K., Kawaguchi K., Sakamoto K., Shibata S., Funikawa M., Fujiwara I. Photospallation of Complex Nuclei at Intermediate Energies. I // *Radiochimica Acta*. – 1991. – Vol. 55. – pp. 113-137.
100. Haba H., Sakamoto K., Igarashi M., Kasaoka M., Washiyama K., Matsumura H., Oura Y., Shibata S., Furukawa M., Fujiwara I. Photofission of ^{197}Au and ^{209}Bi at intermediate energies // *Czechoslovak Journal of Physics*. – 2003. – Vol. 53. – pp. 265-271.
101. Aliev R.A., Belyshev S.S., Kuznetsov A.A., Dzhilavyan L.Z., Khankin V.V., Aleshin G.Yu, Kazakov A.G., Priselkova A.B., Kalmykov S.N., Ishkhanov B.S. Photonuclear production and radiochemical separation of medically relevant radionuclides: ^{67}Cu // *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. – 2019. – Vol. 321. – No. 1. – pp. 125-132.
102. Belyshev S. S., Dzhilavyan L. Z., Stopani K. A. Representations of Bremsstrahlung Spectra and the Corresponding Yields of Photonuclear Reactions // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. – 2019. – Vol. 83. – pp. 458-464.
103. Deiev O., Timchenko I., Olejnik S., Vodin A., Ayzatskiy M., Volodymyr K., Mitrochenko V., Perezhogin S. Cross-sections for the $^{27}\text{Al}(\gamma,x)^{22}\text{Na}$ multichannel reaction with the 28.3 MeV difference of reaction thresholds // *European Physical Journal A*. – 2021. – Vol. 57. – No. 6 – p.483.
104. Berger M., Seltzer S.M. Bremsstrahlung and photoneutrons from thick tungsten and tantalum targets // *Phys. Rev. C*. – 1970. – Vol. 2. – p. 621.

105. Zuyev S. V., Nedorezov V. G., Konobeevski E. S., Turinge A. A. Development of a Method for Measurement of Photonuclear-Reaction Cross Sections with the Aid of Simulated Quasimonoenergetic-Photon Spectra // *Physics of Atomic Nuclei*. – 2018. – Vol. 81. – pp. 442-446.
106. Ermakov A.N., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Makarenko I.V., Orlin V.N. Photodisintegration of heavy nuclei in the energy region above the giant dipole resonance // *Physics of Atomic Nuclei*. – 2010. – Vol. 73. – pp. 737-745.
107. Ishkhanov B. S., Orlin V. N. Description of cross sections for photonuclear reactions in the energy range between 7 and 140 MeV // *Physics of Atomic Nuclei*. – 2009. – Vol. 72. – pp. 410-424.
108. Noda Sh., Hashimoto Sh., Sato T., Fukahori T., Chiba S., Niita K. Improvement of photonuclear reaction model below 140 MeV in the PHITS code // *Journal of Nuclear Science and Technology*. – 2015. – Vol. 52. – No. 1. – pp. 57-62.
109. Ермаков А.Н. Создание импульсного разрезного микротрона на энергию электронов 70 МэВ: Дис. 01.04.20, канд. физ. – мат. наук. – НИИЯФ МГУ, Москва, 2004. – 138 с.
110. Ishkhanov B. S., Shvedunov V. I. Investigations and the development of accelerators at the Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics at Moscow State University // *Moscow University Physics Bulletin*. – 2013. – Vol. 67. – pp. 475-492.
111. Тун Ч.Ч. Фоторасщепление изотопа ^{197}Au : Дис. 01.04.16, канд. физ. – мат. наук. – НИИЯФ МГУ, 2007. 140 с.
112. Макаренко И.В. Многочастичное фоторасщепление ядер таллия и висмута: Дис. 01.04.16, канд. физ. – мат. наук. – НИИЯФ МГУ, 2008. – 132 с.
113. Ermakov A.N., Makarenko I.V., Orlin V.N., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. Multi-particle Photonuclear Reactions behind Giant Dipole Resonance //

- Journal- Korean Physical Society. – 2011. – Vol. 59. – No. 2. – pp. 1936-1939.
114. Rasulova F.A., Aliev R.A., Belyshev S.S., Kuznetsov A.A., Khankin V.V., Fursova N.J., Shemukhin A.A. Photonuclear reactions on natural mixture of selenium // Physics of atomic nuclei. - Pleiades Publishing, 2023. – Vol. 86. – pp. 725-735.
115. Rasulova F.A., Aliev R.A., Belyshev S.S., Demichev M.A., Demin D.L., Evseev S.A., Fursova N.J., Gostkin M.I., Khushvaktov J.H., Kobets V.V., Kuznetsov A.A., Rozov S.V., Ruziev E.T., Tran T.N., Yakushev E.A., Yuldashev B.S. Multiparticle $^{nat}\text{Se}(\gamma, xnyp)$ reactions induced with bremsstrahlung end-point energies of 20-80 MeV // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – Elsevier, 2023. – Vol. 1045. – p. 168428.
116. Rasulova F.A. Cross sections of photonuclear reactions on ^{nat}Se at bremsstrahlung end-point energy of 20 MeV // Доклады Академии наук Республики Узбекистан. - Фан, 2023. - № 5. - С. 56-63.
117. Fuladvand H., Bakhtiari M., Sadeghi M., Amiri M. Pre-equilibrium effects on proton, deuteron, and alpha induced reactions for the production of ^{72}As as a pet imaging radioisotope // Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. – 2013. – Vol. 298. – pp. 501-512.
118. Wycoff D.E., Gott M. D., De Graffenreid A.J., Morrow R.P., Sisay N., Embree M.F., Ballard B., Fassbender M.E., Cutler C.S., Ketring A.R., Jurisson S.S. Chromatographic separation of selenium and arsenic: A potential $^{72}\text{Se}/^{72}\text{As}$ generator // Jour. of Chromat. A. – 2014. – Vol. 1340. – pp. 109-114.
119. Ballard B., Wycoff D., Birnbaum E.R., John K.D., Lenz J.W., Jurisson S.S., Cutler C.S., Nortier F.M., Taylor W.A., Fassbender M.E. Selenium-72 formation via $^{nat}\text{Br}(p,x)$ induced by 100 MeV Protons: Steps towards a novel $^{72}\text{Se}/^{72}\text{As}$ generator system // Applied Radiation and Isotopes. – 2012. – Vol. 70. – pp. 595-601.

120. Ellison P.A., Barnhart T.E., Chen F., Hong H., Zhang Y., Theuer C.P., Cai W., Nickles R.J., De Jesus O.T. High yield production and radiochemical isolation of isotopically pure arsenic-72 and novel radioarsenic labeling strategies for the development of theranostic radiopharmaceuticals // *Bioconjug. Chem.* – 2015. – Vol. 27. – pp. 179-188.
121. Jennewein M., Lewis M.A., Zhao D., Tsyganov E., Slavine N., He J., Watkins L., Kodibagkar V.D., O'Kelly S., Kulkarni P., Antich P.P., Hermanne A., Rösch F., Mason R.P., Thorpe P.E. Vascular imaging of solid tumors in rats with a radioactive arsenic-labeled antibody that binds exposed phosphatidylserine // *Clin Cancer Res.* – 2008. – Vol. 14. – No. 5. – pp. 1377-1385.
122. Al-Kouraishi S.H., Boswell G.G.J. An isotope generator for ^{72}As // *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes.* – 1978. – Vol. 29. – pp. 607-609.
123. De Graffenreid A.J., Medvedev D.G., Phelps T.E., Gott M.D., Smith S.V., Jurisson S.S., Cutler C.S. Cross-section measurements and production of ^{72}Se with medium to high energy protons using arsenic containing targets // *Radiochimica Acta.* – 2019. – Vol. 107. – pp. 279-287.
124. Расулова Ф.А. Фотоядерный метод получения медицинского радиоизотопа ^{72}As // Доклады Академии наук Республики Узбекистан - ФАН, 2023. - № 2. - С. 32-39.
125. Juarez A., Vega I.A., Mayorga L.S., Guevara S.R., Arribére M.A. An arsenic-76 radiotracer to study the routes of assimilation, hemolymph distribution, and tissue inventories in the bioindicator organism *pomacea canaliculata* // *Science of The Total Environment.* – 2022. – Vol. 815. – p. 152760.
126. Sanders V.A., Cutler C.S. Radioarsenic: A promising theragnostic candidate for nuclear medicine // *Physics Reports.* – 2021. – Vol. 92. – pp. 184-201.
127. Frank-Kamenetskii D. A. (p, n) and (p, 2n) Reactions and the Origin of Bypassed Nuclei // *Soviet Astronomy.* – 1961. – Vol. 5. – p.66.

128. Woosley S. E., Howard W. M. The p-process in supernovae // *Astrophysical Journal Supplement Series*. – 1978. – Vol. 36. – pp. 285-304.
129. Rayet M., Arnould M., Prantzos N. The p-process revisited // *Astronomy and Astrophysics*. – 1989. – Vol. 227. – pp. 271-281.
130. Rayet M., Arnould M., Hashimoto M., Prantzos N., Nomoto K. The p-process in Type II supernovae // *Astronomy and Astrophysics*. – 1995. – Vol. 298. – p. 517.
131. Arnould M., Goriely S. The p-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status // *Physics Reports*. – Vol. 384. – pp. 1–84.
132. Travaglio C., Röpke F. K., Gallino R., Hillebrandt W. Type Ia Supernovae as Sites of the p-process: Two-dimensional Models Coupled to Nucleosynthesis // *The Astrophysical Journal*. – 2011. – Vol. 739. – No. 2. – p. 19.
133. Rauscher T., Dauphas N., Dillmann I., Froehlich Ch., Gyürky G. Constraining the astrophysical origin of the p-nuclei through nuclear physics and meteoritic data // *Reports on Progress in Physics*. – 2013. – Vol. 76. – No. 6. – p. 066.201.