НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ УЗБЕКИСТАНА
ИМ. МИРЗО УЛУГБЕКА

На правах рукописи
УДК 539.172.3, 539.172.4

ПОЛВОНОВ САТИМБОЙ РАЖАПОВИЧ

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАКЦИЯХ (γ,n), (γ,2n), (γ,p) и (n,2n) В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ l0-35 МэВ

01.04.08 – Физика атомного ядра и элементарных частиц. Ускорительная техника

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени доктора (DSc) физико-математических наук

Научный консультант: д.ф.-м.н. А.Х. Иноятов

Ташкент - 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ……. 6

ГЛАВА I. ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ И РЕАКЦИЯХ ТИПА (n,2n) В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 10-35 МэВ……... 24

§ 1.1. Изомерные состояния атомных ядер…….…….. 24

§ 1.2. Фотоядерные реакции……..…… 25

§1.3. Возбуждение изомерных состояний ядер в фотоядерных реакциях……..... 28

§ 1.4. Возбуждение изомерных состояний ядер в реакции (n,2n)……... 38

Выводы по первой главе…….…….. 45

ГЛАВА II. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И АППАРАТУРА…….. 47

§ 2.1 Сильноточный бетатрон СБ-50…… 47

§ 2.1.1. Внутрикамерное устройство для облучения образцов на бетатроне……... 49

§ 2.1.2. Угловое распределение тормозного излучения из тонких мишеней……... 53

§ 2.1.3. Энергетическая калибровка бетатрона СБ-50……..... 56

§ 2.2. Нейтронный генератор НГ-150……..……. 59

§ 2.3. Измерительная установка…… 61

§ 2.3.1. Гамма-спектрометр…… 61

§ 2.3.2. Эффективность гамма-спектрометра…… 63

§ 2.4. Методика проведения эксперимента……..... 66

§ 2.5. Программные пакеты для моделирование ядерных реакций……. 70

Выводы по второй главе……..……. 73

ГЛАВА III. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАКЦИЯХ (γ,n) И (n,2n) НА ЯДРАХ С 45≤A≤87 В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 10-35 МэВ…..……..……... 75

§ 3.1. Возбуждение изомерных состояний в реакциях (γ, n) и (n,2n) на ядре ^{45}Sc…….…….. 75
§ 3.2. Изомерные отношений выходов и сечений реакций ^{59}Co(γ,n)^{58m,g}Co и ^{59}Co(n,2n)^{58m,g}Co .....…….. 87
§3.2.1. Изомерные отношения выходов и сечений реакции ^{59}Co(γ,n)^{58m,g}Co 87
§3.2.2. Изомерные отношения сечений реакции ^{59}Co(n,2n)^{58m,g}Co 96
§ 3.3. Сечения возбуждения изомерных состояний в реакциях (γ,n) и (n,2n) на ядре ^{76}Ge ……... 98
§ 3.4. Возбуждения изомерных состояний ^{73m,g}Se и ^{81m,g}Se в реакции (γ,n) и (n,2n) на ядре ^{74,82}Se…….……. 105
§ 3.5. Сечения возбуждения изомерных состояний в реакциях (γ,n) и (n,2n) на ядрах ^{85,87}Rb…….……..... 113
Выводы по третьей главе…….. 122
ГЛАВА IV. ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАКЦИЯХ (γ,n), (γ,p), (n,2n) И (γ,2n) НА ЯДРАХ ^{89}Y, ^{113}In И ^{112}Sn.....…….…… 124
§ 4.1. Изомерные отношения выходов реакции ^{89}Y(γ,2n)^{87m,g}Y…….. 124
§ 4.2. Возбуждение изомерных состояний в реакциях (γ,n), (n,2n), (γ,p) и (γ,2n) на ядрах ^{113}In и ^{112}Sn……... 130
Выводы по четвертой главе…….…. 140
ГЛАВА V. ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ 11/2$^-$ В РЕАКЦИЯХ (n,2n) И (γ,n) НА ЯДРАХ С 110≤A≤142…….. 142
§ 5.1. Сечение возбуждения изомерных состояний ^{109m,g}Pd в реакции (γ,n) и (n,2n)……. 143
§5.2. Возбуждения изомерных состояний ^{137m}Ce и ^{139m}Ce в ядерных реакциях (γ,n) и (n,2n) на ядрах ^{138,140}Ce…….……... 149
§5.3. Возбуждение изомерных состояний в реакциях (γ,n) и (n,2n) на

ядре ^{144}Sm ……. 160
Выводы по пятой главе…….…. 165
ГЛАВА VI. ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ ВЫХОДОВ ФОТОЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ ПРИ $E_{\gamma max}$=25 И 30 МэВ……..... 167
§ 6.1. Изомерные отношения выходов фотоядерных реакций при $E_{\gamma max}$ =25 и 30 МэВ…….. 167
§ 6.2. Систематика данных об изомерных отношениях выходов и сечений фотоядерных реакций …….. 174
Выводы по шестой главе …… 180
ЗАКЛЮЧЕНИЕ…… 182
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ……. 184
СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ, ЕДИНИЦ ИЗМЕРЕНИЯ, СИМВОЛОВ И ТЕРМИНОВ…..... 205

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность и востребованность темы диссертации. В настоящее время в мире исследование изомеров остается актуальной областью теоретических и экспериментальных исследований ядерной физики. Помимо фундаментальных аспектов физики ядра, изомеры имеют отношение к более широкому кругу дисциплин, охватывающему атомную физику, астрофизику, медицинские исследования и прецизионную метрологию. Например, благодаря сравнительно длительному сроку жизни изомеры могут хранить большое количество энергии. И в случае нахождения эффективного способа контролируемого высвобождения этой энергии, можно было бы предложить новый тип аккумулирования ядерной энергии. Поэтому особый интерес представляет исследование возбуждения изомерных состояний в реакциях с фотонами и нейтронами. Долгоживущие изомеры также играют особую роль в астрофизике, где их существование может влиять на каналы нуклеосинтеза.

В мире свидетельством неослабевающего интереса к изучению изомеров является планирование новых международных проектов NUSTAR (Nucleus Structure, Astrophysics and Reactions) на ускорительном центре FAIR (Дармштад, Германия), ELI-NP (Мэгуреле, Румыния) на базе самой мощной лазерной установки в мире ELI, FRIB (Мичиганский университет, США). Исследование относительной вероятности заселения изомерных состояний образующихся в реакциях с участием фотонов и нейтронов (γ,Nn), (γ,p) и (n,2n) позволяет получить информацию о спиновом распределении возбужденных состояний, параметрах плотности ядерных уровней, параметрах спинового ограничения статистической модели и вкладе прямых процессов в механизм реакций. Информация об изомерных отношениях выходов реакций необходима для тестирования феноменологических подходов при описании измерных состояний возбужденных атомных ядер и разработки оптимальных методик гамма- и нейтронно-активационного

анализа и получения радионуклидов для ядерной медицины. Выполнение систематизированных измерений сечений фотоядерных реакций в области E_γ>20 МэВ и улучшение их точности является одной из актуальных зададач экспериментальной ядерной физики.

На протяжении последних лет в Узбекистане проводились исследования по изучению заселения изомерных состояний конечного ядра в фотоядерных реакциях и в реакциях с быстрыми нейтронами–в ядрах с 45≤A≤140 на базе электронного ускорителя Национального университета Узбекистана и нейтронного генератора НГ-150 Института ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан. Помимо фундаментального аспекта, данные по возбуждению изомерных состояний актуальны для ядерной медицины, ядерно-физических методов анализа и ядерной энергетики. Направления этих фундаментальных исследований, имеющих важное значение для развития науки нашей страны и её практического применения, отражены в Стратегии[1] 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

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

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».

Обзор международных научных исследований по теме диссертации[2]. В последнее время наблюдается повышенный интерес к исследованию реакций типа (γ,n) и (n,2n) с образованием конечного ядра в изомерном состоянии. Исследования возбуждения изомерных состояний в ядерных реакциях этих типов при средних и высоких энергиях проводятся ведущими мировыми научными центрами и высшими образовательными учреждениями, такими как Циклотронный институт при Техасском университете (США), факультет материаловедения Калифорнийского университета в Санта-Барбаре (США), Институт атомной энергии (Китай), Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (Москва, Россия), Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» (Москва, Россия), Институт ядерных исследований (Киев, Украина), Отдел передовой ядерной инженерии Пхоханского университета науки и технологии (Южная Корея), кафедра физики Национального университета Кёнпук (Южная Корея), Институт физики Вьетнамской академии наук и технологий (Ханой, Вьетнам), факультет физики Стамбульского университета (Стамбул. Турция), Национальный университет Узбекистана (Ташкент, Узбекистан). Начиная с 2007 года по данному направлению начались совместные работы Национального университета Узбекистана с Институтом ядерной физики АН РУз.

[2] Обзор зарубежной научной литературы по теме диссертации: https://sciencedirect.com, https://istina.msu.ru, https://aip.scitation.org, https://osapublishing.org, https://elsevier.com и на основе других источников.

На основе мировых теоретических и экспериментальных исследований изомерных состояний в ядерных реакциях был получен ряд важных научных результатов, в том числе: получены новые данные о сечений возбуждений изомерных состояний в области энергий от порога до 20 МэВ; на основе теории разработан метод вычисления относительной вероятности возбуждения изомерных состояний при различных энергиях возбуждений; обнаружено влияние различных передаваемых моментов частицами на ядрах на образование изомерных состояний; обнаружен вклад в процесс возбуждения высокоспинового состояния различной мультиполности поглощений; поучена важная информация о механизме ядерных реакций при различных энергиях возбуждений.

В настоящее время во многих странах мира ведутся широкомасштабные исследования по ряду приоритетных направлений, в том числе: создание целостного теоретического подхода к описанию механизма заселений изомерных состояний при различных энергиях возбуждений; экспериментальное и теоретическое изучение механизма заселения метастабильных состояний в области энергий выше гигантского дипольного резонанса; ведутся работы по применению изомеров в различных областях науки и техники и в медицине.

Степень изученности проблемы. Исследованиями возбуждения изомерных состояний в реакциях занимаются многие ученые ведущих научных центров мира, например, американские (C.B. Collins, J.J. Carroll, C. Angell , H.J. Karwowski , J.H. Kelley , A.P. Tonchev , W. Tornow), корейские (H. Naik , G.N. Kim, K. Kim, M. Zaman, M. Sahid, S.C. Yang, M.W. Lee, Y.R. Kang, S.G. Shin, M.-H. Cho 3 , A. Gosw), российские (Б.С. Ишханов, В.В. Варламов, И.М. Капитонов, Л.З. Джилавян, А.Г. Белов, Ю.П. Гангрский, А.П. Тончев, Н.П. Балабанов, Р.А. Алиев), украинские (В.М. Мазур, И.Н. Вишневский, В.И. Желтоножский, Е.В. Кулич, А.Н. Саврасов), турецкие (Melih Bostan, Mustafa Nizamettin Erduran, Mert Sirin), вьетнамские (Tran Duc

Thiep, Truong Thi An, Nguyen Tuan Khai, Nguyen The Vinh, Phan Viet Cuong), узбекистанские (Т.М. Муминов, У.С. Салихбаев, С.В. Артемов) и другие.

В настоящее время выполнены исследования, посвященные изучению возбуждения изомерных состояний в реакциях типа (γ,n) и (n,2n) в области энергий 12-20 МэВ, т.е. в области гигантского дипольного резонанса; получены данные по изомерным отношениям при более высоких энергиях гамма-квантов. Большинство из этих работ выполнены для фиксированных максимальных энергий спектра тормозного излучения.

В то же время систематизированные измерения энергетической зависимости изомерных отношений выходов и сечений фотоядерных реакций в области свыше 20 МэВ до настоящего времени не проводились. Так же не отслеживалась зависимость изомерных отношений и спина изомерных состояний от массового числа ядра-мишени. Доступность этих данных позволили бы получить информацию о плотности ядерных уровней, их спиновой зависимости и о вкладе прямых процессов в механизм фотоядерных реакций в данной области энергий.

Связь темы диссертации с научно-исследовательскими работами высшего образовательного учреждения, где выполнена диссертация. Диссертационная работа выполнена в рамках научно-исследовательских проектов Национального университета Узбекистана по темам: Ф-2.1.61 «Исследование фундаментальных характеристик электро- и фотоядерных реакций, сопровождаемых вылетом более одного нуклона на базе бетатрона СБ-50» (2003-2007), ОТ-Ф2-085 «Ядерно-физические и радиоспектроскопические исследования на базе ускорителей заряженных частиц» (2007-2011), Ф2-62 «Ядернофизические и астрофизические исследования на базе ускорителей заряженных частиц» (2012-2016), ОТ-Ф2-12 «Развитие спектроскопических исследований на ионных пучках электростатического ускорителя НУУз» (2017-2020).

Целью исследования является установление закономерности в энергетической зависимости изомерных отношений выходов и сечений фотоядерных и нейтронных реакций на ядрах с $45 \leq A \leq 144$, а также в спиновой зависимости плотности ядерных уровней.

Задачи исследования:

создание измерительного комплекса на тормозном пучке ускорителя СБ-50, включающего в себя пневмотранспортное устройство для скоростного (10 м/с) переноса облученной мишени к измерительной системе и прецизионный гамма-спектрометр на основе HPGe детектора с пакетом программ для накопления и обработки гамма спектров;

разработка методики экспериментов и измерений выходов и сечений возбуждений изомерных состояний в фотоядерных реакциях на ядрах $45 \leq A \leq 140$ на тормозном пучке бетатрона;

разработка методики измерений выходов и сечений возбуждения изомерных состояний в реакциях (n,2n) на ядрах $45 \leq A \leq 140$ на нейтронном генераторе при энергии нейтронов 14.1 МэВ;

расчёт спектра тормозного гамма-излучения электронов в области энергий 10-25 МэВ с шагом 1 МэВ с помощью пакета программ GEANT4 для тонкой мишени-конвертора;

идентификация изотопного состава продуктов фотоядерных и нейтронных реакций на ядрах с $45 \leq A \leq 140$ на основе анализа спектров γ-квантов (по гамма линиям и периодам полураспада);

измерение изомерных отношений выходов и сечений возбуждения изомерных состояний на ядрах с $45 \leq A \leq 140$ в фотоядерных реакциях типа (γ,n), (γ,2n) и (γ,p) в области энергий 10-35 МэВ;

измерение изомерных отношений сечений возбуждения изомерных состояний на ядрах с $45 \leq A \leq 140$ в реакциях типа (n,2n) при энергии нейтронов14,1 МэВ;

установление зависимости относительнойо вероятности заселения изомерных состояний конечных ядер в реакциях (γ,n), (γ,2n), (γ,p) и (n,2n) на ядрах с $45 \leq A \leq 144$ от энергии возбуждения, массового числа ядер, разницы спинов изомерных и основных состояний;

выполнение расчетов сечений ядерных реакций и изомерных отношений продуктов реакций типа (γ, n) и (n,2n) с помощью программного пакета TALYS 1.6 и сравнение полученых данных с результатами экспериментов;

анализ полученных данных с привлечением ранее известных результатов, в рамках существующих представлений о механизмах реакций с участием гамма-квантов и нейтронов.

Объектом исследования являются атомные ядра с $45 \leq A \leq 144$, возбуждаемые в ядерных реакциях типа (γ,n), (γ,2n), (γ,p) и (n,2n).

Предметом исследования являются изомерные отношения выходов и сечений реакций типа (γ,n) (γ,2n), (γ,p) и (n,2n) на ядрах с $45 \leq A \leq 140$ при энергиях возбуждения 10-35 МэВ

Методы исследования: метод наведенной активности, расчетные методы «разности фотонов» и Пенфолда-Лисса, метод мониторов, использовались пакеты программ TALYS 1.6, GEANT4.

Научная новизна исследования заключается в следующем:

разработана и применена новая конструкция внутрикамерного устройства, позволяющая увеличить плотность потока тормозного излучения при облучении образцов с большими массами (до 50 г);

разработана и применена методика определения угловых распределений тормозного гамма-излучения при различных максимальных значениях энергий, позволяющая определить точную позицию мишеней для внутреннего и внешнего облучения по оси тормозного пучка;

показано, что поведение изомерных отношений в полученных экспериментальных данных по энергетической зависимости изомерного отношения выходов реакции (γ,n) на ядрах ^{45}Sc, ^{76}Ge, ^{85}Rb, ^{87}Rb в области

энергий 20-35 МэВ удовлетворительно аппроксимируются кривыми Больцмана;

обнаружены рост значения изомерных отношений выходов фотонейтронной реакции (γ,n) на ядрах ^{45}Sc, ^{76}Ge, ^{85}Rb, ^{87}Rb от порога реакции до положения максимума гигантского дипольного резонанса E_m и насыщение при энергиях выше E_m, наблюдаемое до 35 МэВ;

получены новые экспериментальные данные по сечениям реакций ^{45}Sc(n,2n)^{44m,g}Sc, ^{59}Co(n,2n)^{58m,g}Co,^{76}Ge(n,2n)^{75m,g}Ge, ^{85}Rb(n,2n)^{84m,g}Rb, ^{87}Rb(n,2n)^{86m,g}Rb при E_n=14,1 МэВ и определена спиновая зависимость плотности уровней ядра;

впервые получены экспериментальные значения сечения возбуждения изомерных состояний ядер в фотонейтронной реакции (γ,n) на ядрах ^{45}Sc, ^{59}Co,^{76}Ge, ^{85}Rb, ^{87}Rb в области энергий 20-25 МэВ и выявлена одногорбая форма гигантского дипольного резонанса;

впервые определена функция возбуждения и энергетическая зависимость изомерного отношения выходов реакции ^{89}Y(γ,2n)^{87m}Y в области энергий 20-35 МэВ. Показано, что относительная вероятность возбуждения изомерных состояний ^{87m,g}Y зависит не только от энергий возбуждения или вносимых в ядро момента, но и от типа частиц, вылетающих из ядра;

установлено, что при возбуждении изомерных состояний $11/2^-$ в фотонейтронных реакциях (γ,n) на ядрах с 110≤A≤144 в области энергий насыщения основным механизмом является образование составного ядра, удовлетворительно описываемое в рамках статистической теории ядра;

обнаружено резкое уменьшение заселения изомерного состояния $11/2^-$ с увеличением массового числа в области ядер с 135≤A≤143 и числом нейтронов N=82 при переходе от Z=58 к Z=60.

впервые измерены изомерные отношения выходов реакций ^{138}Ce(γ,n)^{137m,g}Ce и ^{140}Ce(γ,n)^{139m,g}Ce в области энергий от порога до 35 МэВ, а также экспериментально установлено, что функции возбуждения этих

реакций в области энергий от порога до 25 МэВ имеют одногорбую форму гигантского дипольного резонанса с положениями максимумов при 15,4 и 15,9 МэВ соответственно.

Достоверность полученных результатов подтверждается применением надежных методов регистрации гамма-квантов с использованием полупроводниковых детекторов высокого разрешения, прецизионной спектрометрической аппаратуры и современных способов накопления и анализа аппаратурных спектров; использованием известных и широко применяемых методов мониторов и обратной матрицы для определения сечений реакций; применением широко известных и надежных пакетов программ TALYS 1.6, GEANT4, для численных моделирований; хорошим согласием полученных результатов (в пределах 1-2 σ) с существующими данными наиболее надежных работ других авторов.

Научная и практическая значимость результатов исследования. Научная значимость результатов заключается в том, что они дополняют имеющуюся оценочную информацию в базах ядерных данных по фотоядерным реакциям EXFOR (CSISRS) (МАГАТЭ), и, в некоторых случаях, устраняют неоднозначность существующей информации. С фундаментальной точки зрения, полученные результаты актуальны для улучшения феноменологических подходов при описании возбужденных изомерных состояний атомных ядер.

Практическая значимость результатов заключается в повышении надежности численных расчетов выходов нейтронов в исследованных реакциях, актуальных для атомной энергетики, разработки методики получения медицинских радиоизотопов и нейтронно-активационного анализа.

Внедрение результатов исследований. На основе полученных научных результатов по исследованию возбуждения изомерных состояний в фотоядерных реакциях:

разработанное устройство для внутрикамерного облучения образцов в бетатроне зарегистрировано в Агентстве по интеллектуальной собственности Республики Узбекистан (предварительный патент РУз № 2859 от 05.01. 1995 г.). Использование устройства позволило существенно расширить возможности бетатрона по облучению образцов разного вида и большой массы (до 50 г);

разработанная методика определения угловых распределений тормозного гамма-излучения при различных максимальных значениях энергий была использована в рамках фундаментального проекта ОТ-Ф2-16 «Исследование физической природы обнаруженного зеркального отражения гамма-квантов от гладкой аморфной поверхности» (письмо Национального университета Узбекистана № 04/11-7 928 от 04.12.2021). Использование научных результатов позволило определить точное расположение рассевающих образцов при изучении зеркального отражения гамма-квантов от гладкой аморфной поверхности, а также энергии спектра тормозных гамма-квантов, создаваемых пучком электронов на микротроне МТ-22С;

полученные новые экспериментальные данные по реакциям ^{45}Sc(n,2n)^{44m,g}Sc, ^{59}Co(n,2n)^{58m,g}Co,^{76}Ge(n,2n)^{75m,g}Ge, ^{85}Rb(n,2n)^{84m,g}Rb, ^{87}Rb(n,2n)^{86m,g}Rb при энергии нейтронов En=14,1 МэВ, а также по сечениям возбуждения изомерных состояний ядер в реакциях (γ,n) на ядрах ^{45}Sc, ^{59}Co,^{76}Ge, ^{85}Rb, ^{87}Rb, теоретические подходы к их анализу использованы в рамках фундаментального проекта ФА-Ф2-Ф114 «Исследование формирования легких элементов и свойств экзотических ядер, образующихся в реакциях при низких энергиях» (2012-2016) при разработке новой активационной методики исследования ядерных реакций при низких энергиях, в том числе ядерно-астрофизических процессов (Письмо Академии наук Республики Узбекистан № 2/1255-720 от 30.03.2022 г.). Использование научных результатов позволило описать и объяснить механизм фотоядерных и нейтронных реакций при различных энергиях возбуждения;

полученные новые данные по изомерным отношениям выходов реакций $^{138}Ce(\gamma,n)^{137m,g}Ce$ и $^{140}Ce(\gamma,n)^{139m,g}Ce$ в области энергий от порога до 35 МэВ и функциям возбуждения реакций $^{138}Ce(\gamma,n)^{137m}Ce$ и $^{140}Ce(\gamma,n)^{139m}Ce$ в области энергий от порога до 25 МэВ актуальны при планировании новых экспериментов на ускорителе электронов ЛИНАК-200 Объединенного института ядерных исследований (Письмо Объединенного института ядерных исследований № 182/1870 от 17.05.2022 г.). Использование научных результатов позволило выполнить численные расчеты выходов нейтронов в фотоядерных реакциях на мишенях с массовыми числами A=159–209;

полученные данные по сечениям реакции возбуждения изомерных состояний в фотонейтронных реакциях (γ,n) на ядрах ^{45}Sc, ^{59}Co,^{76}Ge, ^{85}Rb, ^{87}Rb в области энергий 20-25 МэВ, новые данные по сечениям реакций $^{45}Sc(n,2n)^{44m,g}Sc$, $^{59}Co(n,2n)^{58m,g}Co$,$^{76}Ge(n,2n)^{75m,g}Ge$, $^{85}Rb(n,2n)^{84m,g}Rb$, $^{87}Rb(n,2n)^{86m,g}Rb$ при E_n=14,1 МэВ и изомерные отношения выходов реакций $^{138}Ce(\gamma,n)^{137m,g}Ce$ и $^{140}Ce(\gamma,n)^{139m,g}Ce$ в области энергий от порога до 35 МэВ внесены в международный банк ядерных данных EXFOR/CSISRS (http://www-nds.iaea.org; http://cdfe.sinp.msu.ru). Полученные результаты дополняют и уточняют имеющуюся оценочную информацию в базах данных по ядерным реакциям международной системы EXFOR;

полученные экспериментальные значения изомерных отношений выходов реакции типа (γ,2n) на ядре ^{89}Y и реакции типа (γ,n) на ядрах ^{45}Sc, ^{76}Ge, ^{85}Rb, ^{87}Rb в области энергий от порога реакции до 35 МэВ использованы зарубежными исследователями (ссылки в международных журналах: J. Radioanal. Nucl. Chem. 286(2010)161-167; Eur. Phys. J. A 50(2014)117; Nuclear Physics A, 948(2016)46-62; Nucl. Instr. Meth. B 479(2020)68-73; J. Radioanal. Nucl. Chem. 314(2017)1777-1784). Использование научных результатов позволило интерпретировать механизм заселения изомерных состояний в широком диапазоне энергий возбуждений,

а также получить информацию о роли углового момента при образовании составного ядра и вкладе предравновесных и прямых процессов.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на 17 международных и республиканских научно-практических конференциях.

Публикация результатов исследований. По теме диссертации опубликовано 40 научных работ, в том числе 21 статья в научных изданиях, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией Республики Узбекистан для публикации основных научных результатов докторских диссертаций, из них 7 в зарубежных научных журналах, получен 1 патент на изобретение.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения, списка использованной литературы. Объём диссертации составляет 204 страницы.

Список опубликованных работ:

1. ЎзР Дастлабки патент №2859. Устройства для внутрикамерного облучения образцов в бетатроне. / Бабаджанов Р.Д., Палванов С.Р., Ражабов О., Шелеметьев Г.Л. // Расмий ахборотнома. – 1995. - №3.- С.84-85.

2. Babadzhanov R.D., Palvanov S.R., Razhabov O., Shelemet'ev G.L. A Device for the Intra-Chamber Bremsstrahlung Irradiation of Samples in a Betatron // Instruments and Experimental Techniques. – Moscow (Russia), 1997. - Vol. 40, No. 2. - pp. 154-155. (№3. Scopus; IF=0.56).

3. Палванов С.Р., Ражабов О. Изомерные отношения выходов реакции ^{89}Y(γ, 2n) ^{87m,g}Y // Атомная энергия. – Москва (Россия), 1998. - т. 84, вып. 3. - С. 278-279. (№3. Scopus; IF=0.384)

4. Palvanov S.R., Razhabov O. Isomeric yield ratios of photonuclear reactions at $E_{\gamma max}$ 25 and 30 MeV // Atomic Energy. – Moscow (Russia), 1999. - Vol.87, No.1. - pp. 533-536. (№3. Scopus; IF=0.384).

5. Палванов С.Р., Рузимов Ш.М., Сайдимов Я.А. Изомерные отношения выходов реакции $^{112}Sn(\gamma, p)^{111m,g}In$ и $^{113}In(\gamma, 2n)^{111m,g}In$ // Доклады Академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент (Узбекистан), 2003. - №4. - С. 27-29. (01.00.00. №7).

6. Palvanov S.R., Tadzhibaev G.Yu., Ruzimov Sh.M. Isomeric ratios of the yields of (γ, n) reactions on ^{85}Rb and ^{87}Rb nuclei // Atomic Energy. – Moscow (Russia), 2005. - Vol.98, No.3. - pp. 230–232. (№3. Scopus; IF=0.384).

7. Палванов С.Р. Изомерные отношения выходов реакции $^{76}Ge(\gamma, n)^{75m,g}Ge$ // Узбекский физический журнал. – Ташкент (Узбекистан), 2005. - Vol. 7, No 2. - pp. 91-94. (01.00.00. №5).

8. Палванов С. Р. Изомерные отношения выходов реакции (γ, n) на ядрах $^{120,130}Te$ // Доклады Академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент (Узбекистан), 2006. - №1. - С. 21-23. (01.00.00. №7).

9. Палванов С. Р., Мамаюсупова М. И., Палванова Г. С. Сечение реакции $^{142}Nd(\gamma, n)^{141m,g}Nd$ // Узбекский физический журнал. – Ташкент (Узбекистан), 2012. - Vol. 14, No 5-6. - pp. 281-285. (01.00.00. №5).

10. Палванов С. Р., Мамаюсупова М. И. Возбуждение изомерных состояний в реакциях (γ, n) и (n, 2n) на ядре ^{142}Nd // Вестник НУУз. – Ташкент (Узбекистан), 2013. - №2/1. - С. 78-81. (01.00.00. №8).

11. Палванов С. Р., Кахрамонов А.Р. Сечение реакции $^{121}Sb(n,2n)^{120m,g}Sb$ // Вестник НУУз. – Ташкент (Узбекистан), 2013. - №2/1. - С. 177-178. (01.00.00. №8).

12. Палванов С. Р., Рустамова Х.З. Сечение реакции $^{85}Rb(\gamma,n)^{84m}Rb$ // Вестник НУУз. – Ташкент (Узбекистан), 2014. - №2/1. - С. 167-169. (01.00.00. №8).

13. Palvanov S.R. Excitation of Isomeric States in the (γ, n), (n, 2n), and (γ, 2n) Reactions on the ^{113}In Nucleus // Physics of Atomic Nuclei. – Moscow (Russia), 2014. - Vol. 77, No. 1. - pp. 35-38. (Springer; IF =0.669).

14. Палванов С. Р., Сайдимов Я. А., Каюмов М., Жураев О. Возбуждение изомерных состояний в реакциях (γ, n), и (n, 2n) на ядре ^{113}In // Узбекский физический журнал. – Ташкент (Узбекистан), 2015. - Vol. 17, No 1-2. - pp. 55-59. (01.00.00. №5).

15. Палванов С.Р., Мамаюсупова М.И. Сечения возбуждения изомерных состояний 11/2 ядра ^{143}Sm в реакциях (γ, n) и (n, 2n) // Вестник НУУз. – Ташкент (Узбекистан), 2015. - №2/1. - С. 147-150. (01.00.00. №8).

16. Палванов С.Р. Сечения возбуждения изомерных состояний в реакциях (γ, n) и (n, 2n) на ядре ^{85,87}Rb. // Узбекский физический журнал. – Ташкент (Узбекистан), 2017. - Vol. 19, No 2. - pp. 268-271. (01.00.00. №5).

17. Палванов С. Р. Сечения возбуждения изомерных состояний ^{81m,g}Se в реакциях (γ, n) и (n, 2n). // Узбекский физический журнал. – Ташкент (Узбекистан), 2017. - Vol. 19, No 3. - pp. 138-142. (01.00.00. №5).

18. Палванов С.Р., Бозоров Э.Х., Ахмедов С. Сечения возбуждения изомерных состояний в реакциях (γ, n) и (n, 2n) на ядре ^{76}Ge. // Узбекский физический журнал. – Ташкент (Узбекистан), 2018. - Vol. 20, No 2. - pp. 74-79. (01.00.00. №5).

19. Муминов Т.М., Палванов С.Р., Бозоров Э.Х., Эгамова Ф.Р., Палванова Г.С. Сечения возбуждения изомерных состояний в реакциях (γ, n) и (n, 2n) на ядре ^{110}Pd // Доклады Академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент (Узбекистан), 2019. - № 6. - С. 25-28. (01.00.00. №7).

20. Palvanov S., Akhmadzhanov T. Investigation of isomer ratios in the reactions (γ, n) and (n, 2n) on nuclei ^{76}Ge and ^{82}Se // Bulletin of National University of Uzbekistan: Mathematics and Natural Sciences. – Tashkent, 2019. - Vol. 2, No. 4. - pp. 246-256. (01.00.00. №8)

21. Palvanov S., Akhmadzhanov T. Isomeric ratios ^{109m,g}Pd in the reactions (γ, n) and (n, 2n) // Ukrainian Journal of Physics. - Kyiv (Ukraine), 2021. - Vol. 66, No. 6. - p. 461-465. (№3. Scopus; IF=0.844).

22. Palvanov S.R., Egamova F.R., Mamayusupova M.I., Study of isomer ratio in (n, 2n) and (γ, n) reactions on the ^{140}Ce nucleus // Acta Physica Polonica B Proceedings Supplement. - Kraków (Poland), 2021.- Vol. 14, No 4. - pp. 827-833. (№3. Scopus; IF=0.384).

23. Palvanov S.R. Izomeric (γ,xn) cross section ratios and the spin dependce of the nuclear level density // Nuclear Science and its application: Book of abst. of the third Eurasian Conf., October, 5-8. 2004. – Tashkent, 2004. - p. 83.

24. Palvanov S.R., Tadjibaev G.U., Ruzimov Sh.M., Inoyatov A.Kh., Ibragimov Sh. Cross section of reaction ^{45}Sc(γ,n)^{44m,g}Sc // Nuclear Science and its application: Book of abst. of the third Eurasian Conf., October, 5-8. 2004. – Tashkent, 2004. - p.84-85.

25. Palvanov S.R., Rakhmanov J., Kajumov M., Mamajusopva M.I., Juraev O. Isomeric yield ratios of the reactions ^{144}Sm(γ,n)^{143m,g}Sm and ^{144}Sm(n,2n)^{143m,g}Sm // Nuclear Science and its application: Book of abst. of the third Eurasian Conf., October, 14-17. 2008. – Ankara(Turkey), 2008. - p. 83.

26. Palvanov S.R., Rakhmanov J., Kajumov M., Mamajusopva M.I., Juraev O. Isomeric Yield Ratios of the Reaction (γ,n) and (n,2n) on ^{120,130}Te // “Modern Problems of Nuclear Physics”: Book of Abstracts of 7th International Conference, September 22-25, 2009. – Tashkent (Uzbekistan), 2009. - p.61-62.

27. Palvanov S.R. Isomeric yield ratios of the γ,n) and (n,2n) reactions on ^{85,87}Rb // 2rd European Nuclear Physics Conference – EuNPC 2012. September 16-September 21, 2012: Book of Abstracts. – Bucharest (Romania). - p. 312.

28. Palvanov S.R., Kajumov M., Saydimov Y.A., Rakhmanov J., Juraev O. Isomeric yield ratio and cross section ratios of the reaction (γ,n) and (n,2n) on ^{121}Sb // 9th International Conference “Nuclear and radiation physics”, September 24-27, 2013: Book of Abstracts. - Almaty (Kazakhstan). – p. 109.

29. Palvanov S.R., Kajumov M. Excitation of Isomeric States in Reactions (γ,n) and (n,2n) on ^{76}Ge, ^{82}Se and ^{81}Br //Фундаментальные проблемы ядерной

физики, атомной энергетики и ядерных технологий: 64 международная конференция «ЯДРО-2014» 1-4 июля 2014. - Минск (Беларусь), 2014. – С.116

30. Palvanov S.R., Rahmanov J., Kajumov M., Juraev O., Palvanova G.S., Rajapova D. Excitation of isomeric states in reactions (γ,n) and (n,2n) on ^{45}Sc, ^{76}Ge and ^{81}Br // VII Eurasian Conference "Nuclear Science and its application" 21-24 October, 2014: Book of abstracts. – Baku (Azerbaijan), 2014. - p.84.

31. Palvanov S.R. Excitation of isomeric states in reactions (γ,n) and (n,2n) on ^{85,87}Rb // LXV International Conference on Nuclear Physics "Nucleus 2015. New horizons in nuclear physics, nuclear engineering, Nuclear Physics for Femto- and Nanotechnologies", June 29-July 3, 2015: Book of Abstracts. - Saint Petersburg (Russia), 2015. - p.131.

32. Palvanov S.R. Extation of isomeric states in reactions (γ,n) and (n,2n) on ^{45}Sc, ^{76}Ge and ^{81}Br // 3rd European Nuclear Physics Conference. August 31-September 4, 2015: Book of Abstracts. – Groningen (Netherlands). - p.126.

33. Palvanov S.R. Excitation of isomeric states in reactions (γ,n) and (n,2n) on ^{142}Nd and ^{143}Sm// IX. International workshop on nuclear structure properties. 1-3 September 2016: Book of Abstracts. - Sivas (Turkey). – p. 123.

34. Palvanov S.R., Saydimov Y.A. Excitation of isomeric states in reactions (γ,n) and (n,2n) on ^{142}Nd and ^{143}Sm. // International Symposium new tendencies of developing fundamental and applied Physics: Problems, Achievements, Prospectives, 10-11 November 2016: Book of abstracts. - Tashkent, 2016. - p.203.

35. Palvanov S.R., Ahmedov S., Tuymurodov D.I. Investigation of the excitation cross section of isomeric states of ^{143}Sm nuclei in the reactions (γ,n) and (n, 2n) // LXVII International conference «NUCLEUS-2018». Fundamental problems of nuclear physics, atomic power engineering and nuclear technology: Book of abstracts, July 2-6, 2018, Voronezh. - Saint-Petersburg (Russia), 2018. – p.108.

36. Palvanov S.R., Kajumov M., Tumurodov D. Investigation of the excitation of isomeric states in the reactions (γ,n) and (n,2n) on ^{45}Sc, ^{82}Se and ^{81}Br

// International Conference on Nuclear, Particle and Accelerator Physics (ICNPAP-2018), October 23-26, 2018, Book of abstracts. – Brambe, (Jharkhand, India), 2018. - p.7.

37. Palvanov S.R., Kajumov M., Egamova F.R. Investigation of the excitation of isomeric states in the reactions (γ,n) and (n,2n) on ^{45}Sc and ^{74,82}Se nuclei // IX-th International Conference "Modern Problems of Nuclear Physics and Nuclear Technologies", September 24-27, 2019: Book of abstracts. -Tashkent, 2019. - p.68-69.

38. Палванов С.Р. Исследование сечения возбуждения изомерных состояний ^{139m,g}Ce в реакциях (n,2n) и (γ,n) на ядре ^{140}Ce // «Фундаментальные и прикладные вопросы физики»: Труды международной конференции 22-23 сентября 2020. – Ташкент: ФТИ НПО «Физика-Солнце» АН РУз, 2020. - С.152-154.

39. Palvanov S.R., Egamova F., Palvanova G.S., Mamajusupova M.I., Todjibaev H. The excitation cross sections of isomeric states ^{139m,g}Ce in the reactions (n, 2n) and (γ, n) on the ^{140}Ce nucleus // III International Scientific Forum "Nuclear science and technologies" dedicated to the 30th anniversary of Independence of the Republic of Kazakhstan, 20-24-September 2021: Book of abstracts. – Almaty (Kazakhstan), 2021. – p.21.

40. Egamova F., Palvanov S. Excitation of isomeric states in (γ, n), (n, 2n) and (n, γ) reactions on ^{120,122,128,130}Te nuclei // LXXI International conference «Nucleus-2021» Nuclear physics and elementary particle physics, nuclear physics technologies, Online 20 – 25 September 2021: Book of abstracts. - Saint Petersburg (Russia), 2021. - p.356.

ГЛАВА I. ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ И РЕАКЦИЯХ ТИПА (n,2n) В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 10-35 МэВ

В данной главе приведен краткий обзор о результатах экспериментальных исследований возбуждения изомерных состояний ядер в реакциях типа (γ,n) и (n,2n), а также анализ литературных данных по изомерным отношениям выходов и сечений реакций типа (γ,n) и (n,2n) на ядрах с $45 \leq A \leq 144$.

§ 1.1. Изомерные состояния атомных ядер

Атомные ядра, имеющие одинаковое число нейтронов и протонов, но отличающиеся радиоактивными свойствами, в частности, различными периодами полураспада, называются изомерами или изомерными ядрами. Изомерные состояния атомных ядер могут возбуждаться в результате ядерных реакций. Время жизни изомерных ядер или изомерных состояний атомных ядер составляет от долей секунд до многих лет.

Установлено, что изомерные состояния могут возникать в том случае, когда первое возбужденное состояние отделено от основного незначительным энергетическим интервалом и ему соответствует момент количества движения, отличающийся на несколько единиц по отношению к соответствующей величине для основного состояния. В этом случае «высвечивание» ядра при радиационных переходах должно осуществляться за счет испускания мультипольного излучения, причём вероятность перехода при большой разности спинов возбуждённого и основного состояний может оказаться незначительной, что и приводит к возникновению изомерных состояний ядер. Отсюда следует, что изомерные (метастабильные) состояния проявляются там, где оболочечные уровни, близкие друг к другу по энергии, сильно различаются значениями спинов. Следовательно, именно в этих

областях и находятся так называемые «острова изомерии» в таблице ядер, которые расположены непосредственно перед магическими числами 50, 82, 126 со стороны меньших *Z* и *A*. По полученным данным исследований работ авторов [1,2,3,4] около 300 ядер обладают изомерным состоянием. Распад изомерных состояний может осуществляться следующим путём в результате [5,6,7]:

- изомерного перехода в основное состояние с испусканием гамма-кванта или посредством внутренней конверсии;
- альфа-распада;
- бета-распада и электронного захвата;
- спонтанного деления в случае для тяжёлых ядер;
- излучения протона для высоковозбужденных изомеров.

Вероятность конкретного варианта распада определяется внутренней структурой ядра и его энергетическими уровнями, а также уровнями ядер — возможных продуктов распада.

В настоящей диссертационной работе основное внимание будет уделено исследованию возбуждения изомерных состояний конечного ядра в фотоядерных реакциях типа (γ,n), (γ,2n) и (γ,p) и нейтронной реакции типа (n,2n) на ядрах с 45≤ A≤144 в области энергий 10-35 МэВ.

§ 1.2. Фотоядерные реакции

Одной из основных задач экспериментальных исследований в области ядерной физики является задача получения информации о строении атомного ядра. Такая информация, прежде всего, может быть получена в ядерных реакциях. Анализ вероятностей взаимодействия с ядром различных пробных частиц, массовых, угловых, энергетических и других распределений частиц-продуктов, энергий возбуждения конечного ядра и каналов его распада, исследованных при различных энергиях тех налетающих частиц, позволяет получать различного рода информацию о строении ядра [8].

Среди ядерных реакций немаловажное место занимают реакции, которые протекают за счёт электромагнитного поля, свойства которого хорошо изучены, и механизм передачи энергии от налетающего γ-кванта исследуемому ядру известен точно. В таких реакциях отделить эффекты структуры ядра от механизмов его возбуждения проще, чем в реакциях под действием нейтронов и заряженных частиц, [8,9].

В области энергий 10–30 МэВ в сечении взаимодействия γ-квантов с атомными ядрами наблюдается широкий максимум, называемый гигантским дипольным резонансом (ГДР) [10,11]**.** Так как длина волны фотона в этой области энергий сопоставима с размерами атомного ядра, характерной особенностью фотоядерных реакций является возбуждение коллективных степеней свободы в ядре. Установлено, что в области более высоких энергий, т.е. меньших длин волн фотонов, возбуждаются внутренние степени свободы нуклонов. В области энергий 100–500 МэВ наиболее интенсивный максимум в сечении обусловлен Δ (1232) – резонансом [8].

В настоящее время по фоторасщеплению атомных ядер накоплен огромный экспериментальный материал: детально исследованы вероятности взаимодействия с ядрами фотонов различных энергий сечения возбуждения полных и парциальных реакций с вылетом различных частиц и их комбинаций, а также энергетические и угловые распределения продуктов реакций [12-15]. Кроме того, накоплена разнообразная информация о других параметрах электромагнитных взаимодействий – асимметрии, поляризации и др.

Основным параметром гигантского дипольного резонанса (ГДР), проявляющегося не только в сечении реакции фотопоглощения, но и в сечениях всех парциальных сечений реакций после поглощения ядром фотона происходит распад образовавшейся в области ГДР ядерной системы с испусканием различных частиц – нейтронов, протонов, дейтронов, α-частиц

и их комбинаций. Изучение каналов распада ГДР позволяет исследовать механизмы распада ядра в этой области энергий.

На рис. 1.1 приведена схема ГДР в сечениях реакции полного фотопоглощения и в качестве примера на рис.1.2 приведено сечение реакции $^{89}Y(\gamma,n)^{88}Y$ [14,15]. Если не учитывать тонких особенностей, то сечения ФЯР $\sigma_{\gamma,x}$ характеризуются следующими параметрами (рис. 1.1): положение максимума сечения E_m, полуширина пика сечения Γ, сечение в максимуме σ_m и интегральное сечение $\sigma_{\text{int}}(E_{\gamma\max}) = \int_{E_{th}}^{E_{\gamma\max}} \sigma(E_\gamma)\,dE_\gamma$ которые описываются кривыми Лоренца. Для сферических ядер кривая Лоренца имеет вид [8-11]:

$$\sigma(E) = \sigma_m \frac{E^2\Gamma^2}{\left(E^2 - E_m^2\right)^2 + E^2\Gamma^2}, \tag{1.2}$$

для деформированных ядер суперпозиция двух кривых Лоренца представляется следующим выражением [8-11]

$$\sigma(E) = \sum_{i=1}^{2} \sigma_{mi} \frac{E^2\Gamma_i^2}{\left(E^2 - E_{mi}^2\right)^2 + E^2\Gamma_i^2}. \tag{1.3}$$

Ширина ГДР составляет 4-6 МэВ и положение резонансов описывается соотношением:

$$E_m = 75 \cdot A^{-1/3} \text{МэВ} \tag{1.4}$$

На формирование современных представлений о динамике атомного ядра оказало огромное влияние изучение природы гигантского дипольного резонанса. В результате описания ГДР в рамках коллективных моделей и моделей ядерных оболочек показало, что детальное изложение экспериментальных данных может быть получено лишь при учете одночастичных и коллективных степеней свободы ядра.

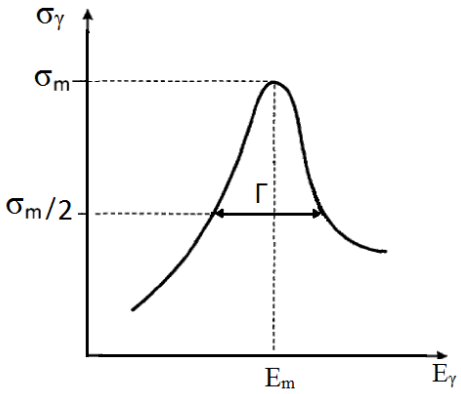


Рис. 1.1. Гигантский дипольный резонанс в сечениях реакции полного фотопоглощения

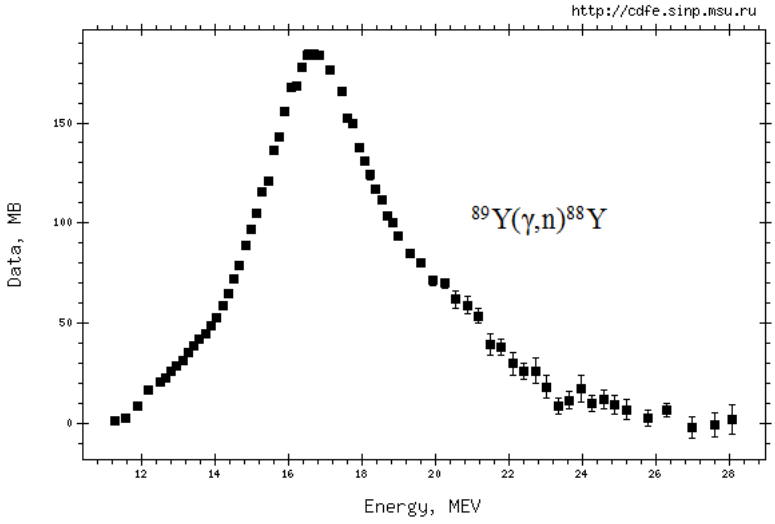


Рис.1.2. Гигантский дипольный резонанс в сечениях реакции $^{89}Y(\gamma,n)^{88}Y$[14,15]

Немаловажную роль в формировании ГДР играют эффекты симметрии атомных ядер, описывающие такие проявления ГДР, как конфигурационное и изоспиновое расщепления, расщепление ГДР в сильно деформированных ядрах [8,11].

§ 1.3. Возбуждение изомерных состояний ядер в фотоядерных реакциях

Основной особенностью ФЯР является то, что характер взаимодействия бомбардирующих частиц – γ-квантов – с ядрами является

целиком электромагнитным. Поэтому в ФЯР, в первую очередь, проявляются те свойства ядер, которые связаны с их электрическим зарядом. Например, при поглощении γ-квантов ядрами важную роль играют электрические и магнитные резонансы различной мультипольности, которые определяют величину сечения реакции. Основным из них является гигантский дипольный резонанс, возникающий из-за коллективного движения протонов относительно нейтронов в ядре [16,17].

Исследования свойств уровней, возбуждаемых в ФЯР, проводятся по целому ряду направлений. Одни из них связаны с измерениями энергетических или угловых распределений, испускаемых в ФЯР частиц или γ-квантов, другие – с измерениями сечений, как полных, так и парциальных, соответствующих возбуждению выделенных конечных состояний. В последнем случае измерения будут наиболее эффективными, если конечное состояние будет изомерным с периодом полураспада достаточно большим, чтобы разделить во времени процессы облучения и измерения. Проведение измерений вне пучка облучающего мишени γ-излучения существенно снижает фон, повышает чувствительность экспериментов и позволяет исследовать уровни, которые возбуждаются в реакциях с сечениями до долей микробар [16].

В настоящее время известны более сотни возбужденных изомерных состояний с периодами полураспада более 1 с [1-4, 17]. Основной причиной изомерии является большая разница спинов изомерного и основного состояний ядер ($\Delta I \geq 3$). Такие изомеры концентрируются в областях ядер с числом протонов или нейтронов, предшествующим заполненным оболочкам равным 50, 82 или 126. В деформированных ядрах имеет место запрет по квантовому числу *K,* т.е. проекции спина на ось симметрии ядра, приводящий к большой задержке радиационных переходов малой мультипольности и, следовательно, к появлению изомеров. Большая разница параметров деформации приводит также к сильному запрету для

радиационных переходов. Однако при этом резко увеличивается вероятность спонтанного деления из изомерного состояния, поэтому их времена жизни оказываются малыми ($<10^{-2}$ с) [1-4, 17].

С изомерным состоянием обычно связана целая система расположенных выше него уровней, имеющих ту же структуру, ротационная или вибрационная полоса, построенная на изомере, компоненты одного мультиплета с одним и тем же числом квазичастиц. Радиационные переходы между уровнями этой системы обычно более вероятны, чем на остальные уровни. Изучение этих уровней, измерение их параметров представляет большой интерес, т.к. позволяет более детально судить о структуре изомеров. Например, исследование свойств уровней, связанных с изомерами формы, позволило получить полную информацию о структуре потенциального барьера в тяжелых ядрах – глубине потенциальной ямы, высотах внутреннего и внешнего барьеров, деформации ядра в изомерном состоянии [16,17,18].

Из-за очень малой ширины изомерных уровней при $T_{1/2}>1$ с $\Delta E<10^{-14}$ эВ, в результате захвата γ-кванта с энергией, равной энергии изомерного состояния, они практически не возбуждаются, а заселяются при радиационных переходах с более высоколежащих уровней. Это могут быть как активационные уровни (в реакциях (γ,γ')), так и уровни, заселяемые после испарения нейтрона или заряженной частицы из составного ядра. При большом различии спинов этих уровней и изомерного состояния к последнему приводит каскад из нескольких γ-квантов. Схема заселения изомера при таком механизме реакции представлена на рис. 1.3. Измеряя зависимость вероятности заселения изомера от энергии возбуж-дения, можно судить о том, какие уровни участвуют в этом заселении и о ряде их параметров (спины четности, матричные элементы переходов на изомер), а также об их статистических характеристиках.

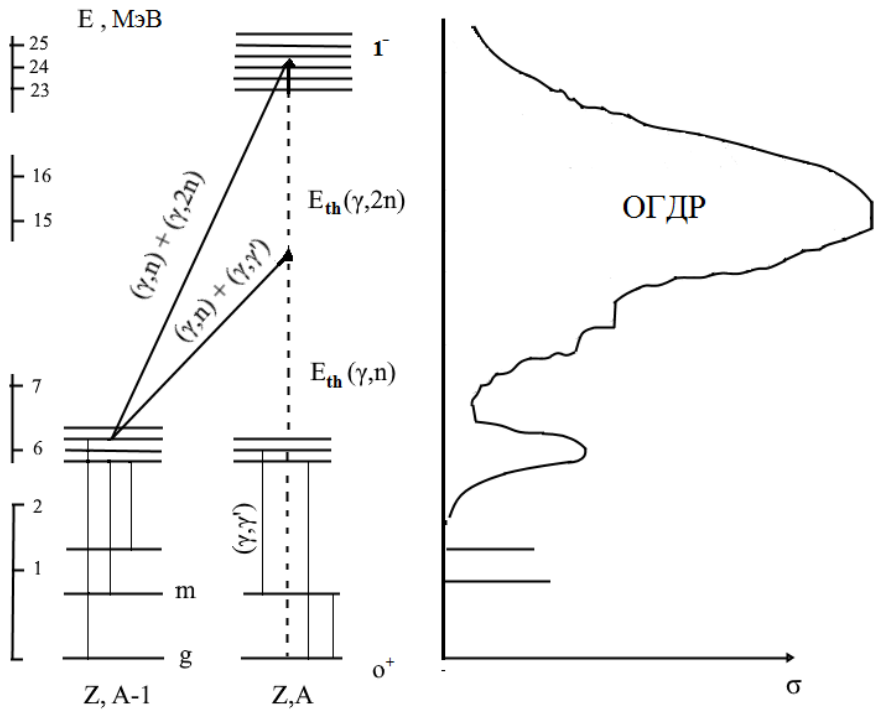


Рис.1.3. Схема возбуждения изомерных состояний в фотоядерных реакциях типа (γ,n). ОГДР – область гигантского дипольного резонанса

Информацию о свойствах этих уровней обычно получают из сравнения измеренных вероятностей образования изомера с результатами теоретического расчета, основанного на методе, предложенном в работе [19]. При этом в расчетах используют различные варианты схем уровней и выбирают в итоге ту, при которой достигается наилучшее согласие с экспериментом.

К настоящему времени получен большой объем экспериментальных данных по возбуждению изомерных состояний в различных ФЯР. В обзоре представлена систематизация этих данных, касающихся реакций (γ,γ') и (γ,n), приводящих к образованию ядер в изомерных состояниях различной природы – одночастичных, многочастичных, K-изомеров и изомеров формы. Вероятности возбуждения изомеров проанализированы на основе современных представлений о механизме ФЯР, проведено сравнение измеренных отношений с расчетами на основе различных моделей. Обсуждаются полученные на основе этого анализа свойства возбужденных уровней, через ко-

торые происходит заселение изомеров [16, 17,18].

Относительная вероятность заселения изомерных состояний в ядерных реакциях, особенно в ФЯР, представляется в трех видах:

1. Изомерные отношения выходов реакции $d=Y_m/Y_g$ или $\eta=Y_m/Y_{tot}=Y_m/(Y_m+Y_g)$;
2. Изомерные отношения сечений реакции $r=\sigma_m/\sigma_g$ или $R=\sigma_m/\sigma_{tot}=\sigma_m/(\sigma_m+\sigma_g)$;
3. Изомерные отношения сечений изомерного состояния к общему сечению $R=\sigma_m/\sigma_{tot.}$

На эксперименте определяются изомерные отношения выходов реакций (первый вид). Это удобно, когда ядра в основном и изомерном состоянии радиоактивные. Если основное состояние конечного ядра является стабильным, тогда экспериментально определяется сечение изомерного состояния и отношение этого сечения к общему сечению полученных другими методами.

Начиная с работ Хьюизенги и Ванденбоша [19,20], в которых предложен алгоритм расчёта изомерных отношений (ИО) ядерных реакций, основанный на статистической теории, из сравнения вычисленных и измеренных ИО получают информацию о параметре плотности ядерных уровней *a* и параметре, характеризующем спиновую зависимость плотности уровней *σ* ядра[18]. В последующих работах формализм Хьюизенги-Ванденбоша совершенствовался путем учета эффекта четности уровней, спаривательного механизма, примеси квадрупольных переходов в гамма-каскаде [18,22,23]. Для описания плотности ядерных уровней использовали различные модели: ферми-газа, независимого спаривания, сверхпроводимости. В некоторых работах сделаны попытки учета вклада прямых или предравновесных процессов в рамках предравновесной статистической модели. Для выполнения конкретных расчетов необходимо подбирать ряд ядерных параметров, в том числе в первую очередь параметры плотности

ядерных уровней [22-25]. Совершенствование алгоритма расчёта и улучшение точности эксперимента в последующих работах позволяют получать все более точные и достоверные данные о параметре плотности ядерных уровней, а также об особенностях механизма фотоядерных реакций при различной энергии возбуждения [18].

Для определения изомерных отношений выходов и сечения ядерных реакций в зависимости от структуры и свойств возбужденных состояний атомных ядер применяются различные методы, которые более подробно описаны в обзорной работе [18].

Необходимо отметить, что в ранних исследованиях для определения изомерного отношения выходов и сечений реакций использовались недостаточно точные, а иногда и ошибочные данные о схемах распада изомерных пар. В последние годы благодаря использованию более совершенных полупроводниковых детекторов, изготовленного из сверхчистого германия и достаточно точных сведений о схемах распада получают более надежные и точные данные об ИО выходов и сечений реакций. Кроме того, как отмечалось в работе [14], большая часть информации об изомерных отношениях получена в 60-х годах прошлого столетия и нуждается в уточнении на новом экспериментальном уровне: на более интенсивных γ-пучках новых ускорителей с использованием для регистрации наведенной γ-активности более совершенных полупроводниковых гамма-спектрометров и изотопически обогащенных мишеней [18].

Характерной чертой новых работ является комплексность исследований, тщательность измерений энергетических зависимостей изомерных отношений выходов и сечений ФЯР. Новыми являются также попытки исследовать эволюцию ИО в зависимости от массового числа изотопов, спина изомерных состояний и т.д. Появилась уверенность, что в результате исследований возбуждений изомеров можно получить информацию для

уточнения вида функции распределения плотности ядерных уровней, ее энергетической и спиновой составляющих, а также выяснения механизмов распада высоковозбужденных коллективных состояний [16,17,18].

До девяностых годов прошлого столетия более подробные исследования возбуждения изомерных состояний атомных ядер практически не проводились. Имелись только несколько работ [16-18, 25, 26] по измерению в отдельных энергетических точках изомерных отношений выходов и сечений фотоядерных реакций. В работе по изомерным отношениям выходов и сечений фотоядерных реакций до девяностых годов [18] более подробно проводился анализ полученных экспериментальных данных. Также подробно приведены методы получения и исследования возбуждений изомерных состояний конечных ядер.

В работе [26] приведены результаты по измерению изомерных отношений выходов фотоядерных реакций в области энергий 10-35 МэВ и результаты исследования изомерных отношений выходов Y_m/Y_g фотоядерной реакций типа (γ,n), (γ,p) и (γ,2n) на ядрах с $45 \leq A \leq 197$ при максимальной энергии тормозного излучения $E_{\gamma max}$=25 и 30 МэВ. Причина выбора максимальной энергии тормозного излучения 25 и 30 МэВ связана с тем, что большинство экспериментальных работ по изучению выходов фотоядерных реакций для γ-активационного анализа проводили при такой энергии. Кроме того, при $E_{\gamma max} \geq E_m + \Gamma$ для большинства фотоядерных реакций выполняется $\sigma_m/\sigma_g \approx Y_m/Y_g$=const, т.е. в области энергии за гигантским дипольным резонансом изомерные отношения сечений и выходов резко не изменяются. В этой области энергий для большинства реакций энергетическая зависимость изомерных отношений выходов имеет вид насыщения (плато). В области насыщений высокой точности можно определить изомерные отношения интегральных сечений реакций. Измерения проводились на пучке тормозного излучения методом наведенной активности. Изомерные отношения выходов фотоядерных реакций определяли методом сравнения

площадей под фотопиками соответствующих γ-линий. В случае реакций $^{59}Co(\gamma,n)^{58m,g}Co$ и $^{81}Br(\gamma,n)^{81m,g}Br$ значения Y_m/Y_g определены путем разложения кривой распада-накопления, измеренной по одной γ-линии 810 и 817 кэВ соответственно.

Изомерные отношения выходов измерены для 22 фотоядерных реакций. Для $^{47}Ti(\gamma,p)^{46m,g}Sc$, $^{87}Rb(\gamma,n)^{86m,g}Rb$, $^{96}Mo(\gamma,p)^{95m,g}Mo$, $^{113}In(\gamma,n)^{112m,g}In$, $^{113}In(\gamma,2n)^{111m,g}In$, $^{120}Te(\gamma,n)^{119m,g}Te$ и $^{138}Ce(\gamma,n)^{137m,g}Ce$ реакций значения получены впервые. Полученные экспериментальные данные сравниваются с данными других работ. Для некоторых ядер полученные экспериментальные изомерные отношения выходов сравниваются с результатами расчетов, выполненных нами в рамках статистической теории ферми-газа. Путем фиксации параметра спинового ограничения σ удалось улучшить количественное согласие расчетов с экспериментом.

Подробный анализ возбуждений изомерных состояний в фотонейтронной реакции приведены в работе [17]. В этой обзорной работе приведены и проанализированы экспериментальные результаты по изомерным отношеним выходов и сечений фотонейтронных реакций в области энергий 10-25 МэВ на ядрах 45÷197, полученных до 2000 годов. Также в работе приведены результаты сравнения экспериментальных данных с теоретическими результатами.

В данной диссертационной работе экспериментальные и теоретические исследования проведены на ядрах с 45≤A≤142 в области энергий 10-35 МэВ. Исследования, в основном, проводились в два этапа: первый этап на ядрах с 45≤A≤82; второй – на ядрах с 45≤A≤142. Поэтому ранние полученные результаты приведены начиная с первого этапа.

Атомные ядра с массовыми числами в диапазоне 74≤A≤90 в последнее время стали объектом активного исследования как фотоядерных реакций, так и реакций срыва и подхвата, что обусловлено переходным характером этой области.

В работе [27] исследованы изомерные отношения выходов и сечений реакций $^{45}Sc(\gamma,n)^{44m,g}Sc$, $^{45}Sc(n,2n)^{44m,g}Sc$ в области энергий от порога до 20 МэВ. В работе также представлены экспериментальные результаты изомерных отношений, измеренные для $^{44m,g}Sc$ в реакциях (p, n), (p, αp3n) и (α, p3n). Полученные таким образом значения сравниваются с результатами расчетов в рамках каскадно-испарительной модели и с данными исследования реакций типа (n, 2n) и (d, t).

В работе [28] измерили отношения выхода изомерных пар $^{44m,g}Sc$, полученных из разных каналов реакции $^{45}Sc(\gamma,n)^{44m,g}Sc$ и $^{nat}Ti(\gamma,xnp)^{44m,g}Sc$, с использованием метода активации и методов γ-спектроскопии при 50°C. Энергии тормозного излучения 50, 60 и 70 МэВ. Высокочистые фольги природного Sc и Ti в форме дисков облучались неколлимированными пучками тормозного излучения, генерируемыми линейным ускорителем электронов в Pohang Accelerator Laboratory. Наведенная активность в облученных фольгах измерялась с помощью γ-спектрометрической системы высокого разрешения, состоящей из германиевого детектора высокой чистоты и многоканального анализатора. Для повышения точности экспериментальных результатов были внесены необходимые коррективы в измерения активности γ-излучения и анализ данных. Измеренные отношения выхода изомеров для реакции $^{45}Sc(\gamma,n)^{44m,g}Sc$ составляют 0,20 ± 0,02, 0,21 ± 0,02 и 0,21 ± 0,02, а для реакции $^{nat}Ti(\gamma,xnp)^{44m,g}Sc$ – 0,063 ± 0,012, 0,079. ± 0,014 и 0,124 ± 0,022 при энергиях тормозного излучения 50, 60 и 70 МэВ соответственно. Полученные результаты сравниваются с соответствующими значениями, найденными в литературе. Показано что отношения изомерных выходов для реакции $^{45}Sc(\gamma,n)^{44m,g}Sc$ быстро возрастают с ростом энергии тормозного излучения от порога реакции до области гигантского резонанса, а затем почти постоянны в диапазоне энергий примерно от 30 МэВ до 2,5 ГэВ. Отношения изомерных выходов для реакции $^{nat}Ti(\gamma,xnp)^{44m,g}Sc$ возрастают с

увеличением энергии тормозного излучения в широком диапазоне энергий тормозного излучения от 50 МэВ до 2,5 ГэВ.

Возбуждения изомерных состояний ^{58m,g}Co и ^{75m,g}Ge в фотоядерных реакций типа (γ,n) исследованы в работе [18], в которой экспериментально определены изомерные отношения выходов реакций при максимальной энергии тормозного излучения 22 МэВ. Полученные результаты сравниваются с ранее полученными данными.

В работе [29] изомерные отношения выходов и сечений реакции ^{59}Co(γ,n)^{58m,g}Co измерены в области энергий 13-25 МэВ с шагом 1 МэВ. В большинстве работ, выполненных до 1987 года, изомерные отношения определены при фиксированной энергии тормозного излучения 30 МэВ. Также проводились измерения при высоких энергиях Eγ>48 МэВ. В области энергий 26-40 МэВ такие измерения не проводились.

В работе [30] разработан метод расчета изомерного отношения выходов и сечений реакции для низких энергий возбуждения изомерных состояний конечного ядра. Также измерено изомерное отношение в ядерных реакциях (n,2n) и (γ,n) на ядрах ^{92}Mo, ^{90}Zr, ^{86}Sr ^{74}Se. В результаты расчета спиновой зависимости плотности ядерных уровней данный метод дает хорошее согласие при низких энергиях возбуждений.

В работе [31] измерены выходы фотонейтронного возбуждения метастабильных состояний изотопов Rb в припороговой области. Получены эффективные пороги возбуждения изомерных состояний ^{84m}Rb и ^{86m}Rb. Значения спиновой четности для некоторых уровней активации были предложены на основе анализа кривых выхода. Полученные экспериментальные данные сравнивались с расчетами по программе TALYS-1.0.

Возбуждения ^{84m}Rb при максимальной энергии тормозного излучения 22 МэВ также исследованы в работе [18]. Эксперименты проводились на пучке тормозного излучения бетатрона. Полученные результаты сравниваются с ранее полученными данными.

В работе [32] измерены сечения реакций $(\gamma,n)^m$ в области гигантского дипольного резонанса для $^{74,78,80,82}Se$, ^{88}Sr и ^{90}Zr. Также измерены изомерные отношения выходов фотонейтронной реакций на ядрах $^{74,82}Se$.

В работе [33] исследованы возбуждения изомерного состояния $11/2^-$ ядра ^{139}Ce в реакции $(\gamma,n)^m$ в области гигантского E1-резонанса в диапазоне энергий 11-18 МэВ, с шагом 0,5 МэВ измерены изомерные отношения выходов Y_m/Y_g в реакции $^{140}Ce(\gamma,n)^{139m,g}Ce$. Методом обратной матрицы проведена оценка экспериментального сечения реакции $^{140}Ce(\gamma,n)^{139m}Ce$. Полученное сечение возбуждения изомерного состояния ядра ^{139}Ce сравнивается с результатами теоретических расчетов, проведенных с помощью программного пакета TALYS-1.6.

В работе [34] измерены отношения выходов изомер для реакции ^{110}Pd $(\gamma, n)^{109m,g}Pd$ активационным методом с конечными энергиями тормозного излучения 50-, 55-, 60-, 65- и 70-МэВ, генерируемого на электронном линейном ускорителе ускорительной лаборатории Пхохан. Наведенная γ-активность облученных палладиевых фольг измерялась коаксиальным детектором из высокочистого германия, соединенным с многоканальным анализатором на базе ПК. Внесены необходимые поправки для повышения точности измерения γ-активности. Настоящие экспериментальные результаты, измеренные с предельной энергией тормозного излучения 50, 55, 60, 65 и 70 МэВ, составляют 0,108 ± 0,007; 0,118 ± 0,008; 0,118 ± 0,007; 0,120 ± 0,008; 0,119 ± 0,008 соответственно. Полученные результаты сравниваются с имеющимися в литературе данными.

§ 1.4. Возбуждения изомерных состояния ядер в реакции (n,2n)

Одним из основных источников сведений о свойствах возбужденных состояний ядер являются ядерные реакции с различными бомбардирующими частицами. Эти реакции позволяют определить целый ряд параметров отдельных уровней (спины, четности, электрические и магнитные моменты,

матричные элементы радиационных переходов), а также судить о статистических свойствах уровней при высоких энергиях возбуждения (о зависимости плотности уровней от энергии и углового момента). Очевидно, что при использовании различных бомбардирующих частиц из всего многообразия ядерных уровней выделяются определенные группы и наиболее четко проявляются лишь некоторые из указанных выше параметров. Поэтому, применяя в исследованиях ядер широкий набор частиц (от γ-квантов до тяжелых ионов), можно получить полную картину свойств ядерных уровней вплоть до высоких энергий возбуждения [18].

Следующие типы ядерных реакций (n,2n), (n,np) (n,3n) при энергии нейтронов E_n>10 МэВ становятся возможными. Ядерные реакции под действием быстрых нейтронов типа (n,2n) - очень удобный инструмент для изучения структуры атомного ядра. Если исследование проводить с фотоядерными реакциями типа (γ,n) на тех же изотопах, тогда можно получить более подробную информацию о механизме ядерных реакций при различных энергиях возбуждения. Для освобождения из ядра дополнительного нейтрона требуются затраты энергии, поэтому реакции этого типа всегда являются пороговыми [6]. По реакции типа (n,2n), аналогичной ядерной реакции типа (γ,n), образуются нейтронодефицитные нуклиды исходного элемента, которые часто бывают радиоактивными и обычно распадаются путем позитронного распада. Сечение реакции (n,2n) возрастает с увеличением атомного номера ядра примерно от 0,01 барн для легких ядер и до 1÷2 барн для ядер с Z>50 при 14 МэВ.

В качестве источника нейтронов для проведения ядерных реакций под действием быстрых нейтронов используются нейтронные генераторы. В нейтронных генераторах обычно используются реакции $t(d,n)^4He$ и $d(d,n)^3He$, максимумы сечения которых находятся при небольших энергиях (~0,15 и 1,5 МэВ соответственно). Это позволяет использовать небольшие ускорители, например, каскадные генераторы. Энергия дейтронов 130 кэВ в с.ц.и., при

которой достигается максимум сечения реакции d(t,^{4}He)n соответствует энергии в л.с. ~220 кэВ. Энергия ускоренных частиц в таких нейтронных генераторах обычно 100 – 300 кэВ, в них, как правило, ускоряются дейтроны [35]. Энергия получаемых нейтронов в реакции d(d,^{3}He)n и t(d,n)^{4}He равна ~2.5 МэВ и ~14.2 МэВ, соответственно. Для осуществления ядерной реакции типа (n,2n) используется t(d,n)^{4}He реакция.

В случае ядерной реакции типа (n,2n) изомерное отношение выходов и сечений имеет одинаковое значение, т.е. $Y_m/Y_g = \sigma_m/\sigma_g$, т.к. данная ядерная реакция идет под действием монохроматических быстрых нейтронов. Для измерения изомерного отношения выходов или сечений ядерных реакций типа (n,2n) на исследуемых ядрах используется метод наведенной активности, который позволяет определить парциальное сечение реакций различных типов. После облучения мишени потоком монохроматических нейтронов, наведенная активность измеряется с помощью полупроводникового детектора.

В этой главе приведен анализ литературных данных по возбуждению изомерных состояний конечного ядра в ядерной реакции типа (n,2n) на ядрах с $45 \leq A \leq 144$ в области энергий нейтронов 10-20 МэВ. Для анализа основной величиной являются изомерные отношения выходов и сечений реакций типа (n,2n). Для анализа в основном включены работы последних лет. В некоторых случаях приведены очень ранние данные, полученные на полупроводниковых детекторах с достаточным энергетическим разрешением, позволяющим выделить аналитические гамма линии. Здесь также обзор литературы анализировался по двум этапам, как в случае фотоядерных реакций.

В работе [36] отношение изомерных сечений σ_m/σ_g реакции ^{45}Sc(n,2n)^{44m,g}Sc измерено в диапазоне энергий нейтронов 13,6–14,9 МэВ для шести различных значений. Нейтроны были получены в результате реакции ^{3}H(d,n)^{4}He с использованием нейтронного генератора SAMES T-400.

Отношения изомерных сечений определяли, применяя метод наименьших квадратов к временному поведению распада изомерной пары в основном состоянии. Абсолютное сечение образования метастабильного состояния измерялось обычным активационным методом. Сечение основного состояния было получено с использованием абсолютного сечения метастабильного состояния и отношения изомерных сечений для каждого значения энергии нейтрона. Экспериментальные значения и изомерные отношения поперечных сечений сравнивали с данными, полученными с помощью расчета статистической модели.

В работе [37] сечения для реакций ^{59}Co(n,2n)^{58mg}Co, ^{59}Co(n,p)^{59}Fe и ^{59}Co(n,α)^{56}Mn были измерены относительно реакции ^{56}Fe(n,p)^{56}Mn при 14 МэВ активационным методом. Точность около 1% была достигнута для реакции (n,α) и 2% для остальных. Соотношение изомерных сечений измеряли для реакций ^{59}Co(n,2n).

В работе [38] сечения реакции ^{59}Co(n,2n)^{58}Co относительно сечения реакции ^{115}In(n,n′)^{115m}In измерены при эффективных энергиях нейтронов 11,98 и 15,75 МэВ с использованием спектрометрического метода. Пучок нейтронов, используемый в настоящем эксперименте, был получен в результате реакции ^{7}Li(p,n)^{7}Be с энергиями протонов 14 и 18 МэВ на установке 14UD BARC-TIFR Pelletron, Мумбаи. Мы также представляем информацию о ковариации, принимая во внимание источники ошибок и корреляции между атрибутами, влияющими на измерения. Сечения реакции ^{59}Co(n,2n)^{58}Co из настоящей работы сравниваются со значениями из различных оцененных библиотек ядерных данных. Метод микрокорреляции, предложенный Смитом, был модифицирован для создания ковариационной матрицы для измерения поперечных сечений реакции, поскольку эффективность детектора для образца и монитора коррелирует.

В работе [39] сечения реакций ^{59}Co(n,2n)^{58mg}Co и ^{59}Co(n,p)^{59}Fe измерены при энергиях нейтронов 13,5, 13,9, 14,5 и 14,8 МэВ относительно

известных сечений реакции $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$ методом активации. Достигнутая точность составила примерно 2% и 5% для реакций $^{59}Co(n,2n)$ и $^{59}Co(n,p)$, соответственно. Измерения активности проводились с использова-нием колодезного детектора NaI(Tl) размером 12,7*12,7 см^2 и детектора Ge(Li). Знание соотношения сечений $^{59}Co(n,2n)$ и $^{59}Co(n,p)$ было необходимо для точной оценки измерений активности. Отношение изомерных сечений (n,2n) было измерено при энергии 13,9 МэВ по гамма-активности ^{58}Co в основном состоянии. Экспериментальные результаты сравнивались с расчетами ядерной модели. Использование новых точных значений поперечного сечения делает реакцию $^{59}Co(n,2n)^{58m,g}Co$ подходящей в качестве надежного и удобного монитора плотности потока энергии для долгосрочных экспериментов с нейтронами энергией 14 МэВ.

Сечения реакций на нейтроны изотопов германия ($^{70,72,74,76}Ge$) были исследованы в работе [40] для реакций (n,2n) и (n,p) в области 14–15 МэВ. Представлены расчеты сечений для $^{70}Ge(n,2n)^{69}Ge$, $^{72}Ge(n,2n)^{71}Ge$, $^{74}Ge(n,2n)^{73}Ge$, $^{76}Ge(n,2n)^{75}Ge$, $^{70}Ge(n,p)^{70}Ga$, $^{72}Ge(n,p)^{72}Ga$, $^{74}Ge(n,p)^{74}Ga$ и $^{76}Ge(n,p)^{76}Ga$ реакции. Теоретические расчеты проводились с использованием четырех различных компьютерных кодов: ALICE/ASH для модели Geometry Dependent Hybrid, TALYS 1.6 для двухкомпонентной экситонной модели, EMPIRE 3.2 Malta для экситонной модели и PCROSS для полноэкситонной модели с энергией налетающих нейтронов до 20 МэВ. Расчеты сечения реакции (n,2n) и (n,p) сравнивались с эмпирическими формулами, полученными несколькими исследователями, и с эксперимен-тальными данными, полученными из базы данных EXFOR, а также с оцененными файлами ядерных данных (ENDF/B-VII. 1: США, 2014 г.). Результаты показали хорошее соответствие между теоретическими расчетами, имеющими большое значение для расчетов оценки ядерных данных, и экспериментальными данными из литературы.

В работе [41] методом наведенной активности исследованы заселения изомерных состояний в реакции $^{140}Ce(n,2n)^{139m}Ce$, $^{142}Nd(n,2n)^{141m}Nd$ и $^{144}Sm(n,2n)^{143m}Sm$. Исследования сечения активации были проведены для реакций $^{140}Ce(n,2n)^{139m}Ce$, $^{142}Nd(n,2n)^{141m}Nd$ и $^{144}Sm(n,2n)^{143m}Sm$ при шести различных значениях энергий нейтронов в интервале от 13,5 до 14,8 МэВ. Быстрые нейтроны были получены по реакции $^{3}H(d,n)^{4}He$ на нейтронном генераторе SAMES T-400. Использовалась методика циклической активации. Индуцированную γ-активность измеряли с помощью γ-спектрометра высокого разрешения с детектором из высокочистого германия (HpGe). Внесены поправки на эффекты затухания γ-квантов, мертвого времени и флуктуации потока нейтронов. Для этих реакций расчеты статистической модели, в которых учитываются предравновесные эмиссионные эффекты, также были выполнены в диапазоне энергий 13,6–14,8 МэВ. Теоретические функции возбуждения и экспериментальные результаты были построены вместе с результатами предыдущих работ.

Методом наведенной активности в работах [42,43] исследованы изомерные отношения выходов и сечений реакций (n,2n) на ядрах $^{136,138,140,142}Ce$, $^{142,148,150}Nd$, $^{144,154}Sm$, $^{151,153}Eu$, $^{152,154,160}Gd$, ^{159}Tb, $^{156,158,160}Dy$, ^{165}Ho, $^{162,164,166}Er$, ^{169}Tm, $^{168,170,176}Yb$, ^{175}Lu, $^{174,176}Hf$ при E_n = 14,7 МэВ. Гамма спектры регистрировались Ge(Li)-детектором.

В работе [44] активационным методом измерены сечения реакций (n, p), (n, α) и (n, 2n) на изотопах палладия в области 13,5–14,7 МэВ. Приведены данные для следующих реакций: $^{102}Pd(n,p)^{102m}Rh$, $^{102}Pd(n,p)^{102g}Rh$, $^{105}Pd(n,p)^{105}Rh$, $^{106}Pd(n,p)^{106}Rh$; $^{106}Pd(n,\alpha)^{103}Ru$, $^{108}Pd(n,\alpha)^{105}Ru$; $^{102}Pd(n, 2n)^{101}Pd$ и $^{110}Pd(n, 2n)^{109}Pd$.

Активационным и относительным методами в работе [45] измерены сечения реакций (n,2n) для изотопов неодима (Nd), индуцированных нейтронами с энергией 14 МэВ. Измеренные сечения реакций $^{150}Nd(n,2n)^{149}Nd$, $^{148}Nd(n,2n)^{147}Nd$ и $^{142}Nd(n,2n)^{141}Nd$ при энергиях нейтронов

$14{,}2 \pm 0{,}2$ МэВ и 1485 ± 74, 1726 ± 85 и 1670 ± 119 мбар соответственно при $14{,}9 \pm 0{,}2$ МэВ. Результаты сравнивались с экспериментальными значениями из литературных источников, с расчетными данными из библиотек ENDF/B-VII.1, CENDL-3.1 и JENDL-4.0, а также с кривыми, рассчитанными по коду Talys-1.8.

В работе [46] измерены сечения реакций (n,2n), (n,p) и (n,α) на изотопах церия в диапазоне энергий нейтронов 13,5–14,8 МэВ с использованием активационного метода и коаксиального детектора γ-квантов HPGe. Образцы активировались вместе с фольгой монитора Nb и Al для определения потока падающих нейтронов. Приведены данные для следующих реакций: ^{136}Ce(n,2n)$^{135m+g}$Ce, ^{140}Ce(n,2n)^{139m}Ce, ^{140}Ce(n,2n)^{139g}Ce, ^{140}Ce(n,2n)^{139m,g}Ce, ^{142}Ce(n,2n)^{141}Ce, ^{140}Ce(n,p)^{140}La, ^{142}Ce(n,p)^{142}La и ^{140}Ce(n,α)^{137m}Ba. Сечения также были оценены по программе ядерной модели TALYS-1.6 при энергиях нейтронов, варьирующихся от порога реакции до 20 МэВ. Результаты также обсуждаются и сравниваются с соответствующими значениями, найденными в литературе.

Активационным методом измерены сечения реакций ^{113}In(n,2n)^{112m,g}In и ^{115}In(n,2n)^{114m,g}In [47] и их изомерные отношения сечений σ_m/σ_g при трех значениях энергий нейтронов в диапазоне от 13 до 15 МэВ. Образцы индия и фольги-мониторы из ниобия активировались вместе для определения сечения реакции и потока падающих нейтронов. Пучок моноэнергетических нейтронов был получен в результате реакции ^{3}H(d,n)^{4}He на нейтронном генераторе Pd-300 Китайской инженерно-физической академии. Активность, индуцированную в продуктах реакции, измеряли с помощью гамма-спектроскопии высокого разрешения. Чистое сечение основного состояния было получено из абсолютного сечения метастабильного состояния и анализа остаточного ядерного распада. Сечения были также оценены теоретически с использованием кода численной ядерной модели TALYS-1.8 с различными вариантами плотности уровней при энергиях нейтронов, варьирующихся от

порога реакции до 20 МэВ. Результаты обсуждаются и сравниваются с соответствующей литературой.

Выводы по первой главе

В данном разделе на основе краткого обзора литературных данных обоснована актуальность экспериментальных исследований возбуждения изомерных состояний конечного ядра в фотоядерных реакциях типа (γ,n), (γ,p), (γ,2n) и нейтронных реакциях типа (n,2n) на ядрах с $45 \leq A \leq 144$, в области энергий 10-50 МэВ. На основе анализа литературных данных следует сделать следующие выводы:

- основные экспериментальные результаты по изучению изомерных отношений выходов и сечений фотоядерных реакций получены в области энергий от порога до 20 МэВ. В области энергий выше 20 МэВ измерения проводились лишь при определенных фиксированных (конкретных) энергиях тормозного спектра;

- в области энергий выше E_γ>20 МэВ не проводились экспериментальные работы по исследованию энергетических зависимостей изомерных отношений выходов и сечений фотоядерных реакций. Также не изучены зависимости изомерных отношений от массового числа изотопов, спина изомерных состояний, которые позволяют получить информацию о плотности ядерных уровней, спиновой зависимости плотности ядерных уровней и о вкладе прямых процессов в механизм фотоядерных реакций в данной области энергий;

- имеются более ста ядер, изомерные состояния которых возбуждаются в фотоядерных реакциях типа (γ,n), (γ,p), (γ,2n) и нейтронных реакциях типа (n,2n) и имеют хорошие параметры активации (период полураспада, сечений активации, выходы) для изучения сечения возбуждений изомерных уровней. В данный момент имеется в наличии около 10 % информации для этих изомерных состояний. Среди ядер в области с $45 \leq A \leq 92$ (первый остров

изомерии, т.е. где оболочечные уровни, близкие друг другу по энергии, сильно различаются значениями спинов) мало изученными ядрами являются ^{45}Sc, ^{59}Co, ^{76}Ge, ^{74,82}Se, ^{87}Rb, ^{89}Y, а также ядра, находящиеся в переходной области ^{113}In, ^{110}Pd, ^{138,140}Ce, ^{142}Sm;

- точность и достоверность результатов работ, выполненных в 60-80-х годах прошлого столетия, значительно ниже по сравнению с результатами современных работ, выполненных при помощи более совершенной экспериментальной техники, таких как ускорители высокой интенсивности, современный полупроводниковый гамма-спектрометр, и более достоверных данных о схемах распада изомерных пар.

В настоящее время отсутствует комплексный теоретический подход к описанию относительной вероятности заселения изомерных состояний (изомерные отношения выходов и сечения реакций) в ядерных реакциях. Сравнивая экспериментальные результаты по изомерным отношениям выходов или сечений с данными, полученными теоретическими путями в рамках каскадно-испарительной модели, следует сделать вывод, что последовательные расчеты не дают согласия с экспериментом, и удовлетворительное изомерное отношение достигается введением параметров.

ГЛАВА II. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И АППАРАТУРА

Исследования на тормозном пучке γ-квантов сильноточного бетатрона СБ-50 и нейтронном пучке нейтронного генератора НГ-150 проводились методом наведенной активности. Полупроводниковыми *Ge(Li)* и *HPGe*-детекторами осуществлялась регистрация наведенной активности. В данной главе приведены методика проведения экспериментальных работ и основные параметры установок, необходимые для исследования вышеуказанных параметров. Результаты исследований, приведенные в этой главе, отражены в работах [1, 2], список которых приведен во введении.

§ 2.1. Сильноточный бетатрон СБ-50

Для исследования относительной вероятности возбуждения изомерных состояний ядер в фотоядерных реакциях использованы тормозные излучения сильноточного бетатрона СБ-50 Национального университета Узбекистана [48-53] с внутрикамерным облучением.

В конце ускорения электроны не выводятся из камеры, а направляются («сбрасываются») на тормозную мишень, расположенную внутри камеры. Это достигается подачей мощного импульса тока в специальную обмотку (называемую смещающей), расположенную вблизи траектории движения электронов. Импульс тока создает дополнительное магнитное поле, изменяющее радиус равновесной орбиты. Таким способом можно прервать процесс ускорения электронов в любой момент времени и обеспечить плавное изменение конечной энергии электронов во всем доступном для данного ускорителя диапазоне. Это важное достоинство бетатронов. Другие достоинства ускорителей этого типа - в простоте конструкции и управления, а также надежности в эксплуатации [55]. Для исследований фотоядерных реакций и разработки методики гамма-активационного анализа с

наилучшими метрологическими показателями бетатрон является самым удобным источником высокоэнергетического тормозного излучения.

Для проведения исследований по взаимодействию релятивистских электронов и гамма квантов средних энергий с веществом в Томском политехническом институте для НУУз был разработан и совместными усилиями сооружен сильноточный бетатрон СБ-50 на максимальную энергию ускоренных электронов 50 МэВ. Достигнутые параметры выходного излучения бетатрона СБ-50 сведены к следующему:

1. Генерирование импульсов тормозного излучения:

Максимальная энергия фотонов $E_{мах}$ в спектре	– 50 МэВ;
Длительность импульса излучения	– 1÷30 мкс;
Частота следования импульсов	– 50 Гц;
Мощность дозы излучения на вакуумном посту облучения при $E_{мах}$=25 МэВ	–15000 рад/мин
Стабильность мощности дозы излучения	– 10 %.

2. Генерирование импульсов электронного излучения:

Максимальная энергия электронов	– 50 МэВ;
Длительность импульсов	– 1÷30 мкс;
Частота следования импульсов	– 50 Гц;
Площадь пучка у выпускного окна	– 2÷8 см^2;
Стабильность потока электронов	– 10 %.

3. Автоматическая доставка образцов на пост облучения импульсами тормозного излучения и обратно на пост измерения:

Время доставки в одном из направлений	– 4 с;
Полезный объем контейнера	– 800 мм^3.

4. Время непрерывного облучения:

На энергию 25 МэВ	– до 6 ч
На энергию 45 МэВ	– до 40 мин.

§ 2.1.1 Внутрикамерное устройство для облучения образцов на бетатроне

В проведении исследований в области фотоядерных реакций и гамма-активационного анализа относительно малая средняя интенсивность излучения бетатрона ограничивает его возможности. И для решения этой проблемы на сильноточном бетатроне *СБ-50* разработано новое внутрикамерное устройство, позволяющее облучать образцы большой массы (до 50*г*) [48].

Тормозная мишень из-за конструктивных особенностей электромагнита и вакуумной камеры находится сравнительно далеко от поста облучения образцов. Поэтому в месте расположения образца (мишени) интенсивность будет меньше, чем около тормозной мишени. Эта проблема обычно решается введением в ускорительную камеру вакуумноплотного канала "кармана", внутрь которого вводится облучаемый образец. При этом расстояние от образца до мишени можно существенно уменьшить, в результате чего увеличивается интенсивность облучения.

Известные устройства для внутрикамерного облучения в бетатроне [56] представляют собой вакуумноплотные трубки из металла или кварцевого стекла, на торце которых укреплена тормозная мишень из платины. При этом в металлической трубке образцы за счет процессов взаимодействия электронов в бетатроне нагреваются до 300^0С, а в стеклянных, видимо, из-за плохой теплопроводности стекла и кратковременного процесса облучения образцов, их нагрев не превышает 70^0С.

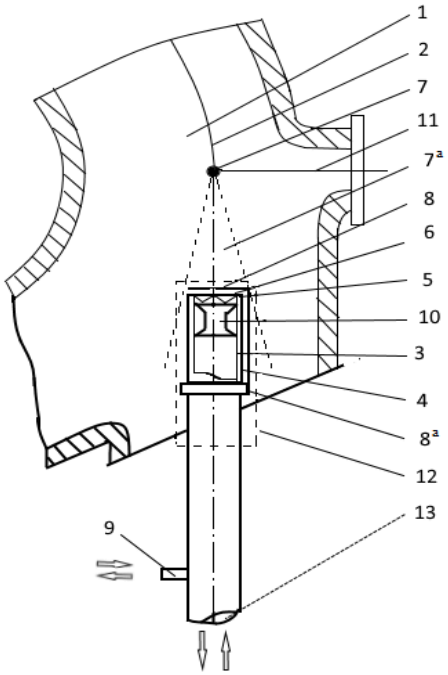
Нами были апробированы оба варианта "карманов", в которых обнаружены те же температурные эффекты. Кроме того, к существенным недостаткам этих устройств можно отнести неоднородность облучения образцов, трудность их фиксации, а также радиационную опасность при ручном переносе их к регистрирующей аппаратуре.

С применением на бетатроне пневмотранспортного устройства типа К5-2А процесс облучения и доставки образцов были автоматизированы. Анализ и расчеты геометрических параметров пучка и "кармана" показали, что расстояние от "кармана" до мишени должно быть менее 12 см, а согласно расчетам, проведенным в работе [57], может быть использована металлическая труба (нержавеющая сталь) диаметром 30 мм с толщиной стенки не более 0,5 мм. Эти условия обеспечивали однородность пучка тормозного излучения по всему объему облучаемого образца. На рис. 2.1 представлены ускорительная камера сильноточного бетатрона СБ-50 и каналы пневмотранспортной установки типа К5-2А.

Рис. 2.1. Сильноточный бетатрон СБ-50: 1 – канал пневмотранспортной установки типа К5-2А, 2 – канал для обдува контейнера

Общий вид изготовленного устройства представлен на рисунке 2.2 и 2.3. "Карман" 12 выполнен из двух (внутренней 3 и внешней 4) соосных трубок из нержавеющей немагнитной стали с расстоянием между ними (2,5-3) мм. Он установлен по оси тормозного пучка 7^a, генерируемого тормозной мишенъю 7. Мишень укреплена на штоке-держателе 11. "Карман" соединен с фланцем камеры через сифонное соединение (на чертеже не показано), который дает возможность точной установки облучаемого образца в пучке

тормозного излучения. На чертеже также показаны ускорительная вакуумная камера бетатрона 1, ускоренный электронный пучок 2, контейнер с облучаемым образцом 10, ввод для пневмоуправления 9 (доставкой контейнера между пунктами назначения).



1 - ускорительная камера бетатрона, 2 - ускоренный электронный пучок, 3 - внутренняя трубка "кармана", 4 - внешняя трубка "кармам ", 5 – прорези, 6 - дно "кармана", 7 - тормозная мишень, 7ª - пучок тормозного излучения, 8 - пластина, 8ª - держатель для пластинки, 9 – пневмоуправление, 10 - контейнер с облучаемым образцом, 11 - держатель для тормозного мишеня, 12 - "Карман", 13 – магистраль

Рис.2.2. Устройство для внутрикамерного облучения образцов тормозным излучением бетатрона

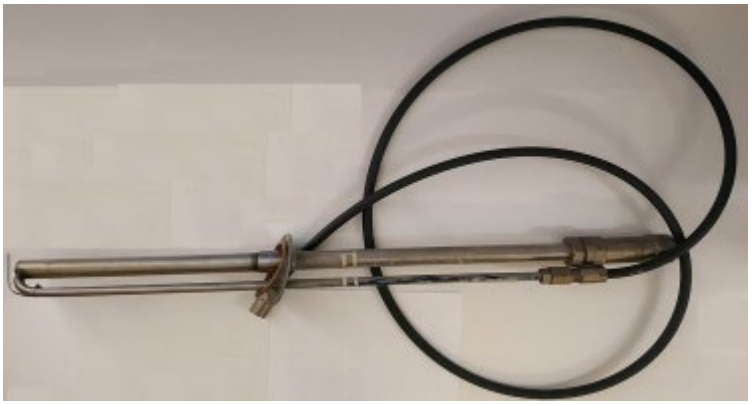


Рис.2.3. Устройство для внутрикамерного облучения образцов тормозным излучением бетатрона

Расположение "кармана" на оси тормозного пучка позволяет получать более однородное облучение образца по сравнению с конструкцией, описанной в [56]. Для точной фиксации контейнера в магистрали пневмопочты с использованием схемы пневмоуправления создается небольшое избыточное давление в «кармане» относительно магистрали 13.

Предварительная эксплуатация устройства показала, что при длительном облучении контейнер может нагреваться до температуры >100^{0}С, вследствие чего использование пластмассовых контейнеров в этой конструкции нежелательно. Согласно проведенным расчетам [57] вихревые токи в "кармане" от рабочего магнитного поля бетатрона не могут создать такого нагрева. На основе анализа работы бетатрона и учёта всех полей и потоков излучения, был сделан вывод, что основной вклад в нагрев "кармана" и соответственно контейнера вносит поток рассеянных электронов, падающих на "карман" в процессе ускорения. С целью уменьшения температуры нагрева контейнера на расстоянии 3-4 мм от дна "кармана" 6 установлена пластина 8 из нержавеющей стали, которая закреплена на внешнюю трубу с помощью зажимов 8^a. Пластина выполняет роль поглотителя электронов рассеяния и следовательно, "теплозащиты кармана". Кроме того, за счет перетекания воздуха из "кармана " в магистраль 13 обдува контейнера нагрев контейнера был уменьшен, для чего на торце "кармана" были сделаны прорези 5. Это, конечно, привело к потерям рабочего воздуха и потребовало практически постоянной работы компрессора.

Опыт эксплуатации данного устройства показывает, что при применении вышеописанных способов отвода тепла нагрев пластмассовых контейнеров и образцов в них не превышает 50^{0}С, что существенно расширяет возможности бетатрона по облучению образцов разного вида, вплоть до биологических, жидких и т.п.

Данное устройство соединено с пневмопочтой типа *К5-2А*, который позволяет автоматизировать процесс облучения и доставки образцов (время доставки образцов до поста облучения равна 4*с*, длина пути составляет 40 *м*.).

§ 2.1.2. Угловое распредление тормозного излучения из тонких мишеней

Для проведения прецизионного измерения выходов фотоядерных реакций необходимы точные данные по угловому распределению интенсивности тормозного излучения в области поста облучения исследуемых мишеней. Эти данные позволяют проводить равномерное облучение исследуемых мишеней с потоками гамма излучения. Для этой цели нами проводились эксперименты в двух этапах: первое для внешного облучения мишени и второй для внутрикамерного облучения. В зависимости от решаемой задачи эксперименты проводились внутри и снаружи камеры бетатрона.

На первом этапе эксперимента определено положение пучка тормозного излучения внутри камеры бетатрона. Для этой цели использовали метод наведенной активности. Медная фольга в виде диска диаметром 25 мм помещался на то место, где должна располагаться кассета пневмотранспортного устройства. После окончания облучения актированная фольга разрезалась на три десятки одинаковых частей, наведенная активность радионуклида ^{64}Cu (E_{γ}=511кэВ, $T_{1/2}$=12,7 час), образующая по реакции $^{65}Cu(\gamma,n)$ ^{64}Cu, измерялась с помощью полупроводникового Ge(Li)–детектора. Примерное местоположение центра пучка на этом диске устанавливалось после нормировок по получаемым результатам.

Кроме того, был облучен кристалл KBr в виде диска. Голубое свечение которого служит индикатором месторасположения пучка.

На рис 2.4 приведены распределения интенсивности тормозного излучения внутри камерного облучения образцов. Для определения зависимости интенсивности излучения от расстояния внутри пластмассовой кассеты помешена медная фольга (вдоль кассеты). Расстояние от вольфрамовой мишени (толщина мишени 2 мм) до поста облучения (до кассеты) 12 см. Измерена активность медной фольги по радионуклиду ^{64}Cu. Полученные результаты приведены на рис. 2.4.

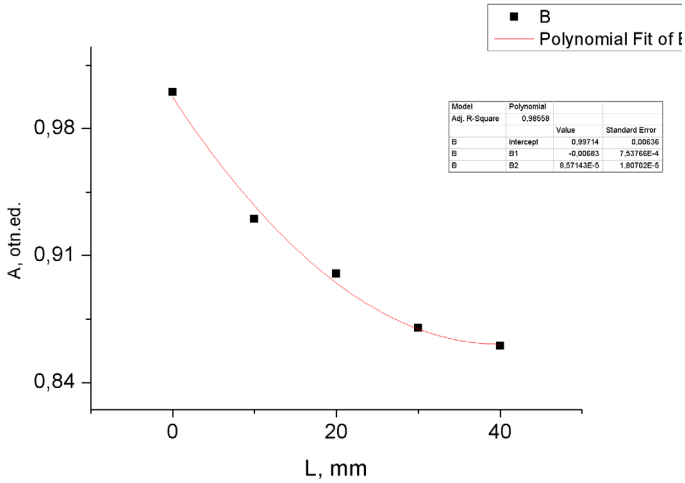


Рис. 2.4. Распределения интенсивности тормозного излучения внутри камерного облучения образцов (вдоль кассеты с образцам). Расстояния от мишени до кассеты 12 см

Эксперименты для наружного облучения проводились для расстояния 2,2 м и 3,3 м от тормозной мишени. На этих расстояниях находилось приспособление для измерения углового распределения тормозного излучения. Проводились эксперименты на горизонтальных и вертикальных плоскостях. В качестве индикаторов использовали медные диски массой 2,5-3 г. Для точной установки устройства против тормозной мишени использовались лазерные лучи, которые позволяют соединить мишени и устройства в одной линии. Угловое распределение тормозного излучения сильноточного бетатрона СБ-50 на расстояния 2,2 м от тормозной мишени приведено на рис. 2.5, а на рис. 2.6 приведено угловое распределение

тормозного излучения сильноточного бетатрона СБ-50 на расстояния 3,3 м от тормозной мишени.

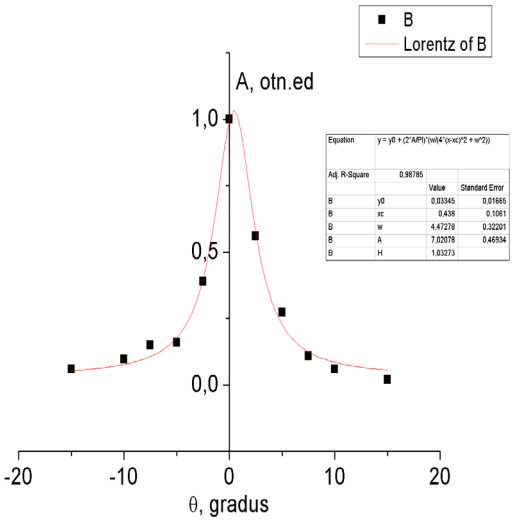


Рис. 2.5. Угловое распределение тормозного излучения сильноточного бетатрона СБ-50 на расстоянии 2,2 м от тормозной мишени

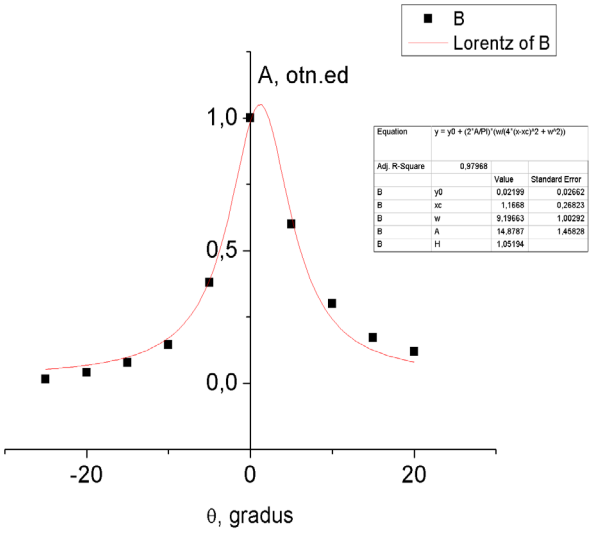


Рис. 2.6. Угловое распределение тормозного излучения сильноточного бетатрона СБ-50 на расстояния 3,3 м от тормозной мишени

Результаты, полученные по изучению углового распределения тормозного излучения при различных энергиях гамма-квантов, позволяют проводить эксперименты с оптимальной геометрией облучения в гамма-активационном анализе, дефектоскопии. Кроме того, при исследовании

фотоядерных реакций очень важное значение имеет расположение исследуемых мишеней и мониторов. Оптимальная геометрия облучения уменьшает систематические ошибки измерений выходов реакций.

§ 2.1.3. Энергетическая калибровка бетатрона СБ-50

$E_{\gamma max}$ кинетической энергией электронов E_e в момент их торможения на мишени ускорителя определяется верхняя граница спектра тормозного излучения. В циклических ускорителях электроны движутся по круговым орбитам в ведущем магнитном поле *H(t)* с релятивистскими скоростями. Полная энергия электрона, движущегося в магнитном поле, может быть записана следующим образом [11]:

$$E_e = \sqrt{(Hr)^2 e^2 + (m_0 c^2)^2}. \qquad (2.1)$$

В интересующей нас области энергий $mc^2 << pc$ и $E_e \approx eH_r$. Если H выразить в эрстедах, а радиус кривизны траектории электронов r в сантиметрах, то получаем соотношение [58]

$$E_e \approx 300Hr. \qquad (2.2)$$

Установлено, что в процессе ускорения частицы испытывают радиально-фазовые колебания, амплитуда которых затухает по мере увеличения энергии частиц. По этой причине, траектории электронов в бетатроне несколько отличаются от идеальной окружности. Наличие колебаний приводит, в конечном счете, к размазыванию электронного пучка по энергиям. Соответственно, имеет место размытие верхней границы энергии $E_{\gamma max}$ спектра тормозного излучения. В случае бетатрона *СБ-50* это размытие не велико и составляет около 0,3 % от максимальной энергии. Вследствие незначительности, размытием в принципе можно пренебречь, когда условия экспериментов не требуют прецизионных измерений.

Существуют два основных метода измерения энергии электронов в бетатроне: с помощью отклоняющих магнитных полей и по порогам калибровочных фотоядерных реакций. Первый метод более ранний и является гораздо менее точным. Второй метод основан на относительных измерениях и позволяет получить гораздо лучшую точность в пределах ~0,1%. Процедура калибровки по данной методике описана в работах [59, 60].

Конечная энергия ускоренных электронов E_e (или $E_{\gamma max}$) однозначно определяется величиной опорного напряжения V:

$$E_{\gamma ma[} = E_e - mc^2 = f(V). \qquad (2.3)$$

Энергетическая калибровка ускорителя сводится к определению количественной зависимости $E_{\gamma max}$ от V и является важной задачей при подготовке к физическим исследованиям. Соотношение между $E_{\gamma max}$ и V зависит от конструктивных особенностей ускорителя. Если ускоритель работает в импульсном режиме с малой длительностью (≤1 мкс), то в смещающую обмотку подаются мощные импульсы тока, вызывающие быстрое изменение радиуса равновесной орбиты. В данном случае, импульс ускоренных электронов возникает практически сразу после появления импульса со схемы сравнения и зависимость $E_{\gamma max} = f(V)$ будет представлять собой линейную функцию, которую можно определить по известным значениям энергетических порогов калибровочных фотоядерных реакций.

В наших экспериментах калибровка бетатрона осуществлялась по анализу порогов и изломов в энергетической зависимости выходов фотонейтронных реакций на *C, O*, *Al*, *S, Cu* и *J*. Энергетические реперы для калибровки шкалы энергии брались из работ [61,62].

В табл. 2.1. приведены пороговые значения и спектроскопические характеристики ядер-продуктов фотонейтронных реакций, использованных для калибровки сильноточного бетатрона СБ–50 по энергии. Из измерения

наведенной гамма-активности мишеней определялись выходы реакций. Время облучения, паузы и измерения определялись исходя из периодов полураспада радионуклидов, образующихся в реакциях. Интенсивности фотопиков нормировались к массе *m* мишеней и дозе *P* облучения. В случае реакции $^{65}Cu(\gamma,n)^{64}Cu$ вводилась поправка на долгоживущую активность, а в случае реакции $^{16}O(\gamma,n)^{15}O$ поправка на просчеты регистрирующей аппаратуры вследствие высокой активности мишени. Для контроля за возможным дрейфом шкалы энергий бетатрона, периодически проводилось облучение и анализ спектра ^{15}O в районе излома кривой $E_{\gamma max}$=17,15 *МэВ* [59] (слева и справа от излома). Значения $E_{\gamma i}$ и соответствующее ему значение опорного напряжения V_i вычисляли методом МНК и вводили поправку в ранее рассчитанную шкалу энергий. Результаты энергетической калибровки бетатрона показаны на рис.2.7.

Таблица 2.1

Пороговые значения и спектроскопические характеристики ядер-продуктов фотонейтронных реакций, использованных для калибровки сильноточного бетатрона СБ=50

Реакция	$E_{пор}$, *МэВ*	Ядро-продукт	$T_{1/2}$	E_γ, *кэВ*	I_γ, *%*
$^{63}Cu(\gamma,n)$	10,8540±0,005	^{62}Cu	9,73 мин	511	196
$^{27}Al(\gamma,n)$	13,0567±0,0026	^{26m}Al	6,37 с	511	200
$^{16}O(\gamma,n)$	15,6679±0,0012	^{15}O	2,05 мин	511	199,79
$^{12}C(\gamma,n)$	18,7197±0,0011	^{11}C	20,38 мин	511	199,52
$^{32}S(\gamma,np)$	21,178±0,001	^{30}P	2,5 мин	511	200
$^{127}J(\gamma,3n)$	25,834±0,002	^{124}J	4,17 сут	602,71 722,78	62 10,2
$^{12}C(\gamma,2n)$	31,82±0,03	^{10}C	19,48 с	511 718,32	200 100
$^{127}J(\gamma,4n)$	33,270±0,003	^{123}J	13,3 ч	159,10	83

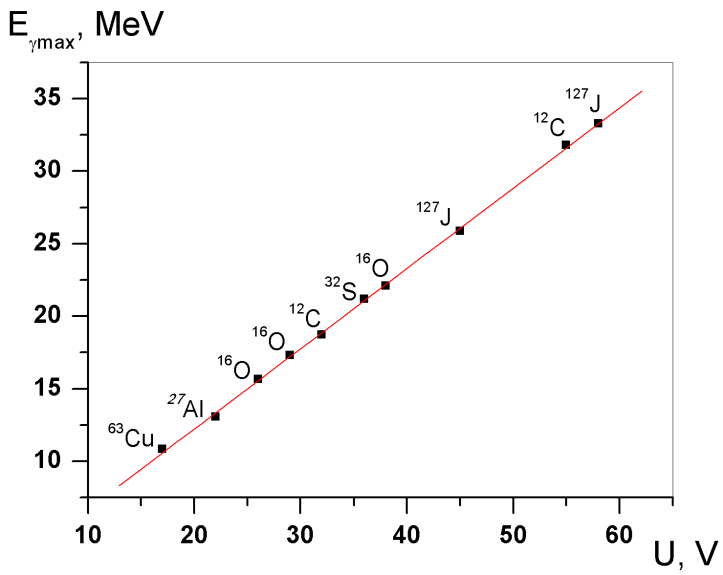


Рис. 2.7. Калибровочная зависимость $E_{\gamma max} = f(V)$

§ 2.2. Нейтронный генератор НГ-150

В настоящей работе в качестве источников быстрых нейтронов использовался нейтронный генератор НГ-150 ИЯФ АН РУз. Данное устройство позволяет проводить эксперименты по измерению выходов ядерных реакций под действием быстрых нейтронов энергий, реакции которых удовлетворяет условие Q≤14 МэВ.

В нейтронных генераторах обычно используются реакции $t(d,n)^4He$ и $d(d,n)^3He$, максимумы сечений которых находятся в области энергий 0,1-2 МэВ [63]. Это позволяет использовать небольшие ускорители, например, каскадные генераторы. Энергия дейтронов 130 кэВ в с.ц.и., при которой достигается максимум сечения реакции $d(t,^4He)n$ соответствует энергии в л.с. ~220 кэВ. Энергия ускоренных частиц в таких нейтронных генераторах обычно 100-300 кэВ, как правило, ускоряются дейтроны [63].

На рисунке 2.8 приведен нейтронный генератор НГ-150 ИЯФ АН РУз (разработки НИИЭФА, г. Санкт-Петербург), представляющий собой ускоритель типа Кокрофта-Уолтона, в котором при взаимодействии ускоренных до 150 кэВ ионов дейтерия с твёрдой тритиевой мишенью ($TiT_{1.5}$-

1.8) диаметром 45 мм генерируются нейтроны с энергией ~14 МэВ и выходом более 10^{10} н/с в 4π при монохроматичности не хуже 100 кэВ FWHM (по реакции $T(d,n)^4He$). По реакции $D(d,n)^3He$ при замене тритиевой мишени на дейтериевую генерируются нейтроны с энергией около 2.5 МэВ с выходом нейтронов примерно на два порядка ниже, чем в первой реакции [64].

Нейтронный генератор НГ-150 – установка, позволяющая проводить широкий круг научных исследований в области ядерной, радиационной физики и элементного анализа с использованием потоков быстрых нейтронов. НГ-150 реализует потоки быстрых нейтронов с энергиями ~ 2.4 и 14 МэВ из реакций $D+d \longrightarrow {}^3He+n$ или $T+d \longrightarrow \alpha+n$ при использовании дейтериевых и тритиевых мишеней. При этом потоки нейтронов составляют соответственно ~ 10^8 и 10^{10} н/сек [64].

Рис. 2.8. Нейтронный генератор НГ-150 ИЯФ АН РУз

Основные технические данные НГ-150:

Максимальный поток нейтронов – $2\cdot10^{10}$ н/сек.

Номинальная энергия ускоренных ионов –150 кэВ.

Пределы регулировки энергии ионов – 50-150 кэВ.

Ток пучка ионов на мишени – до 3 мА.

Диаметр пучка на мишени в номинальном режиме –10-30 мм.

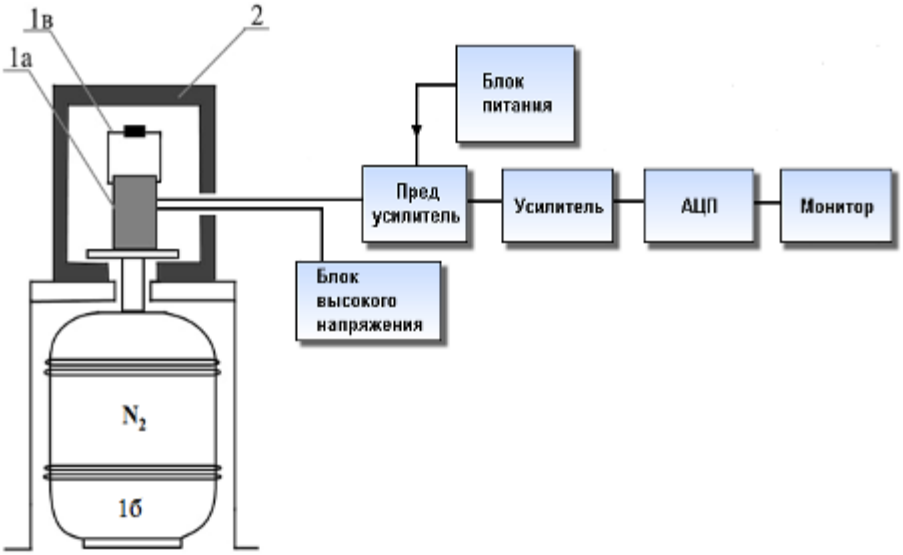
Режим работы непрерывный.

§ 2.3. Измерительная установка

§ 2.3.1. Гамма-спектрометр

Для измерения наведенной активности образцов использовали различные типы полупроводниковых детекторов и сцинтилляционные детекторы. Гамма-спектры регистрировали многоканальным анализатором.

Эксперименты по определению изомерных отношений выходов фотоядерных реакций проводили на пучке тормозного гамма излучения сильноточного бетатрона с использованием полупроводникового детектора типа ДГДК с Ge(Li)-детектором объемом 63 *см*^{3} и разрешением ~3,5 кэВ для гамма-линии E_γ =1332 кэВ (^{60}Co). Также использованы сцинтилляционные детекторы типа с кристаллами NaI(Tl) диаметром 63х63 мм. Энергетические разрешения для 661 кэВ составляет ~ 7,5 %. Гамма спектры регистрировались 4096-канальным анализатором типа LP-4900 (NOKIA). С помощью гамма источников из набора ОСГИ (образцовые спектрометрические гамма источники) осуществлялась калибровка спектрометра по энергии. Обработка гамма спектров проводилась на ЭВМ, встроенной в анализатор по программе PROBA [65]. Кроме того, данный анализатор был подключен к компьютеру. Обработанную информацию можно выводить на печать. Было отмечено, что для обработки спектрометрической информации использовалась программа PROBA. Программа PROBA предназначена для встроенный в анализатор микро-ЭВМ типа LP-4900, которая осуществляет автоматический поиск пиков в спектре, накопленном в памяти данных, проведении линии фона в виде ступеньки под найденным пиком или группой недостаточно разрешенных пиков, вычитание фона и вычисление основных параметров пика: его площади и статистической погрешности, ширины на половине высоты, положения на шкале каналов и энергий. На рис. 2.9. приведена структурная схема данного гамма-спектрометра, а на рис.2.10 показан общий вид гамма-спектрометрического комплекса ИЯФ АН РУз.



1а - германиевый детектор типа ДГДК или HPGe; 1б - сосуд Дьюара с жидким азотом; 1в – приспособление для дистанционной установки образцов; 2 - свинцовая защита.

Рис. 2.9. Блок-схема гамма-спектрометра

Рис.2.10. Общий вид гамма-спектрометрического комплекса ИЯФ АН РУз

При исследовании реакций типа (n,2n) на нейтронном генераторе наведенная активность мишеней измерялась на гамма-спектрометре фирмы Canberra (рис. 2.9), состоящем из германиевого детектора HPGe (с относительной эффективностью - 15 %, разрешением для линии ^{60}Co 1332 кэВ- 1,8 кэВ), цифрового анализатора DSA 1000 и персонального компьютера с программным пакетом Genie 2000 для набора и обработки гамма-спектров. Программный комплекс Genie-2000 представляет собой набор

инструментальных средств для набора и обработки спектров с многоканальным анализатором, предназначенный для работы в среде WINDOWS-XP.

Калибровку гамма-спектрометра по энергии проводили с помощью стандартного набора источников ОСГИ. Измерения выполняли в стандартной геометрии, в которой градуировали детектор по эффективности.

§ 2.3.2. Эффективность гамма-спектрометра

В ядерно-физических экспериментах – как в области ядерной спектроскопии, так и при исследованиях механизмов взаимодействия нейтронов и высокоэнергетических гамма-квантов с атомными ядрами широкое распространение получили полупроводниковые детекторы γ-квантов на основе германиевых кристаллов. В настоящее время применяется германиевые детекторы в двух типах, такие как: 1) легированные литием (Ge(Li)-детекторы) и 2) изготовленные из сверхчистого германия (HPGe-детекторы), которые значительно превосходят по энергетическому разрешению ранее применявшиеся сцинтилляционных детекторов. В последнее время в основном используются гамма-спектрометры, состоящие из германиевого детектора HPGe.

Для более точного определения изомерных отношений выходов и сечений ядерных реакций очень важное значение имеет точные данные об эффективности гамма-спектрометра. В настоящей работе для определения эффективности полупроводникового детектора из сверхчистого германия (HPGe-детектор фирмы «Canberra») использовались радиоактивные источники набора ОСГИ – ^{22}Na, ^{57}Co, ^{60}Co, ^{88}Y, ^{137}Cs, ^{133}Ba, ^{152}Eu, ^{241}Am, ^{228}Th. Измерения проводились на расстояниях 0 см, 2 см и 5 см от источника до кристалла детектора. Под эффективностью здесь понимаем отношение числа зарегистрированных импульсов в фотопиках к общему числу квантов, испущенных в телесный угол 4π. Для выбранных условий измерения

(телесного угла и фильтра поглощения) рассчитывалось значение абсолютной эффективности детектора ε по формуле:

$$\varepsilon_{abs} = \frac{N}{At_c p} = \frac{S}{t_c I \exp(-\lambda t)} \qquad (2.4)$$

где $N_{рег}$ - число зарегистрированных гамма-квантов соответствующей гамма-линии или S - площадь пика данной энергии, A - активность источника на момент начала измерения, t_c – время измерения источника, p – коэффициент ветвления наблюдаемого γ-перехода, I – число моноэнергетических частиц данной энергии, испускаемых источником в угол 4π за 1 c; $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$ - вероятность радиоактивного распада, сут$^{-1}$; t – время, прошедшее от момента аттестации до момента измерения, сут.

Обработаны γ-спектры с использованием программного обеспечения Genie-2000. После обработки были получены данные об интенсивностях гамма-линий при соответствующих энергиях, построены графики зависимости эффективности регистрации детектора от энергии регистрируемых γ-квантов для каждого из расстояний между источником и детектором. Получены абсолютные и относительные эффективности гамма-спектрометра. Эффективность регистрации детектора определена с помощью методики, которая подробно изложена в работах [66, 67].

В некоторых задачах эффективность спектрометра исследуют с помощью относительных интенсивностей гамма-линий ряда нуклидов. Относительную эффективность спектрометра рассчитывают по формуле:

$$\varepsilon = S \backslash I, \qquad (2.5)$$

где S - площадь пика данной энергии;

I - интенсивность гамма-линии.

В данном случае относительная эффективность спектрометра определялась с помощью радионуклидов – ^{152}Eu. На рис.2.11-2.13 показана зависимость $\varepsilon_{отн}$ от E_{γ}..

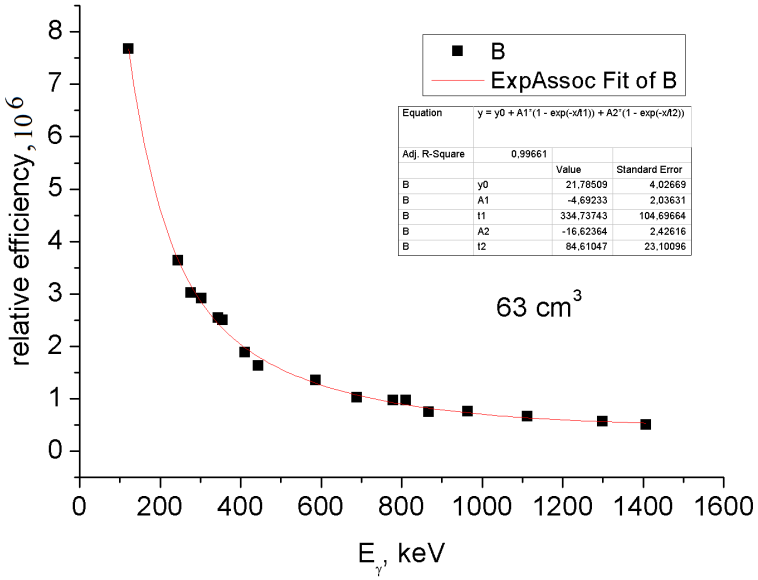


Рис. 2.11. Относительная эффективность гамма-спектрометра (Ge(Li), ОСГИ ^{152}Eu)

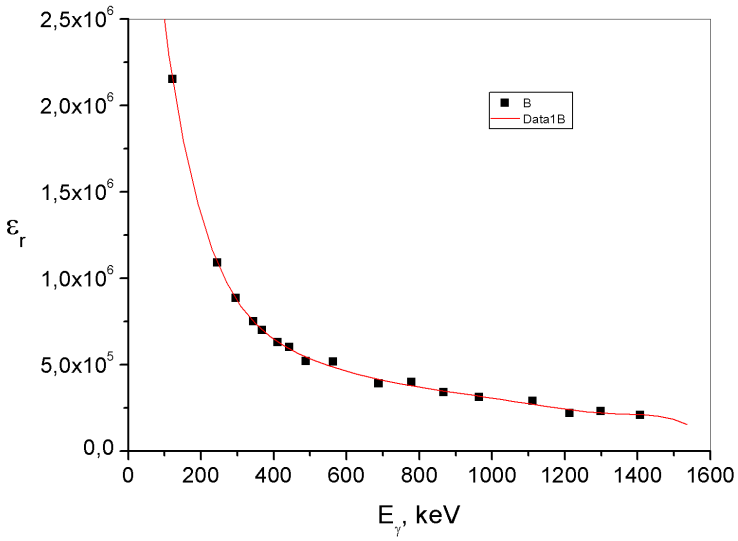


Рис. 2.12. Относительная эффективность гамма-спектрометра (HPGe, ОСГИ ^{152}Eu)

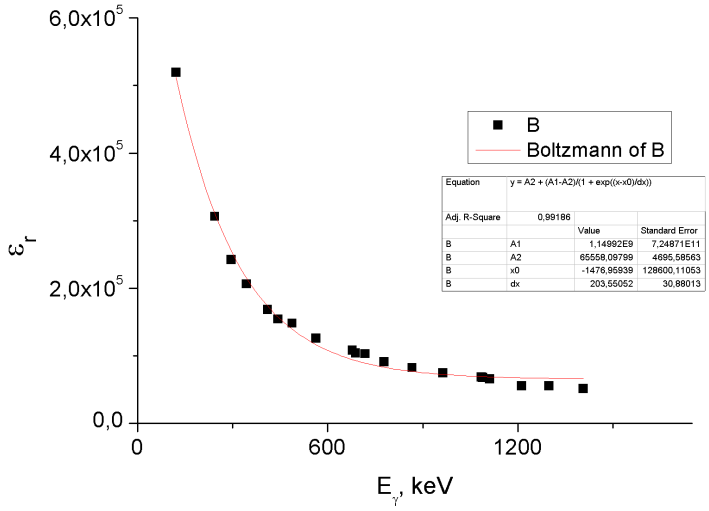


Рис.2.13. Относительная эффективность гамма-спектрометра (HPGe, ОСГИ ^{152}Eu, 4,5 см от детектора)

§ 2.4. Методика проведения эксперимента

Эксперименты проводились на тормозном пучке γ-квантов сильноточного бетатрона СБ-50 в области энергий 10-35 МэВ с шагом 1 МэВ и нейтронном пучке нейтронного генератора НГ-150 при энергии нейтронов E_n=14,1 МэВ. В качестве мишеней использовались образцы палладия, теллура, неодима, самария и др. в естественной смеси изотопов (натурального изотопного состава), которые приведены в таблице 2.2. С целью повышения плотности потока тормозного излучения падающего на образец, использовалось устройство для внутрикамерного облучения. В качестве конвертора тормозного излучения использовался диск из вольфрама толщиной 2 мм. Охлаждение конвертора осуществлялось проточной водой в замкнутом контуре.

Выходы и сечения реакций типа (γ,n), (γ,2n), (γ,p) и (n,2n) на исследуемых ядрах определялись методом наведенной активности. Он позволяет разнести во времени процесс активации и процесс измерения, что устраняет трудности, связанные с наличием сильного излучения вокруг ускорителя во время его работы. Кроме того, метод наведенной активности

(иногда это метод называется активационным методом) является основным методом измерения изомерного отношения выходов реакции. При измерении выходов реакций (γ,n) и (γ,2n) он имеет преимущество по сравнению с прямым методом измерения выходов нейтронов, в которых трудно разделить выходы различных фотонейтронных реакций. Также метод наведенной активности допускает возможность изучения реакций для мишеней, состоящих из естественной смеси изотопов.

Метод наведенной активности основан на регистрации наведенной радиоактивности конечного ядра, который образуется в результате ядерных реакций. Для регистрации гамма-излучений используется гамма-спектрометр с полупроводниковыми детекторами типа Ge(Li) и HPGe. В дальнейшем идет процессе качественной и количественной обработки гамма-спектров, т.е. идентификаций и определений площади фотопиков.

Необходимо отметить, что метод наведенной активности можно применить только для тех ядер, который в результате ядерных реакций конечное ядро образуется радиоактивным. В случае, когда конечное стабильное измерение проводится отдельно в виде измерений сечения.

При определении относительных выходов фотоядерных реакций, в качестве мониторной использовалась реакция $^{65}Cu(\gamma,n)^{64}Cu$ [68]. Образцы исследуемых изотопов облучались вместе с медными мониторами. С целью исключения систематических ошибок в выходах мониторной реакции $^{65}Cu(\gamma,n)^{64}Cu$, вызванных образованием ^{64}Cu в реакции $^{63}Cu(n,\gamma)^{64}Cu$ фоновыми нейтронами, фольги-мониторы упаковывались в кадмиевые экраны толщиной 1 *мм*. Совместное облучение исследуемого образца и монитора позволяет исключить влияние всевозможных нестабильностей пучка тормозного излучения на измеренные значения отношений выходов реакций образца и монитора. Погрешности в измеренных значениях выходов реакции при этом будут определяться стабильностью спектрометрической аппаратуры и статистическим разбросом данных.

Образцы облучались в виде стандартных таблеток диаметром 15 мм и массой 0,5-2 г. Для приготовления таблеток использовались химически чистые вещества. Характеристики мишеней (химический состав и обогащение исследуемым изотопов) приведены в табл. 2.2. Здесь Ѳ - распространённость изотопов в природе.

Исследуемые образцы из химических элементов в металлическом виде или виде оксидов и мониторы помещали в полиэтиленовый контейнер диаметром 32 мм и высотой 50 мм как виде «сэндвич». Контейнер с образцами отправили на пост облучения, расположенную на расстоянии 12 см от вольфрамового конвертора (мишени). Процедура облучения и транспортировки образцов полностью автоматизирована с помощью пневмотранспортного устройства *К5-3А* [48]. Время доставки образцов до поста облучения составляло 4 *с*. На рис.2.14 показана геометрия облучения мишеней на бетатроне На рис. 2.15 показана схема облучения образцов на тормозном пучке бетатрона.

Таблица 2.2

Характеристики ядер-мишеней

Изотоп	**Состав**	**Ѳ, %**	**Изотоп**	**Состав**	**Ѳ, %**
^{45}Sc	металл. фольга	100	^{113}In	металл.фольга	4,23
^{59}Co	Co_2O_3	100	^{115}In	металл.фольга	95,77
^{65}Cu	металл. фольга	30,9	^{121}Sb	металл.фольга	57,25
^{76}Ge	GeO_2	7,67	^{130}Te	TeO_3	34,49
^{74}Se	порошкообразно	0,87	^{134}Ba	BaO	2,42
^{82}Se	порошкообразно	9,19	^{136}Ba	BaO	7,81
^{85}Rb	Rb_2SO_4	72,15	^{138}Ba	BaO	71,66
^{87}Rb	Rb_2SO_4	27,85	^{138}Ce	CeO_2	0,25
^{89}Y	Y_2O_3	100	^{142}Nd	Nd_2O_3	27,13
^{110}Pd	металл.фольга	11,8	^{144}Sm	Sm_2O_3	3,16
^{116}Cd	CdO	7,58	^{140}Ce	CeO_2	88,48

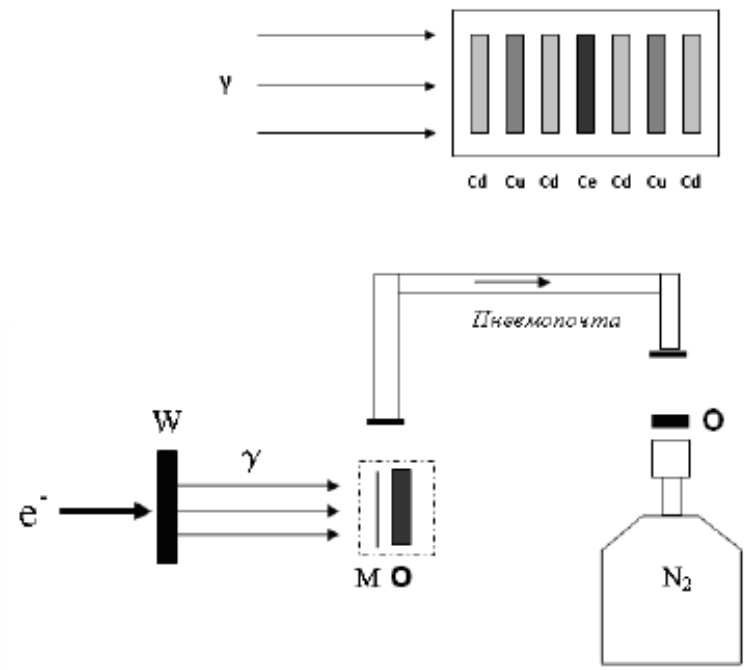


Рис. 2.14. Геометрия облучения и измерений образцов

Мониторирование потока нейтронов на нейтронном генераторе НГ-150 осуществлялось с помощью фольги из меди и алюминия натурального изотопного состава, которые облучались вместе с образцами. Для мониторной реакции использовались ^{64}Cu(n,2n) и ^{27}Al(n,α), сечения и выходы которых хорошо изучены. Сечения реакций ^{27}Al(n, α)^{24}Na ($T_{1/2}$=15 ч, E_{γ}=1368 кэВ) равны σ_m = 120.3± 1.2 мбн при E_n =14.19МэВ [69]. При определении сечений реакций учитывались статистическая погрешность счетов в фотопике измеряемой γ-линии, ошибка определения сечения мониторной реакции и эффективность регистрации γ-излучения.

На рис.2.15 показана геометрия облучения образцов на нейтронном генераторе НГ-150. Образец (или мишень) и монитор упакованы в одном месте и расположены как показано на рис.2.15. При определении времени облучения, паузы и измерений учтена периода полураспада и сечений активаций изучаемых радиоизотопов.

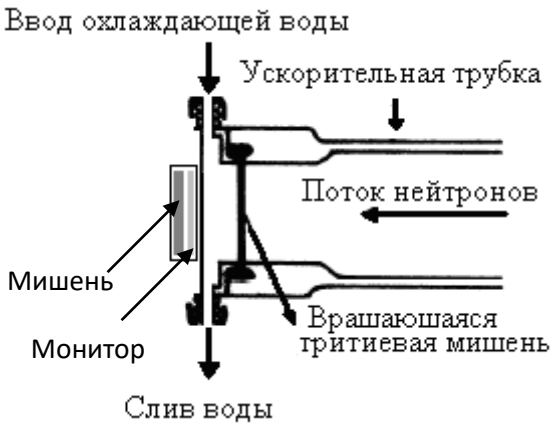


Рис. 2.15. Схема облучения мишеней на нейтронном генераторе типа НГ-150

Наведенную активность облученных образцов определяли с помощью полупроводникового γ-спектрометра с Ge(Li) и HPGe детекторами. Некоторые измерения проводили с помощью сцинтилляционного детектора типа NaJ(Tl). Для защиты от внешнего радиационного фона детекторы были помещены в защитные свинцовые домики с толщиной стенок 50 *мм*. Измерение гамма-спектров проводили в фиксированной геометрии, для которой была выполнена градуировка детектора по эффективности.

§ 2.5. Программные пакеты для моделирования ядерных реакций

TALYS – это пакет программного обеспечения с открытым исходным кодом (лицензия GPL) для моделирования ядерных реакций. TALYS был разработан в NRG Петтен, Нидерланды; CEA-Брюйер-ле-Шатель, Франция; Университет Брюсселя, Бельгия, Международное агентство по атомной энергии (МАГАТЭ), Вена. TALYS обеспечит точное и полное моделирование ядерных реакций в диапазоне энергий от 1 кэВ до 200 МэВ с помощью оптимального сочетания надежных ядерных моделей, гибкости и удобства использования. TALYS можно использовать для анализа основных научных экспериментов или для получения ядерных данных для приложений. Как и большинство научных проектов, TALYS постоянно находится в стадии разработки.

Программный пакет работает в операционной системе Linux. В Linux используют команду 'tar xvf talys.tar', чтобы разархивировать пакет TALYS. Полный пакет TALYS находится в каталоге talys/ и содержит следующие каталоги и файлы:

- README описывает содержимое пакета и все детали установки;
- talys.setup - это скрипт, который заботится об установке;
- источник/содержит исходный код TALYS;
- структура/содержит базу данных ядерной структуры;
- doc/ содержит документацию;
- Samples/ содержит входные и выходные файлы типовых случаев.

TALYS – это система компьютерного кода для анализа и прогнозирования ядерных реакций, основной целью создания которой является моделирование ядерных реакций с участием нейтронов, фотонов, протонов, дейтронов, тритонов, ^{3}He- и альфа-частиц в диапазоне энергий 1 кэВ-200 МэВ.

Есть две основные фукции TALYS, которые тесно связаны между собой. Во-первых, это инструмент ядерной физики, который следует использовать для анализа экспериментов с ядерными реакциями. Взаимодействие между экспериментом и теорией дает нам представление о фундаментальном взаимодействии между частицами и ядрами, а точные измерения позволяют нам ограничивать наши модели. В свою очередь, когда предполагается, что полученные ядерные модели обладают достаточной предсказательной силой, они могут указывать на надежность измерений. Примеров, приводимые в работах [70-74], подтверждают, что этот программный проект был бы невозможен без существующей (и будущей) экспериментальной базы данных.

После функции расчетов по ядерной физике подключается вторая функция TALYS, а именно инструмент ядерных данных: либо в режиме по умолчанию, когда нет доступных измерений, либо после точной настройки

регулируемых параметров различных моделей реакций. Используя имеющиеся экспериментальные данные, TALYS может генерировать ядерные данные для всех открытых каналов реакции в заданной пользователем сетке энергий и углов за пределами области резонанса. Библиотеки ядерных данных, созданные на основе этих расчетных и экспериментальных результатов, содержат важную информацию для существующих и новых ядерных технологий. Важными приложениями, которые прямо или косвенно зависят от данных, генерируемых кодами моделирования ядерных реакций, такими как TALYS, являются: традиционные и инновационные ядерные энергетические реакторы (GEN-IV), трансмутация радиоактивных отходов, термоядерные реакторы, ускорители, национальная безопасность, производство медицинских изотопов, лучевая терапия, одиночные сбои в микропроцессорах, каротаж нефтяных скважин, геофизика и астрофизика.

С помощью программного пакета можно рассчитать следующие данные:

- полные и упругие сечения реакций;
- неупругие сечения на дискретное состояние;
- упругие и неупругие угловые распределения;
- парциальные каналы реакции ((n, 2n), (n, np) и т.д.);
- парциальные двойные дифференциальные спектры;
- парциальные сечения образования изомерных состояний;
- сечения образования дискретного и непрерывного гамма-излучения;
- общие сечения образования частиц, например, (n, xn);
- одно- и двухдифференциальные спектры частиц;
- сечения остаточной продукции (+ изомеры);
- таблицы плотности уровней;
- скорости астрофизических реакций;
- сечения и выходы деления.

Прошло много лет с момента создания данного пакета программ. Первой версией программы является TALYS-1.0 [75], которая до сих пор используется при моделирование ядерных реакций. В настоящее время появилась новая версия - TALYS-1.96: (release date: December 30, 2021).

Выводы по второй главе

1. Создана новая конструкция внутрикамерного устройства для облучения массивных мишеней, позволяющая увеличить выход радионуклидов. Данное устройство можно применить в различных типах ускорителей заряженных частиц, предназначенных для получения в том числе и медицинских радионуклидов.

2. Разработана методика определения углового распределения тормозного гамма-излучения при различной энергии максимального излучения. Получены экспериментальные данные об угловом распределении тормозного гамма-излучения при различной геометрии облучений (зависимость интенсивности излучений от расстояний). Изучены расходимости тормозного пучка в зависимости от расстояния и конвертора вольфрама.

3. Впервые методом наведенной активности, с использованием фотонейтронной реакции с вылетом двух и более фотонейтронов проведена калибровка бетатрона СБ-50 по энергии в области 10-40 МэВ.

4. Приведены основные характеристики и возможности нейтронного генератора типа НГ-150 ИЯФ АН РУз, который служил источником быстрых нейтронов. Данное устройство позволяет проводить эксперименты по измерению выходов ядерных реакций под действием быстрых нейтронов, энергии, реакции которых удовлетворит условие $Q \leq 14$ МэВ.

5. Приведены данные о программном пакете TALYS, возможность и область применения которого использовались в данной работе. Данный программный пакет используется для анализа и прогнозирования ядерных

реакций. С помощью этого пакета программ можно выполнять работы по моделированию ядерных реакций с участием нейтронов, фотонов, протонов, дейтронов, тритонов, ^{3}He- и альфа-частиц в диапазоне энергий 1 кэВ - 200 МэВ.

6. Изучена зависимость абсолютной и относительной эффективности γ-спектрометра с полупроводниковыми детекторами типа Ge(Li) и HPGe от энергии γ-квантов для различных геометрий измерения.

Необходимо отметить, что для проведения исследований возбуждения изомерных состояний атомного ядра при различных энергиях возбуждений на высоком уровне имеются следующие проверенные методы, такие как метод наведенной активности, метод мониторов для измерения сечений реакций, установки и γ-спектрометры, отвечающие современному уровню экспериментальной техники. Также имеются необходимые мишени в естественном изотопном составе высокой чистоты и обогащённые мишени (моноизотопы) для получения прецизионных экспериментальных данных о выходах и сечениях фотоядерных реакций и реакций с быстрыми нейтронами.

ГЛАВА III. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАКЦИЯХ (γ,n) И (n,2n) НА ЯДРАХ С 45≤A≤87 В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 10-35 МэВ

В главе I было отмечено, что в последнее время вновь возрос интерес к исследованиям относительной вероятности возбуждения изомерных состояний конечного ядра в фотоядерных реакциях, которая определяется как изомерное отношение выходов Y_m/Y_g или сечений σ_m/σ_g реакций [18]. Исследование изомерных отношений позволяет получить информацию о механизме реакции, в частности, о моменте инерции ядра, о спиновой зависимости плотности уровней и о характере переходов между высоковозбужденными ядерными состояниями [17]. Данные об изомерных отношениях выходов фотоядерных реакций необходимы для пополнения ядерных данных в этой области и для оптимизации экспериментов при проведении аналитических исследований методами гамма- и нейтронно-активационного анализа [26].

В данной главе приведены результаты исследования возбуждения изомерных состояний в реакциях (γ,n) и (n,2n) на ядрах с 45≤A≤87 в области энергий 10-35 МэВ, относительной вероятности возбуждения (изомерные отношения выходов и сечений реакций) изомерных состояний. В этой области массового числа наблюдается изменение формы ядра. Результаты исследований, приведенные в этой главе, отражены в работах [4, 6, 7, 12, 16, 17, 20, 23, 24, 27, 29, 30, 31,32], список которых приведены во введении.

§ 3.1. Возбуждение изомерных состояний в реакциях (γ, n) и (n,2n) на ядре ^{45}Sc

Изомерные отношения выходов и сечений фотоядерной реакции $^{45}Sc(\gamma,n)^{44m,g}Sc$ изучены, в основном, в области энергий от порога реакции до 20 МэВ [18,27]. Также проведены экспериментальные исследования изомерных отношений выходов реакции в области энергий выше 40 МэВ [76,

77]. В диапазоне энергий 20-40 МэВ такие исследования практически не проводились.

В настоящей диссертационной работе исследованы сечения возбуждения изомерных состояний $^{44m,g}Sc$ в реакции (γ,n) на ядре ^{45}Sc. Впервые получена энергетическая зависимость изомерного отношения выходов фотоядерной реакции (γ,n) в области энергий 13-35 МэВ с шагом 1 МэВ.

Эксперименты по фотоядерным реакциям проводились на тормозном γ-пучке бетатрона СБ-50 в области энергий 12–35 МэВ с шагом 1 МэВ. В качестве мишени использовались диски из химически чистого металлического скандия (в эксперименте на пучке нейтронов) и Sc_2O_3 (в экспериментах на тормозном γ-пучке бетатрона) диаметром 15 мм и массой 0,5-1 г. Время облучения мишеней в зависимости от максимальной энергии тормозного излучения составляло 0.5–1 ч.

Источником нейтронов служил нейтронный генератор типа НГ-150. Время облучения нейтронным потоком с энергией 14,1 МэВ составляло 30 мин. Мониторирование потока нейтронов осуществлялось с помощью алюминиевых пластинок из натурального изотопного состава, которые облучались вместе с мишенями.

Измерения выполняли в стандартной геометрии, в которой градуировали детектор по эффективности. Гамма-активность мишеней измерялись после 10-20 минутной паузы (время, прошедшее от окончания облучения до начала измерения) в течение 30-60 мин.

Идентификация заселения изомерного и основного уровней проводилось по γ-линиям: 271 кэВ (^{44m}Sc: $T_{1/2}$=2,44 сут, $J^{\pi}=6^{+}$) и 1157 кэВ (^{44g}Sc: $T_{1/2}$=3,92 ч, $J^{\pi}=2^{+}$). Ядерно-физические характеристики ядер-продуктов реакций (γ, n) и (n, 2n) на ядре ^{45}Sc брались из работ [1-4] и представлены в табл. 3.1, где I^{π} – спин и четность уровня, $T_{1/2}$ – период полураспада ядра, I_{γ} – нтенсивность γ-

квантов данной энергии на распад, p – коэффициент ветвления γ-перехода. Схема распада приведена на рис.3.1.

Таблица 3.1

Ядерно-физические характеристики ядер-продуктов реакций (γ, n) и (n, 2n)

Ядро-продукт	J^{π}	$T_{1/2}$	E_{γ}, keV	I_{γ} , %	p
^{44m}Sc	6^{+}	20,5 мин	216,2	32	1
^{44g}Sc	2^{-}	32,9 сут	881,6	75	-

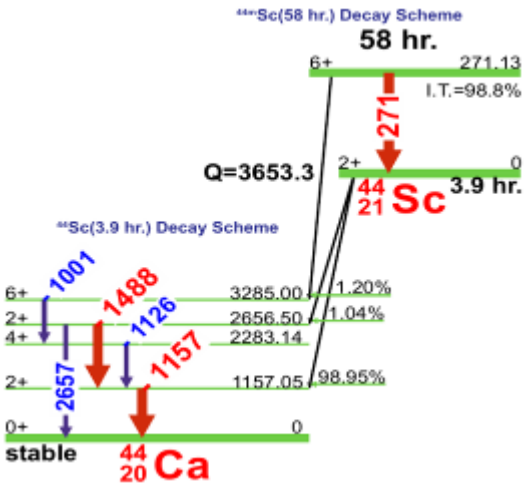


Рис.3.1. Схема распада ^{44}Sc[12]

Изомерные отношения выходов d= Y_m/Y_g определялись по формуле [78]:

$$d = \frac{Y_m}{Y_g} = \left[\frac{\lambda_g F_m(t)}{\lambda_m F_g(t)} \left(C \frac{N_g I_m \varepsilon_m}{N_m I_g \varepsilon_g} - p \frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \right) + p \frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} \right]^{-1} \qquad (3.1)$$

где $$F_{m,g}(t) = \left[1 - \exp(-\lambda_{m,g} t_o)\right] \exp(-\lambda_{m,g} t_n) \left[1 - \exp(-\lambda_{m,g} t_c)\right]$$

N_m , N_g - число зарегистрированных актов распада изомерного и основного состояний; C - коэффициент, учитывающий просчеты регистрирующей аппаратуры и положения импульсов; ε - эффективность спектрометра; I-интенсивность γ-квантов данной энергии на распад; t_0 , t_n и t_c – время облучения, паузы и измерения соответственно; λ_m , λ_g - постоянные распады изомерного и основного состояний; p - коэффициент ветвления γ-перехода.

Полученная в экспериментах энергетическая зависимость изомерных отношений $d(E_\gamma)$ выходов реакции $^{45}Sc(\gamma,n)^{44m,g}Sc$ представлена на рис. 3.2.

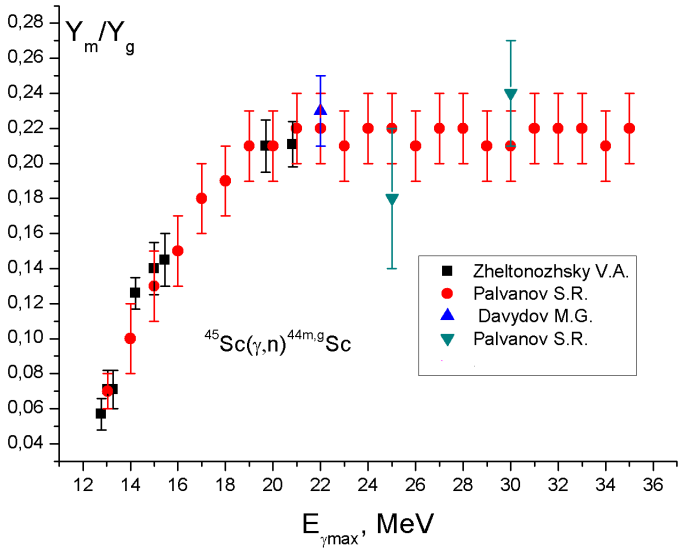


Рис. 3.2. Энергетическая зависимость изомерного отношения выходов реакции $^{45}Sc(\gamma,n)^{44m,g}Sc$

Погрешности экспериментальных значений $d(E_\gamma)$ для каждой максимальной энергии тормозного излучения $E_{\gamma max}$ обусловлены статистикой отсчетов в фотопиках и погрешностями в определении эффективности детектора. Как видно из рисунка, значение *d* возрастает от порога реакции до ~ 19 *МэВ*, что обусловлено, по-видимому, увеличением числа каскадов γ-переходов с ростом энергии возбуждения, а также увеличением моментов уносимыми квазипрямыми нейтронами. При энергиях ~ 19 *МэВ* ($E_{\gamma max} \geq E_m + \Gamma$, где E_m – положение максимума, Γ - полуширина гигантского дипольного резонанса) наблюдается насыщение зависимости $d(E_\gamma)$. Возможно, это обусловлено слабым влиянием дальнейшего увеличения плотности уровней на вероятность образования каскадов, приводящих к возникновению метастабильных состояний в области насыщения значений <d>=0,22±0,02. На этом рисунке также приведены данные из других работ.

В таблице 3.2 приведены данные об изомерных отношениях выходов реакции $^{45}Sc(\gamma,n)^{44m,g}Sc$, полученные нами ранее результаты [26], а также из работ других авторов.

Таблица 3.2

Изомерные отношений выходов фотонейтронной реакций (γ, n) на ядре ^{45}Sc

E, MeV	Y_m/Y_g	Источник	год
22	0.23±0.02	[79], M.G. Davydov	1985
50	0.20±0.02	[77], N.V. Do	2011
60	0.21±0.02	[77], N.V. Do	2011
70	0.21±0.02	[77], N.V. Do	2011
2.5*	0.25±0.03	[76], N. Van Do	2008
25	0.18±0.04	[26], S.R. Palvanov	1999
30	0.24±0.03	[26], S.R. Palvanov	1999
12.43	0.045±0.011	[27], V.A. Zheltonozhsky	2000
12.78	0.057±0,009	[27], V.A. Zheltonozhsky	2000
13.04	0.071±0,011	[27], V.A. Zheltonozhsky	2000
13.28	0.071±0.011	[27], V.A. Zheltonozhsky	2000
14.21	0.126±0.009	[27], V.A. Zheltonozhsky	2000
15	0.14 ±0.015	[27], V.A. Zheltonozhsky	2000
15.46	0.145±0.015	[27], V.A. Zheltonozhsky	2000
19.7	0.21±0.015	[27], V.A. Zheltonozhsky	2000
20.83	0.211±0.013	[27], V.A. Zheltonozhsky	2000
22	0,22±0,02	Настоящая работа	
30	0,21±0,02	Настоящая работа	

Примечание: * единицы энергий приведены в GeV

Как видно на рис.3.2 и в таблице 3.2 приведенные данные разных работ в пределах погрешностей измерения согласуются. Результаты, полученные при высоких энергиях, показывают, что значение изомерных отношений выходов реакции в пределах экспериментальных ошибок не изменяется.

Абсолютные значения сечений возбуждения изомерного состояния получены по экспериментальным изомерным отношениям выходов реакции и полным сечением фотонейтронной реакции $\sigma_п$ [15]. Расчеты сечения $\sigma(E_\gamma)$ из кривых выхода осуществлялись методом Пенфольда-Лисса [19, 80]. Такой метод расчета изомерных отношений приведен в работе [27].

Расчет спектра тормозного излучения. Спектр фотонов тормозного излучения для тонкой мишени, толщина которой существенно меньше

радиационной длины пробега фотонов с энергией E_γ в данном материале, такой расчет выполнен в работе Шиффа [81]. Тормозную мишень на ускорителях типа бетатрон по механизму образования тормозного излучения гамма-квантов можно считать тонкой мишенью. Поэтому, для расчета тормозного спектра излучений для данного случая можно применить спектр Шиффа. Формула для сечения излучения фотона с энергией E_γ при малых углах его вылета имеет вид [82,58]:

$$d\sigma(E_\gamma) = \frac{2Z^2}{137}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{dE_\gamma}{E_\gamma}\left\{\left[1+\left(\frac{E}{E_0}\right)^2 - \frac{2E}{3E_0}\right]\cdot A + \frac{E}{E_0}B\right. , \qquad (3.2)$$

где $A = \ln M(0) + 1 - \frac{1}{b}arctgb$, $B = \frac{2}{b^2}\ln\left(1+b^2\right) + \frac{4\left(2-b^2\right)}{3b^3}arctgb - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9}$,

$b = \frac{2E_0 E Z^{1/3}}{c\mu E_\gamma}$; $\mu = mc^2$; $\frac{1}{M(0)} = \left(\frac{\mu E_\gamma}{2E_0 E}\right)^2 + \left(\frac{Z^{1/3}}{c}\right)^2$; $c = \frac{183}{e^{1/2}} = 111$.

Здесь E_0 – энергия электрона до взаимодействия с тормозной мишенью.

Удельное число фотонов в интервале энергий $[E_\gamma, E_\gamma + dE_\gamma]$, образующихся на один электрон в 1 *грамм·см*$^{-1}$ мишени (*Z,A*) равно

$$n\left(E_\gamma, E_0\right) = \frac{N_A}{A}\sigma\left(E_\gamma, E_0\right), \qquad (3.3)$$

где N_A - число Авогадро, $\sigma(E_\gamma,E_0)$ – сечение тормозного излучения по формуле (3.2).

Тогда $$n\left(E_\gamma, E_0\right) = 32\cdot\frac{N_A}{A}\frac{Z^2 r_e^2 c}{E_\gamma}\Phi\left(Z, E_\gamma, E_0\right), \qquad (3.4)$$

Или $$n\left(E_\gamma, E_0\right) = 111\cdot 84\frac{Z^2}{A}\frac{1}{E_\gamma}\Phi\left(Z, E_\gamma, E_0\right)(MeV^{-1}\cdot gramm^{-1}\cdot sm^2).$$

Здесь $r_e = \dfrac{e^2}{mc^2}$.

Относительное количество фотонов $N(E_\gamma,E_0)$ в интервале энергии $[E_\gamma, E_\gamma + dE_\gamma]$ рассчитывается из вычисления интеграла

$$N\left(E_\gamma,E_0\right) = \int_{E_\gamma}^{E_\gamma+\Delta E_\gamma} \frac{\Phi\left(Z,E_\gamma,E_0\right)dE_\gamma}{E_\gamma} \ . \qquad (3.5)$$

По предложенной формуле (3.2) нами выполнен расчет спектра тормозного излучения для тонкой вольфрамовой мишени и определены относительные количества фотонов по формуле (3.5) для значений максимальной энергии тормозного излучения $E_{\gamma max}$ от 12 до 25 МэВ шагом 1 МэВ. На рис.3.3 приведен спектр тормозного излучения для энергий электронов E_0 =22, 23, 24 и 25 МэВ.

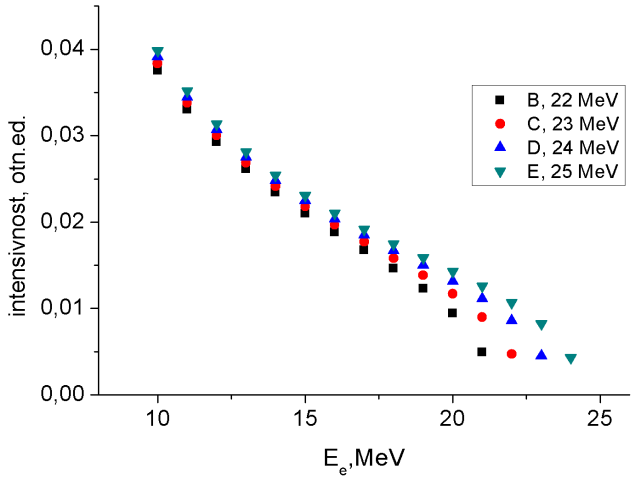


Рис.3.3. Спектр тормозного излучения для различных энергий электрона

Полученные результаты приведены на рисунке 3.4 в виде функции возбуждения реакции $^{45}Sc(\gamma,n)^{44m}Sc$. На этом рисунке также приведены результаты расчетов сечения реакции, проведенных с помощью программного пакета TALYS-1.0 [75].

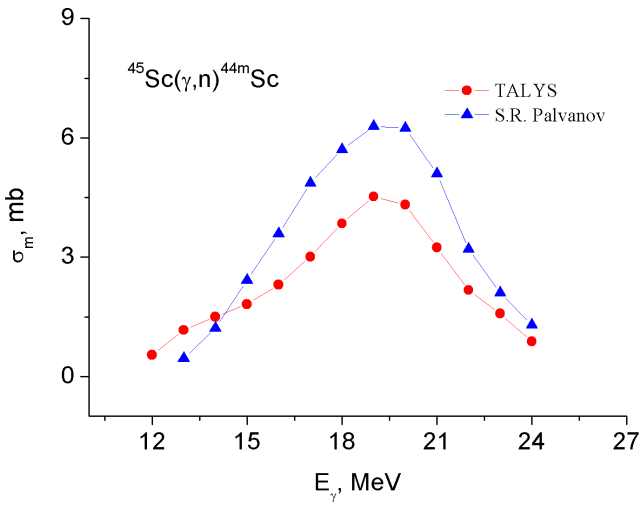


Рис.3.4. Сечение реакции ^{45}Sc(γ,n)^{44m}Sc

В качестве распределения γ-квантов по энергии использовался спектр Шиффа [82]. Экспериментальная зависимость сечений реакции ^{45}Sc(γ,n)^{44m}Sc от граничной энергии тормозных квантов аппроксимировалась функцией Лоренца:

$$\sigma(E_\gamma) = \sigma_m \frac{E_\gamma^2 \Gamma^2}{\left(E_\gamma^2 - E_m^2\right)^2 + E_\gamma^2 \Gamma^2}, \tag{3.6}$$

где E_m – положение максимума резонанса; σ_m – величина сечения в максимуме резонанса; Г – ширина резонанса на половине высоты максимума. Параметры (E_m, σ_m и Г) функцией Лоренца определялись методом наименьших квадратов по набору экспериментальных значений. В таблице 3.3 приведены данные по параметрам аппроксимации и интегральные сечения реакции. Исходя из статистики зарегистрированных отчетов, оценены погрешности ошибки определения сечений мониторной реакции и эффективности регистрации детектора. Как видно из таблицы 3.3 значение сечения в максимуме σ_m и ширина распределения на половине его высоты Г во всех работах в пределах погрешности измерений согласуются между собой. В этой таблице также приведены значения сечений [14,15], полученные в экспериментах на квазимонохроматической фотонах.

Таблица 3.3

Сечение реакции $^{45}Sc(\gamma,n)^{44m,g}Sc$

Реакция	E_m, МэВ	Г, МэВ	σ_m, мб	σ_{int}, МэВ·мб	E_h, МэВ	Источник
$^{45}Sc(\gamma,n)^{44}Sc$	19.44	8	39.4	399	28.1	[83]
$^{45}Sc(\gamma,n)^{44}Sc$	19.5	7.5	25	158	25.2	[84]
$^{45}Sc(\gamma,n)^{44m}Sc$	18,2±0,3	7,1±0,3	7.5	110±10	19	[27]
$^{45}Sc(\gamma,n)^{44m}Sc$ *	18,83±0,078	6,34±0,34	4,43±0,17	48±5	30	Настоящая работа
$^{45}Sc(\gamma,n)^{44m}Sc$	18,99±0,08	6,59±0,19	6,19±0,33	129±22	24	Настоящая работа

Примечание: *Расчет сечений проводился по программе TALYS-1.0. σ_{int} – интегральное сечение реакции, E_h - верхний предел интегрирования.

Как показано в работе [85], значения сечений, полученных в этих экспериментах, отличаются от данных, полученных на тормозном излучении. В этих экспериментах данные по сечению занижены на 10-20%. Данные, приведенные в табл. 3.3 по сечению реакций позволяют получить оценку изомерного отношения сечения $r=\sigma_m/\sigma_{tot}$ и интегральных сечений $g=\sigma_{\text{int}}/\sigma_{tot}^{\text{int}}$ реакций, которое составляет при E_γ=17 МэВ соответственно: $r=\sigma_m/\sigma_n$=0,16±0,03 или σ_m/σ_g= 0,20±0,03.

Для сравнения с экспериментом нами проведен расчет изомерных отношений по статистической модели ядра. Плотность уровней возбужденного ядра оценивалась по формуле [21,86],

$$\rho(U,J)=\frac{2J+1}{24\sqrt{2}a^{1/4}U^{5/4}\sigma^3}\cdot\exp\left[2\sqrt{aU}-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right], \qquad (3.7)$$

где σ - параметр ограничения спина, a - параметр плотности уровней, U - энергии возбуждения, под которой понимается эффективная энергия [21].

Улучшить количественное согласие расчетов с экспериментом удалось при фиксации параметра спинового ограничения σ, удовлетворительное согласие которого достигается при $\sigma=2,75\hbar$.

В случае реакции (n, 2n) определены сечения образования изомерного и основного состояния и их изомерных отношений σ_m/σ_g. Для определения сечений реакций (n,2n) использовалось соотношение:

$$\frac{\sigma_x}{\sigma_m} = \frac{S_x \lambda_x \ \varepsilon_m I_m \theta_m N_m F_m}{S_m \lambda_m \ \varepsilon_x I_x \theta_x N_x F_x}, \qquad (3.8)$$

где

$$F(t) = \left[1 - \exp(-\lambda t_o)\right] \exp(-\lambda t_n) \left[1 - \exp(-\lambda t_c)\right];$$

S – площадь фотопика в γ –спектре; $\lambda = 0{,}693/T_{1/2}$ – постоянная распада; ε - эффективность спектрометра; I- интенсивность γ - квантов данной энергии на распад; θ - распространенность используемого изотопа; N – число ядер исследуемого изотопа в образце; t_0, t_n, t_c – время облучения, паузы и измерения соответственно. Индекс x относится к изучаемому ядру, а индекс m – к монитору.

По данным мониторной реакции были рассчитаны сечения исследуемых реакций. В качестве мониторной реакции использовали ^{27}Al(n, α)^{24}Na ($T_{1/2}$=15 ч, E_γ=1368 кэВ), равно σ_m = 120.3± 1.2 мбн при E_n =14.19 МэВ [87]. При определении сечений учитывались статистическая погрешность счетов в фотопике измеряемой γ-линии, ошибка определения сечения мониторной реакции и эффективность регистрации γ-излучения. Расчеты изомерных отношений сечений осуществлялись по формуле (3.1).

В табл. 3.4 приведены полученные результаты для реакции (n,2n) на ядре ^{45}Sc. Как видно из этой таблицы наши результаты в пределах погрешностей измерений согласуются с данными других работ. Результаты измерений, приведенные в табл. 3.4 свидетельствуют, что относительная вероятность возбуждения изомеров в случае реакции типа (n, 2n) на несколько раз выше, чем в реакции (γ, n). Вероятно, это связано с вносимым в ядре моментом, которые в случае (n, 2n)-реакции большие, чем в фотоядерных реакциях.

Полученное в экспериментах сечение возбуждения изомерных состояний реакции ^{45}Sc(γ,n)^{44m,g}Sc представлено на рис. 3.5. Здесь приведена

также энергетическая зависимость сечений реакций от энергии нейтронов, которые рассчитали с помощью программы TALYS-1.6.

Таблица 3.4

Сечение реакции $^{45}Sc(n,2n)^{44m,g}Sc$

E_n, МэВ	σ_m, мб	σ_g, мб	σ_m/σ_g	Источник
14,1	-	-	0,91±0,03	[88]
14,2	110,5±5,8	159,7±8,3	-	[89]
14,10	99,4±6,4	149,03±13,58	0,667±0,043	[90]
14,46	120,11±7,5	185,93±16,35	0,646±0,040	[91]
14,1	97±5	114±8	0,87±0,05	Настоящая работа
14,0*	99	133	0,74	Настоящая работа
14,5*	116	165	0,70	Настоящая работа

Примечание. *Расчет сечений проводилось по программе TALYS-1.6.

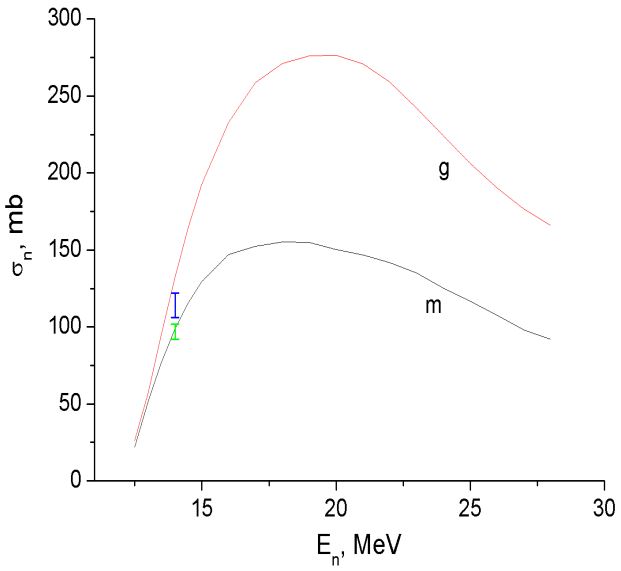


Рис.3.5. Энергетическая зависимость сечения возбуждения изомерных состояний реакции $^{45}Sc(n,2n)^{44m,g}Sc$: экспериментальные (точки с ошибками) и рассчитанные (сплошные кривые) значения

Из анализа данных, приведенных в табл. 3.3 следует, что исследования возбуждения изомерных состояний в фотоядерной реакции типа (γ,n) проводились в основном в области гигантского дипольного резонанса, т.е. в области энергий 10-25 МэВ. Энергетическая зависимость изомерных отношений в области энергий выше гигантского резонанса мало изучена. Благодаря проведенным исследованиям можно получать информацию о

плотности ядерных уровней и вкладе прямых процессов в механизм фотоядерных реакций в данной области энергий.

Для сравнения экспериментальные значения относительной вероятности возбуждения (заселения) изомерных состояний $^{44m,g}Sc$ в реакциях типа (γ,n), (p,n), (α,p3n) и (p,αp3n) приведены в табл. 3.5. Видно, что самая высокая вероятность возбуждения изомеров наблюдается в реакциях под действием ионов (Ne^{20},2pn), (Ne^{22},αn+2p3n), (O^{l6},3pn), вероятно связанная с вносимым в ядро моментом, который в случае под действием ионов больше, чем в других реакциях.

Таблица 3.5

Возбуждение изомеров $^{44m,g}Sc$ в реакциях типа (γ,n), (p,n), (α,p3n) и (p,αp3n)

Реакция	σ_m/σ_g	E, MeV	Источник
Al^{27} (Ne^{20}, 2pn) $Sc^{44,44m}$	4,5±0,3	55	[92]
Al^{27} (Ne^{22},αn+2p3n) $Sc^{44,44\,m}$	5,2±0,3	56	[92]
S^{32} (O^{l6},3pn)$Sc^{44,44m}$	3,7±0,3	56	[92]
$^{44}Ca(p,n)^{44m,g}Sc$	$(8.9\pm0,9)\cdot10^{-3}$	6,7	[93]
$^{44}Ca(p,n)^{44m,g}Sc$	0.23±0,02	24	[94]
$^{46}Ti(n,t)^{44}Sc$	0,10±0,03	14.6	[95]
$^{46}Ti(n,t)^{44}Sc$	0,17±0,02	20	[96]
$^{44}Ca(\alpha,p3n)$	2,4±0,3	56	[97]
$^{51}V(p,\alpha p3n)$	1,4±0,2	50	[97]
$^{45}Sc(\gamma,n)^{44m,g}Sc$	0.24±0.03	30	Настоящая работа

Самое низкое значение наблюдается в фотоядерной реакции типа (γ,n), которая в данном случае практически имеет место только дипольное поглощение, поэтому предаваемый момент маленький по сравнению с другими типами ядерных реакций.

Полученные значения энергетической зависимости изомерного отношения выходов реакций $^{45}Sc(\gamma,n)^{44m,g}Sc$ и $^{45}Sc(n,2n)^{44m,g}Se$ возможно

могут быть использованы при изучении механизма фотоядерных реакций и разработке методик гамма и нейтронного-активационного анализа.

§ 3.2. Изомерные отношения выходов и сечений реакций $^{59}Co(\gamma,n)^{58m,g}Co$ и $^{59}Co(n,2n)^{58m,g}Co$

§ 3.2.1. Изомерные отношений выходов и сечений реакции $^{59}Co(\gamma,n)^{58m,g}Co$

Возбуждения изомерных состояний $^{58m,g}Co$ в фотоядерной реакции типа (γ,n) исследована в работе [18], в которой экспериментально определены изомерные отношения выходов реакций при максимальной энергии тормозного излучения 22 МэВ. Полученные результаты сравниваются с ранее полученными данными. В работе [29] изомерные отношения выходов реакции $^{59}Co(\gamma,n)^{58m,g}Co$ измерены в области энергий 13-25 МэВ с шагом 1 МэВ. Определено сечение реакции $^{59}Co(\gamma,n)^{58m,g}Co$. В большинстве работ, выполненные до 1987 года, изомерные отношения опредлены при фиксированной энергии тормозного излучения 30 МэВ. Также проводились измерения при высоких энергиях Eγ>48 МэВ. В области энергий 26-40 МэВ такие измерения не проводились.

В настоящей работе исследованы изомерные отношения выходов и сечений реакций $^{59}Co(\gamma,n)^{58m,g}Co$ в области энергий 13-35 МэВ с шагом 1 МэВ. Эксперименты проводились методом наведенной активности. Также были измерены изомерные отношения выходов реакций $^{59}Co(n,2n)^{58m,g}Co$, которые изучены очень слабо. Ранние работы выполнялись с использованием спектроскопических данных, полученных низкими точностями.

Измерения на тормозном пучке проводились в области энергий 13-35 МэВ. Облучения образцов проводились вместо мониторов из меди в виде диска диаметром 15 мм. Масса образцов составляет 5-7 г. В гамма пучке облучали образцы марки химически чистой окиси кобальта Co_2O_3, на

нейтронном генераторе - химически чистого хлорида кобальта $CoCl_2$. Измерения наведенной гамма-активности образцов и мониторов проводились с помощью сцинтилляционного детектора NaJ(Tl) Ø63×63 мм.

Идентификация заселения изомерного и основного уровней проводилась по γ-линии 811 кэВ. Ядерно-физические характеристики ядер-продуктов реакций (γ, n) и (n, 2n) на ядре ^{59}Co приведены в табл. 3.6. В качестве мониторной реакции использовали $^{27}Al(n, \alpha)^{24}Na$ ($T_{1/2}$=15 ч, E_γ=1368 кэВ). Схема распада приведена на рис. 3.6. Как видно на этом рисунке γ-переход 811 кэВ в ядре ^{58}Fe образуется в результате β^+-распада основного состояния ^{58g}Co. Коэффицент ветвления γ-перехода равен p=1.

Таблица 3.6

Ядерно-физические характеристики ядер-продуктов реакций (γ, n) и (n, 2n) на ^{59}Co

Ядро-продукт	J^π	$T_{1/2}$	E_γ, keV	I_γ , %	p
^{58m}Co	5^+	9,2 ч	24,90	0,03	1
^{58g}Co	2^+	70,8 сут	511,00	30	-
			810,60	99,44	-

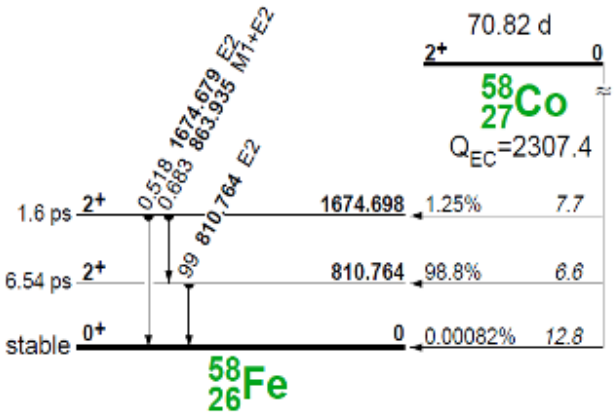


Рис.3.6. Схема распада ^{58}Co

Гамма спектры облученного алюминия и кобальта при E_n=14,1 МэВ приведены на рис. 3.7 и рис. 3.8.

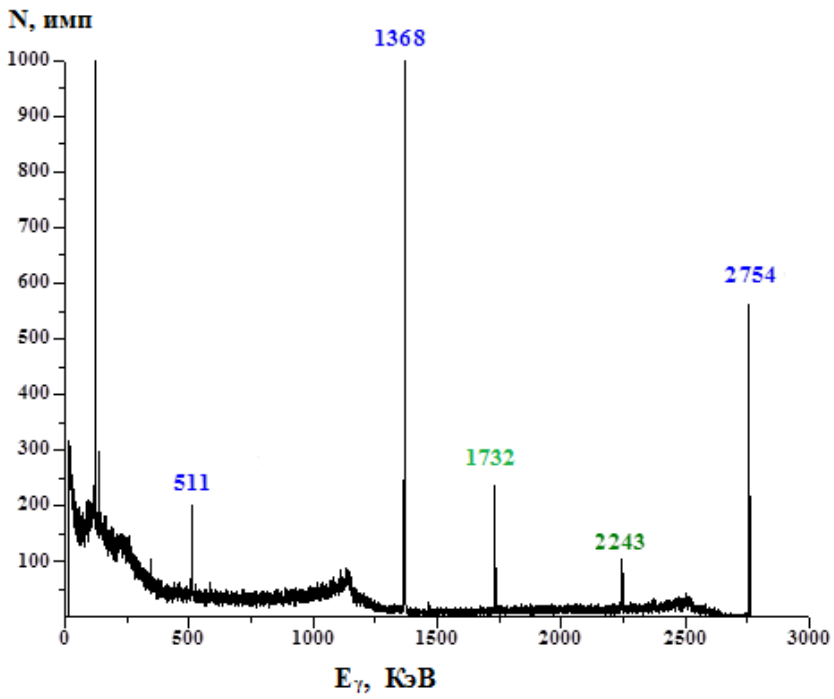


Рис.3.7. Гамма-спектр натрия-24, облученного при E_n =14,1 МэВ, время облучения 60 мин.

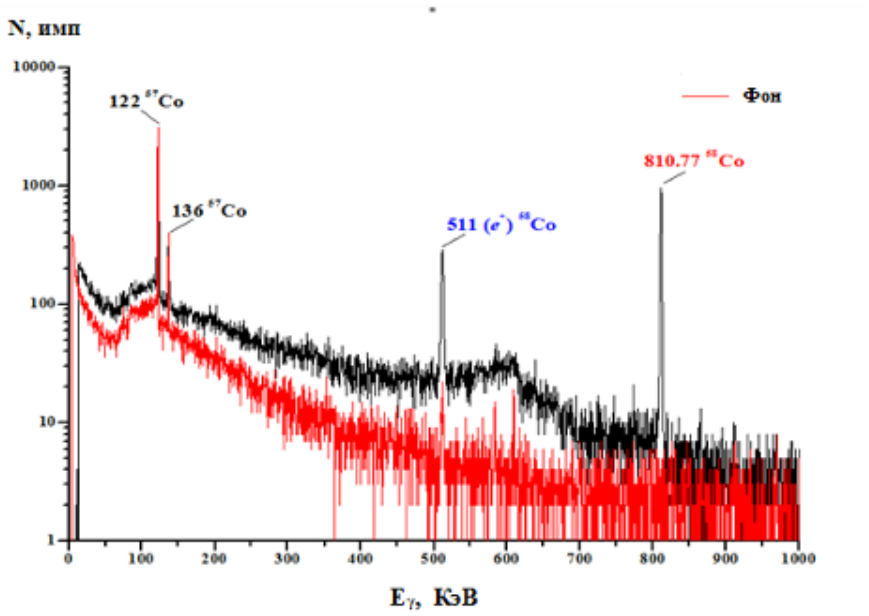


Рис.3.8. Гамма-спектр облученного кобальта при E_n =14,1 МэВ, время облучения 60 мин.

Измерения наведенной активности проводились при разных значениях времени паузы (выдержки). Время измерения составляло 60-120 мин. В основном измерялись в течение первых двух суток. Полученные результаты показаны на рис.3.7, 3.8, 3.9. Область измерения условно можно делить на две части: в первой части (1 область) идет распад и накопление, во второй (2 область) - в основном идет распад основного состояния. Для определения изомерных отношений выходов $d= Y_m/Y_g$ использовалась формула (3.1).

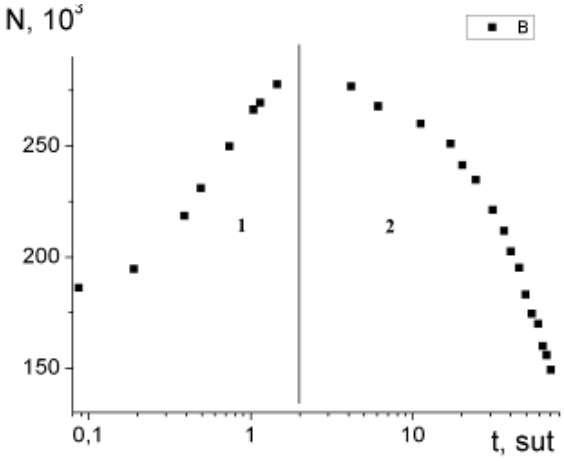


Рис. 3.9. Кривая распад изомерной пары ^{58m,g}Co, возбужденной в фотонейтронной реакции ^{59}Co(γ,n)^{58m,g}Co при 35 МэВ

В таблице 3.7 приведены изомерные отношения выходов фотоядерной реакции ^{59}Co(γ,n)^{58m,g}Co, полученные в настоящей работе. В таблице 3.8 приведены данные других работ. Как видно из этих таблиц, значения изомерного отношения выходов реакци от энергий 12 МэВ до 19 МэВ наблюдается рост значений Y_m/Y_g.

Выше 19 МэВ значения изомерного отношения в пределах экспериментальных погрешностей остаются постоянными. В табл. 3.8 приведены значения изомерного отношения, полученные в разных работах. Как видно, значения в пределах экспериментальных погрешностей согласуются между собой.

Таблица 3.7

Изомерные отношения выходов фотоядерной реакции $^{59}Co(\gamma,n)^{58m,g}Co$

$E_{\gamma max}$, MeV	Y_m/Y_g	$E_{\gamma max}$, MeV	Y_m/Y_g
12	1,11±0,04	24	1,15±0,02
13	1,13±0,03	25	1,18±0,02
14	1,15±0,03	26	1,24±0,02
15	1,17±0,03	27	1,21±0,02
16	1,18±0,03	28	1,23±0,02
17	1,24±0,03	29	1,19±0,02
18	1,26±0,03	30	1,21±0,02
19	1,27±0,03	31	1,23±0,02
20	1,21±0,02	32	1,19±0,02
21	1,18±0,03	33	1,23±0,02
22	1,25±0,02	34	1,24±0,02
23	1,24±0,01	35	1,21±0,02

Таблица 3.8

Изомерные отношения выходов фотоядерной реакции $^{59}Co(\gamma,n)^{58m,g}Co$

$E_{\gamma max}$, MeV	Y_m/Y_g	Источник
21	1,18±0,03	[29]
22	1,25±0,02	[29]
23	1,24±0,01	[29]
24	1,15±0,02	[29]
25	1,18±0,02	[29]
30	1,24±0,03	[18]
30	1,26±0,03	[18]
35	1,26±0,03	[18]
48	1,26±0,03	[18]

Для получения абсолютных значений сечений реакции $^{59}Co(\gamma,n)^{58m,g}Co$ был использован метод мониторов [98]. При этом сравнивались выходы и сечения изучаемых и мониторных реакций [99,100]. В качестве мониторной реакции использовали фотоядерную реакцию $^{65}Cu(\gamma,n)^{64}Cu$. Для мониторной реакции были использованы наиболее современные данные исследований

работ [15, 101], полученные в измерениях на пучке квазимонохроматических фотонов.

Для определения абсолютного сечения реакции использовали следующую формулу [98,99]:

$$\sigma^{ч}_{л+n} = \frac{\alpha_{k+n}\sum_{i=1}^{k+n}\sigma_i^{cu}\mathrm{N}_{i,k+n} - \sum_{j=k+1}^{k+n-1}\sigma_j^{x}N_{k+n-1,k+n}}{\mathrm{N}_{k+n,k+n}} \qquad (3.9)$$

где α_{k+n} - отношение выходов исследуемой и мониторной реакции при максимальной энергии в спектре E_{k+n}; σ^{x}_{k+n} - сечение исследуемой реакции в середине интервала $E_k - E_{k+1}$; $N_{k+n,k+n}$ - количество γ-квантов при максимальной энергии в спектре E_{k+n} в интервале $E_{k+n-1} - E_{k+n}$; σ_i^{Cu} - сечение мониторной реакции в середине интервала.

Для определения относительных выходов фотоядерной реакции $(\gamma,n)^m$ использовалось соотношение

$$\alpha = \frac{Y_x(E_{\gamma\max})}{Y_m(E_{\gamma\max})} = \frac{S_x \quad \lambda_x \quad \varepsilon_m \quad I_m \quad \theta_m \quad N_m \quad F_m}{S_m \quad \lambda_m \quad \varepsilon_x \quad I_x \, \theta_x \quad N_x \quad F_x}, \qquad (3.10)$$

где

$$F(t) = \left[1-\exp(-\lambda\, t_o)\right]\exp(-\lambda\, t_{ї})\left[1-\exp(-\lambda\, t_c)\right];$$

S – площадь фотопика в *γ* –спектре; *λ=0,693/T₁/₂* – постоянная распада; *ε* - эффективность спектрометра; *I*- интенсивность *γ*-квантов данной энергии на распад; *θ* - распространенность используемого изотопа; *N* – число ядер исследуемого изотопа в образце; t_0, t_n, t_c – время облучения, паузы и измерения соответственно. Индекс x относится к изучаемому ядру, а индекс m – к монитору. Выходы исследуемых реакций были рассчитаны по значению относительного выхода реакции и данным мониторной реакции $^{65}Cu(\gamma,n)^{64}Cu$ [15,101].

По формуле (3.10) определяли относительный выход α_m реакции $^{59}Co(\gamma,n)^{58m,g}Co$ в диапазоне энергий 14-25 МэВ с шагом 1 МэВ. Значения α_m

для энергий 12 и 13 МэВ определяли с помощью экстраполяций кривых относительных выходов. Далее проводились сглаживания (в пределах экспериментальных ошибок) кривой относительных выходов реакции. Значение относительных выходов α_g в случае реакции $^{59}Co(\gamma,n)^{58m,g}Co$ определяли с учетом коэффициента ветвления *γ*–перехода p и значений изомерных отношений выходов Y_m/Y_g реакции $^{59}Co(\gamma,n)^{58m,g}Co$ в этом диапазоне энергий. Абсолютная ошибка изомерных отношений выходов определяется статистической погрешностью счетов в фотопике измеряемой γ-линии и эффективностью регистрации γ-излучения.

На основе соотношений Шиффа проводился расчет спектра фотонов тормозного излучения для тонкой мишени из вольфрама [100]. Для значений $E_{\gamma max}$ от 12 до 25 *МэВ* с шагом 1 МэВ определены относительные количества фотонов. Сечения реакций $^{59}Co(\gamma,n)^{58g}Co$ и $^{59}Co(\gamma,n)^{58m}Co$ в области энергий 12-25 МэВ были рассчитаны по данным сечения реакции $^{65}Cu(\gamma,n)^{64}Cu$ [15,101], спектра Шиффа и по экспериментальным полученным результатам относительных выходов. Данные по мониторной реакции $^{65}Cu(\gamma,n)^{64}Cu$ были получены из работы [101]. В работе [101] для изотопов $^{63,65}Cu$ оценены сечения парциальных фотонейтронных реакций, свободные от недостатков экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов.

Экспериментальная зависимость сечений реакции $^{59}Co(\gamma,n)^{58m,g}Co$ от граничной энергии тормозных квантов аппроксимировалась функцией Лоренца, параметры которой (положение максимума сечения E_m, значение сечения в максимуме σ_m и ширина распределения на половине его высоты Г) определялись методом наименьших квадратов по набору экспериментальных значений. В табл. 3.9 приведены параметры аппроксимации и интегральные сечения реакции. Погрешности оценены исходя из статистики зарегистрированных отчетов.

Таблица 3. 9

Сечение реакции ^{59}Co(γ,n)^{58m,g}Co

Реакция	E_m, МэВ	Г, МэВ	σ_m, мб	σ_{int}, МэВ·мб (25 МэВ)	Источник
^{59}Co(γ,n)^{58m,g}Co	17,17±0,05	4,72±0,28	72	534±38	Наши данные
^{59}Co(γ,n)^{58m}Co	17,31±0,06	4,62±0,34	41	291±25	
^{59}Co(γ,n)^{58g}Co	16,97±0,05	4,85±0,31	31	245±19	
^{59}Co(γ,n)^{58m}Co*	17,39±0,10	5,97±0,10	22	218±30	
^{59}Co(γ,n)^{58g}Co*	17,28±0,05	5,47±0,30	47	426±29	
^{59}Co(γ,n)^{58m}Co	17,1	4,5	40	205	[29]
^{59}Co(γ,n)^{58g}Co	17,0	4,0	32,5	152	[29]
^{59}Co(γ,n)^{58m,g}Co	17,1	4,4	72,5	357	[29]
^{59}Co(γ,n)^{58}Co	17,64	6	68,5	447**	[101]

Примечание. *Расчет сечений проводился по программе TALYS-1.6. **Верхний предел интегрирования равно 28 МэВ.

В диссертационной работе при определении интегрального сечения σ_{int} реакций ^{59}Co(γ,n)^{58m,g}Co предел интегрирования составлял 25 МэВ, в работе [101] предел интегрирования - 28 МэВ. Значения сечений в максимуме, полученные в работе [29], в области экспериментальных ошибок совпадают с нашими данными. В работе [101] данные получены методом прямой регистрации фотонейтронов, в котором невозможно разделить нейтроны от реакции (γ,n) и (γ,np), вследствие чего измерено фактически суммарное сечение σ[(γ,n) + (γ,np)] вместо σ(γ,n).

Полученное в данной диссертационной работе интегральное сечение реакции ^{59}Co(γ,n)^{58m,g}Co меньше дипольного правила сумм: $\sigma_{\text{int}} / \sigma_o = 0,61$. Это отношение тем больше, чем больше атомный номер элементов, т.е. число протонов в ядре. В нашей работе по правилу сумм полное интегральное сечения равно:

$$\int \sigma_{E1}^{погл} dE = 60\frac{NZ}{A}\, МэВ \cdot мб = 879 \text{ МэВ·мб.} \qquad (3.11)$$

Одна из причин этого заключается в том, что не учтены другие реакции, дающие вклад в сечение фотопоглощения, такие как (γ,p); (γ,np); (γ,2n). Другая причина связана с использованием для сечения мониторной реакции данных, полученных в экспериментах на квазимонохроматических фотонах. Как показано при редукционной обработке выходов фотонейтронных реакций в работе [85], эти эксперименты дают значения сечений, заниженные на 10-20%. Положение максимума сечения определяется по эмпирическому соотношению $E_m = 80 \cdot A^{-1/3}$, которое для ^{59}Co равно 19,3 МэВ. Это соотношение более точно подходит для тяжелого ядра. Данные, полученные с помощью этого соотношения для тяжелых ядер в пределах экспериментальных погрешностей, совпадает с экспериментальными данными.

Приведенные данные в табл. 3.9 по сечениям реакций позволяют получить оценку изомерного отношения сечения $r=\sigma_m/\sigma_g$ реакций, которое составляет при E_γ=17 МэВ: r=1,32±0,04. Это значение в пределах экспериментальных погрешностей совпадает с данными по изомерным отношениям выходов. При определении $r=\sigma_m/\sigma_g$ получаем данные с большими ошибками, чем изомерных отношений выходов реакции. На основе данных, приведенных в табл.3.9, также можно определить изомерноое отношение интегральных сечений $\eta = \sigma_{\text{int}}^{m} / \sigma_{\text{int}}^{g}$ реакций, которое равно 1,19±0,04.

Для сравнения с экспериментальными данными нами проведены расчеты изомерных отношений по каскадно-испарительной статистической модели [21,86]. Здесь мы не будем подробно описывать процедуры расчетов, которые приведены в работе [86]. В данном случае удовлетворительного согласия с результатами экспериментов удается достичь при фиксированном значении параметра спинового ограничения $\sigma \approx 2,7\hbar$.

§ 3.2.2. Изомерные отношения сечений реакций $^{59}Co(n,2n)^{58m,g}Co$

Сечения реакций $^{59}Co(n,2n)^{58}Co$ изучали в работах [37, 102-107]. Функции возбуждения полного сечения этих реакций достаточно изучены в работах [104,105]. Несмотря на достаточную информацию о пыльного сечений этой реакции имеется пробел при изучении парциальных сечений этих реакций т.е. сечений возбуждений изомерного и основного состояний $^{58m,g}Co$**.** Имеются данные о сечениях реакций $^{59}Co(n,2n)^{58m,g}Co$, полученных в раннее выполненных работах. В этих работах использовались спектроскопические данные, которые получены с наименьшей точностью. Поэтому остается актуальным изучение сечений образования изомерных состояний для этой реакции.

Для определения сечений реакций $^{59}Co(n,2n)^{58m,g}Co$ использовалось соотношение, которое приведено в (3.10). Полученные экспериментальные данные и данные, полученные теоретическими расчётами, приведены в таблице 3.10.

Таблица 3. 10

Сечение реакции $^{59}Co(n,2n)^{58m,g}Co$

E_n, МэВ	$\sigma_{m,g}$ мб	σ_m, мб	σ_g, мб	σ_m/σ_g	Источник
14,7		428 ±24	231± 10		[102]
14,05	729±29	-	-	-	[103]
14,5	766±7	-	-	2,22±0,12	[104]
14,00-14,25	704±15	-	-	-	[105]
14,3	753±13	-	-	2,1±0,30	[37]
14,5	707±70	380	-	-	[106]
12,97	-	390±37	-	0,75±0,06	[107]
14,1	726±20	458±17	268±10	1,71±0,06	Настоящая работа
14,0*	686	426	259	1,64	Настоящая работа
14,5*	740	456	284	1,60	Настоящая работа

Примечание. *Расчет сечений проводился по программе TALYS-1.6.

Как видно из таблицы 3.10 результаты по полному сечению реакций, полученные в последний годы в пределах погрешностей измерения согласуются между собой. Ранние полученные данные завышены. Это может быть связано с принятой в этих расчетах ошибочной или меньшей точности данных о распаде изомерных пар ^{58m,g}Co. В нашем случае также использовали программный пакет TALYS-1.6, результаты который также приведены в таблице 3.10. Результаты этих теоретических расчетов также совпадают с экспериментальными данными.

На рис 3.10 и 3.11 приведены функции возбуждений реакций ^{59}Co(n,2n)^{58g}Co и ^{59}Co(n,2n)^{58m}Co, полученные с помощью программного пакета TALYS-1.6.

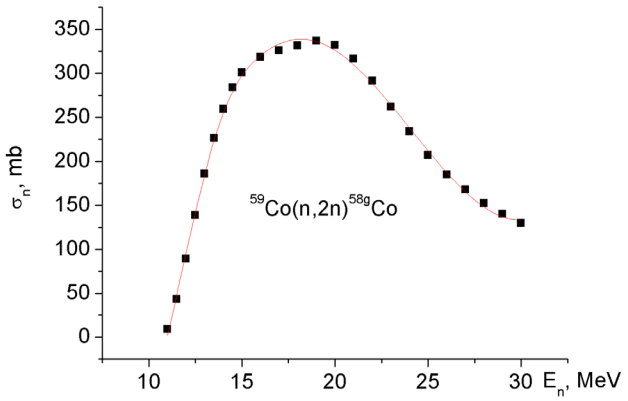


Рис. 3.10. Сечения реакции ^{59}Co(n,2n)^{58g}Co, полученные с помощью программного пакета TALYS-1.6.

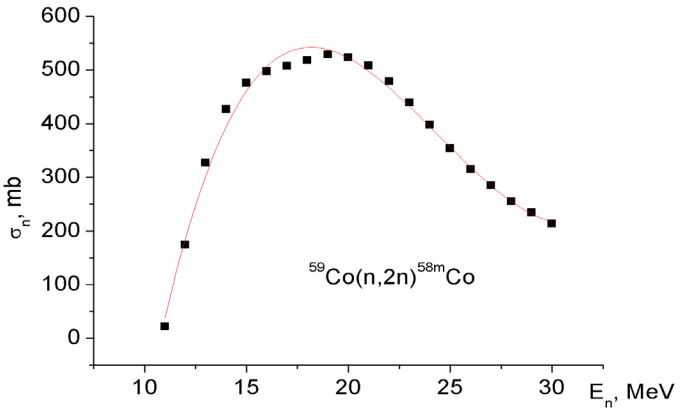


Рис.3.11. Сечения реакции ^{59}Co(n,2n)^{58m}Co, полученные с помощью программного пакета TALYS-1.6

Результаты, полученные в настоящей работе, могут быть использованы для решения прикладных задач, а также при планировании экспериментов по изучению изомерных отношений выходов и сечений фотоядерных реакций, реакций с быстрыми нейтронами и при изучении механизма ядерных реакций.

§ 3.3. Сечения возбуждения изомерных состояний в реакциях (γ,n) и (n,2n) на ядре ^{76}Ge

В данной работе экспериментально исследована энергетическая зависимость изомерных отношений выходов фотоядерных реакций типа (γ,n) на ядре ^{76}Ge в области энергий 11-35 МэВ и определены изомерные отношения сечений реакции типа (n,2n) на ядрах ^{76}Ge при энергии нейтронов E_n=14,1 МэВ.

Заселения изомерных состояний в реакции ^{76}Ge(γ,n)^{75m,g}Ge мало изучены и имеются несколько работ [18,26,108], в которых изомерные отношения определены при фиксированных энергиях. Эксперименты по измерению энергетической зависимости изомерных отношений выходов реакции ^{76}Ge(γ,n)^{75m,g}Ge в широком диапазоне энергии не проводились.

Эксперименты по исследованию энергетической зависимости изомерных отношений выходов фотоядерных реакций типа (γ,n) осуществлены на тормозном γ-пучке в области энергий 10–35 МэВ с шагом 1 МэВ. В качестве мишени использованы селен и германий (GeO_2) в природной смеси изотопов. Облучения мишеней проводились в внутрикамерном устройстве.

Для исследования ядерных реакций типа (n,2n) использовались нейтронный генератор НГ-150. Мониторирование потока нейтронов осуществлялось с помощью пластинки из алюминия натурального изотопного состава, которые облучались вместе с мишенями. Масса монитора составляет 151,4 мг. В качестве мишеней использовались образцы

селена и оксида германия (GeO_2) весом 2÷3 г в виде таблеток диаметром 15 мм, приготовленных прессованием. Для исключения влияния фоновых нейтронов (тепловых нейтронов) образцы упаковали в кадмиевые экраны толщиной 1 мм. Кроме того, в качество монитора к образцам прикрепили спереди и сзади алюминиевую фольгу. Время облучения 20÷40 мин.

Наведенная γ-активность мишеней измерялась на гамма-спектрометре, состоящем из германиевого детектора HPGe. Гамма-активность облученной мишени также измерялась с помощью спектрометра на базе полупроводникового Ge(Li)-детектора с разрешением ~3,0 кэВ для линии 1,173 МэВ ^{60}Co. Время измерения наведенной γ-активности мишеней составляет 3-40 мин.

Заселение изомерного и основного уровней идентифицировали по γ-линиям. Ядерно-физические характеристики ядер-продуктов реакций (γ,n) и (n,2n), приведены в таблице 3.11. Схема распада приведена на рис.3.12.

Таблица 3.11

Ядерно-физические характеристики ядер-продуктов реакции (γ,n) и (n,2n) на ядрах

Ядро продукт	J^{π}	$T_{1/2}$	E_{γ}, кэВ	I_{γ} , %	p
^{75m}Ge	$7/2^{+}$	48 с	139,80	40	0,99
^{75g}Ge	$1/2^{-}$	82,8 мин	264,8	12	-

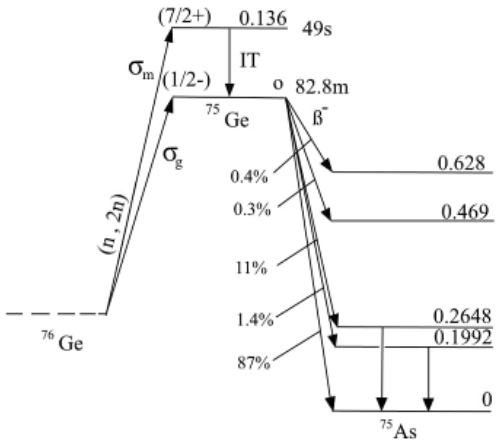


Рис. 3.12. Образование и распад изомерных состояний ^{75m,g}Ge в реакции (n,2n)

Изомерные отношения выходов рассчитывались по формуле (3.1). Экспериментально полученные результаты об изомерных отношениях выходов и сечений реакций (γ,n) и (n,2n) на ядре ^{76}Ge приведены на рисунках 3.13, 3.14, 3.15 и в таблицах 3.12, 3.13 и 3.14. Абсолютная ошибка изомерных отношений выходов определяется статистической погрешностью счетов в фотопике измеряемой γ-линии и эффективностью регистрации γ-излучения.

На рисунке 3.13 приведены энергетические зависимости изомерных отношений выходов фотоядерных реакций ^{76}Ge(γ,n)^{75m,g}Ge. Аппроксимацию экспериментальных данных по изомерным отношениям выходов проводили с использованием сигмоидальной ("ступенькообразной») функции Больцмана (сплошная кривая на рис. 3.12), параметры которой определялись методом наименьших квадратов по набору экспериментальных значений.

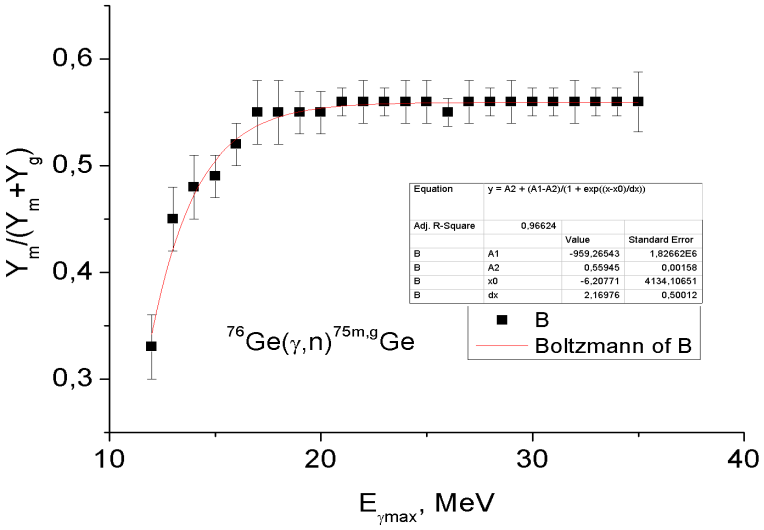


Рис. 3.13. Энергетические зависимости изомерных отношений выходов фотоядерных реакций ^{76}Ge(γ,n)^{75m,g}Ge

Таблица 3.12

Изомерные отношения выходов реакции $^{76}Ge(\gamma,n)^{75m,g}Ge$

$E_{\gamma max}$, МэВ	$\eta=Y_m/(Y_m+Y_g)$	Источник
22	0,56±0,02	[18]
25	0,57±0,06	[108]
25	0,56±0,03	[26]
30	0,56±0,02	[26]
20	0,55±0,02	Настоящая работа
25	0,56±0,02	Настоящая работа
30	0,56±0,01	Настоящая работа
35	0,56±0,01	Настоящая работа

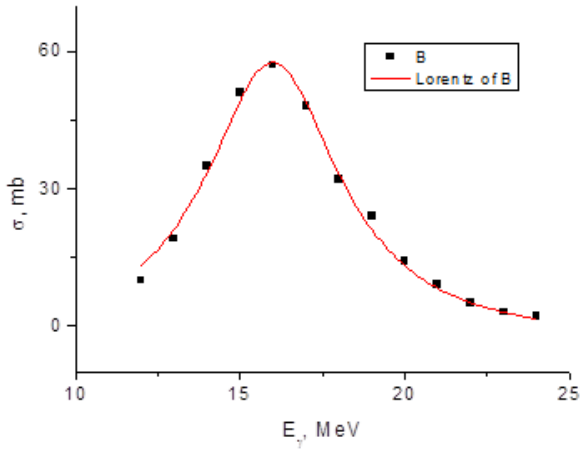


Рис.3.14. Сечение реакции $^{76}Ge(\gamma,n)^{75m}Ge$

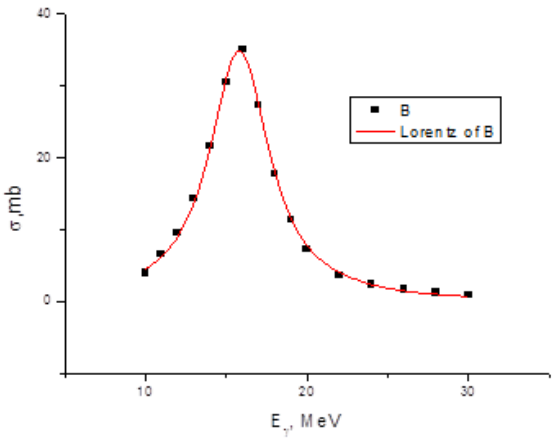


Рис.3.15. Сечение реакции $^{76}Ge(\gamma,n)^{75m}Ge$ (TALYS-1.6)

Изомерное отношение выходов $\eta=Y_m/(Y_m+Y_g)$ реакции $^{76}Ge(\gamma,n)^{75m,g}Ge$ растет от порога реакции до ~17 МэВ, которое соответствует значению положения максимума сечения гигантского дипольного резонанса. Выше этих энергий наступало насыщение кривой $\eta(E_{\gamma max})$. Следует отметить, что в области насыщения значений $<\eta>=0,56\pm0,08$, т.е. в области энергий 26-35

МэВ значения изомерных отношений выходов реакции получены нами впервые. Вероятно это связано с тем, что с ростом энергии происходит увеличение числа каскадных γ-переходов, снимающих возбуждение ядра, а также увеличение моментов, уносимых квазипрямыми нейтронами. При энергии выше ~20 МэВ наступало насыщение кривой Y_m/Y_g, поскольку дальнейшее увеличение плотности уровней не меняло заметным образом вероятность образования каскадов, приводящих к метастабильным состояниям. Следует отметить, что в области насыщения значение <d>=0,55±0,09.

Функции возбуждений (γ,n) - реакции получены по экспериментальным изомерным отношениям $\eta=Y_m/(Y_m+Y_g)$ и полным сечениям фотонейтронной реакции $\sigma_п$ [15]. Спектр тормозных фотонов рассчитывался по программе GEANT4 [109]. Расчет сечения проводили методом Пенфолда-Лисса с шагом 1 МэВ [58]. Расчет сечение реакции подробно приведены в работе [110].

Полученные результаты приведены на рис. 3.14 и 3.15 в виде функции возбуждения $\sigma(E_\gamma)$, которая имеет одногорбую форму с положением максимума ~ 16 МэВ. Экспериментальная зависимость сечений реакции $^{76}Ge(\gamma,n)^{75m,g}Ge$ от граничной энергии тормозных квантов аппроксимировалась функцией Лоренца. Данные по параметру аппроксимации и интегральные сечения реакции приведены в таблице 3.13. Погрешности оценены исходя из статистики зарегистрированных отчетов, ошибки определения сечений мониторной реакции и эффективности регистрации детектора 0,56±0,02. Изомерные отношения сечений реакций равны $r=\sigma_m/\sigma_{tot}=0,53\pm0,03$ или $\sigma_m/\sigma_g=1,13\pm0,07$.

Для оценки и сравнения экспериментальных результатов нами проведен расчет сечения реакции с помощью программного пакета TALYS-1.6 [75]. Также в таблице 3.13 приведены результаты теоретических расчетов. Из таблицы 3.13 видно, что значение сечения в максимуме σ_m и ширина распределения на половине его высоты Г во всех работах в пределах

погрешности измерений согласуются между собой. На рис. 3.15 показана энергетическая зависимость сечения реакции $^{76}Ge(\gamma,n)^{75m}Ge$, полученная с помощью программного пакета TALYS-1.6.

Таблица 3.13

Сечение реакции $^{76}Ge(\gamma,n)^{75m,g}Ge$

Реакция	E_m, МэВ	Г, МэВ	σ_m, мб	σ_{int}, МэВ·мб	E_h, МэВ	Источник
$^{76}Ge(\gamma,n)^{75}Ge$	15.34	5	110.3	733	26.5	[111]
$^{76}Ge(\gamma,n)^{75m}Ge$ *	15,8±0,1	4,5±0,1	12,1	251	24	Настоящая работа
$^{76}Ge(\gamma,n)^{75m,g}Ge$	16,0±0,1	4,9±0,3	58,5±0,5	480	24	Настоящая работа

Примечание. *Расчет сечений проводился по программе TALYS-1.6. σ_{int} – интегральное сечение реакции, E_h - верхний предел интегрирования.

Для сравнения с экспериментом нами проведен расчет изомерных отношений по статистической модели ядра. При фиксации параметра спинового ограничения σ удалось улучшить количественное согласие расчетов с экспериментом. Установлено, что при $\sigma = 2,71\hbar$ достигается удовлетворительное согласие.

В случае реакции (n, 2n) определены сечения образования изомерного и основного состояния и их изомерных отношений σ_m/σ_g. При определении сечений учитывались статистическая погрешность счетов в фотопике измеряемой γ-линии, ошибка определения сечения мониторной реакции, эффективность регистрации γ-излучения и самопоглощения гамма-лучей. Расчеты изомерных отношений сечений σ_m/σ_g осуществлялись по формуле [76].

В табл. 3.14 приведены значения сечений образований изомерных состояний $^{75m,g}Ge$, полученные нами и в других работах. Значения сечения образования σ_m изомерных состояний в пределах погрешности измерений согласуются между собой. При E_n=14,1 МэВ энергии наши результаты по изомерным отношениям сечений хорошо согласуются с данными работы

[112] и расчётными данными, которые проводились по программе TALYS-1.6.

Таблица 3.14

Сечение реакции $^{76}Ge(n,2n)^{75}Ge$

E_n, МэВ	σ_m, мб	σ_g, мб	σ_m/σ_g	Источник
13.73	713±70	478±57	-	[112]
14.42	778±63	513±61	-	[112]
14.77	842±63	535±64	-	[112]
11.720	-	-	0,73±0,05*	[113]
14.680			0,80±0,04*	[113]
14,1	770±80	600±50	-	[114]
13.87	696.85±42.09	329,82±24,46	2.11±0.21	[115]
14.36	740.11±43.67	330.10±25.46	2.24±0.22	[115]
14.80	754.56±46.86	335.70±26.80	2.25±0.23	[115]
14.7	-	-	1,3±0,15	[76]
14,1	735±45	373±26	1,97±0,14	Настоящая работа
14,0	725	397	1,83	TALYS-1.0.
14,5	752	399	1,88	TALYS-1.0.

Примечание. *Приведено значение σ_m/σ_{tot}

В случае фотоядерной реакции $^{76}Ge(\gamma,n)^{75m,g}Ge$ изомерные отношения практически не изучены. Для этой реакции необходимо проводить тщательно измерения изомерных отношений выходов и сечений в области энергий от порога реакции 25 МэВ с малым шагом изменения энергии. Благодаря этим исследованиям можно получать информацию о плотности ядерных уровней и вкладе прямых процессов в механизм фотоядерных реакций в данной области энергий.

Полученные данные по энергетической зависимости изомерного отношения выходов и сечений реакций (γ,n) и (n,2n) на ядре ^{76}Ge могут быть использованы в изучение механизма фотоядерных реакций и разработки методик гамма и нейтронного-активационного анализа.

§ 3.4. Возбуждения изомерных состояний ^{73m,g}Se и ^{81m,g}Se в реакции (γ,n) и (n,2n) на ядре ^{74,82}Se

В настоящей работе изучены возбуждения изомеров ^{73m,g}Se и ^{81m,g}Se в реакциях (γ,n) и (n,2n) на ядрах ^{74,82}Se в области энергий 13-35 МэВ.

Эксперименты проводились на пучке бетатрона и нейтронном генераторе НГ-150. В качестве мишеней использовались образцы селена весом 2÷3 г в виде таблеток диаметром 15мм. Время облучения 20÷40 мин. При определении относительных выходов фотоядерных реакций, в качестве мониторной реакции использовалась реакция ^{65}Cu(γ,n)^{64}Cu. Образцы исследуемых изотопов облучались вместе с медными мониторами. С целью исключения систематических ошибок в выходах мониторной реакции ^{65}Cu(γ,n)^{64}Cu, вызванных образованием ^{64}Cu в реакции ^{63}Cu(n,γ)^{64}Cu фоновыми нейтронами, фольги-мониторы упаковывались в кадмиевые экраны толщиной 1 мм. Совместное облучение исследуемого образца и монитора позволяет исключить влияние всевозможных нестабильностей пучка тормозного излучения на измеренные значения отношений выходов реакций образца и монитора. Погрешности в измеренных значениях выходов реакции при этом будут определяться стабильностью спектрометрической аппаратуры и статистическим разбросом данных. С учетом возможного дрейфа шкалы энергии бетатрона во время многомесячных измерений значение погрешности не превышало 0,2 МэВ. Дрейф шкалы энергии периодически контролировали с помощью излома в кривой выхода реакции $^{16}O(\gamma,n)^{15}O$ при $E_{\gamma max}$ =17,1 МэВ.

Наведенная активность образующего радиоизотопов ^{73m,g}Se и ^{81m,g}Se в реакции (γ,n) измерялась полупроводниковым гамма спектрометром с детектором типа ДГДК-63В.

В случае реакции *(n,2n)* измерение наведенной активности мишеней проводилось на гамма-спектрометре, состоящем из германиевого детектора HPGe.

Идентификация заселения основного и изомерного уровней проводилась по γ-линиям 254 кэВ(^{73m}Se), 361 кэВ(^{73g}Se), 103 кэВ(^{81m}Se) и 289 кэВ(^{81g}Se). Спектроскопические характеристики мишеней брались из работы [1-4] и приведены в таблице 3.15.

Таблица 3.15

Спектроскопические характеристики ядер-продуктов реакции (γ,n) и (n,2n)

Ядро-продукт	I^{π}	$T_{1/2}$	E_{γ}, *кэВ*	I_{γ}, %	*P*
^{73m}Se	$3/2^-$	41мин	254	2,27	0,74
^{73g}Se	$9/2^+$	7,1 ч	361	94,9	-
^{81m}Se	$7/2^+$	53,3 мин	103	8,7	0,995
^{81g}Se	$1/2^-$	18,5 мин	289	0,288	-

Изомерные отношения выходов реакции d определялась по формуле (3.1).

Полученные экспериментальные результаты об изомерных отношениях выходов и сечений реакций типа (γ,n) и (n,2n) на ядрах ^{74,82}Se приведены на рис. 3.16 и 3.17 и в табл. 3.16 и 3.17 Абсолютная ошибка изомерных отношений выходов определяется статистической погрешностью счетов в фотопике измеряемой γ-линии и эффективностью регистрации γ-излучения. На рис. 3.16 и 3.17 приведены энергетические зависимости изомерных отношений выходов реакций ^{74}Se(γ,n)^{73m,g}Se и ^{82}Se(γ,n)^{81m,g}Se в области энергий от порога до 35 МэВ с шагом 1 МэВ. Для реакций ^{74}Se(γ,n)^{73m,g}Se изомерные отношения выходов медленно изменяется до 20 МэВ, потом наступает плато. Если учесть ошибки измерений, тогда эти изменения не заметны, т.е. в области экспериментальных ошибок. Вероятно, это связано с тем, что пороговые энергии этих реакций очень близки по значению.

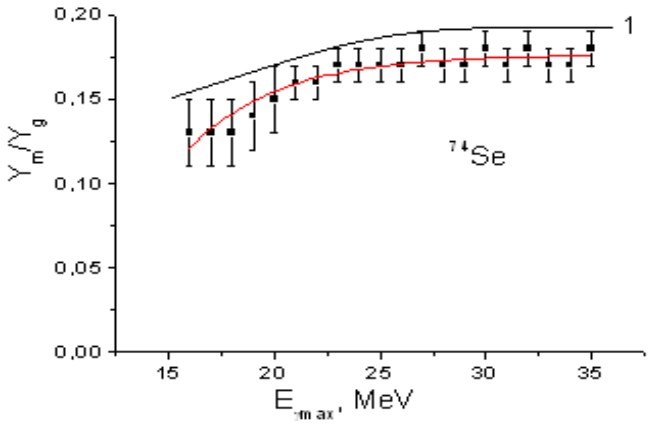


Рис. 3.16. Энергетические зависимости экспериментальных (точки) и рассчитанных (1-сплошные кривые) изомерных отношений выходов реакции ^{74}Se(γ,n)^{73m,g}Se

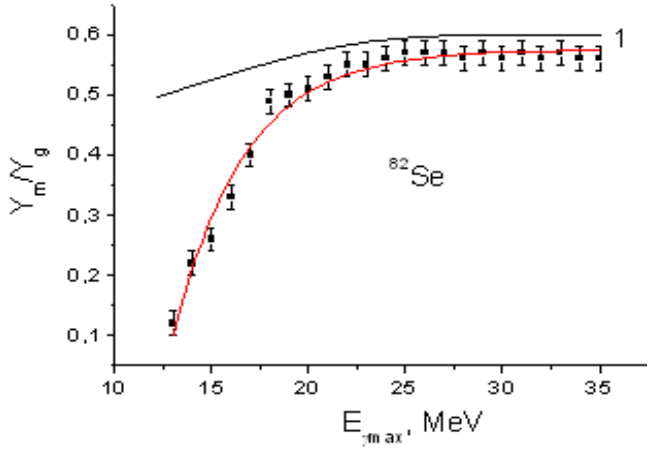


Рис. 3.17. Энергетические зависимости экспериментальных (точки) и рассчитанных (1-сплошные кривые) изомерных отношений выходов реакции ^{82}Se(γ,n)^{81m,g}Se

Пороговые энергии реакций ^{74}Se(γ,n)^{73m}Se и ^{74}Se(γ,n)^{73g}Se соответственно равны: 12,10 и 12,11 МэВ. В таблице 3.16 приведены значения изомерных отношений выходов реакций, полученных сравнением с данными других работ. Как показывает анализ экспериментальных данных по изомерным отношениям выходов реакций ^{74}Se(γ,n)^{73m,g}Se, полученных в различных лабораториях между собой не согласуются. Некоторые данные резко отличаются от данных других работ. Может быть это связано со схемой распада, которое необходимо более тщательно изучить. В данном

случае по-видиому, надо проводить повторные эксперименты по измерению изомерных отношений выходов реакции.

Таблица 3.16

Изомерные отношения выходов реакций $^{74}Se(\gamma,n)^{73m,g}Se$

$E_{\gamma max}$, МэВ	Y_m/Y_g	Источник
14,5	0,13±0,02	[30]
21	0.564±0.11	[116]
22	0.576±0.11	[116]
22	0.10±0.02	[18]
20	0.620±0.0055	[117]
21	0.624±0.0055	[117]
22	0.636±0.0056	[117]
23	0.640±0.0057	[117]
24	0.634±0.0056	[117]
19	6.25±0.04	[118]
22	0.39±0.04	[119]
15,0	0,13±0,03	Настоящая работа
30	0,18±0,01	Настоящая работа

В случае реакции $^{82}Se(\gamma,n)^{81m,g}Se$ результаты измерений показали, что значения изомерных отношений выходов Y_m/Y_g растут от порога реакции до ~20 МэВ. Возможно, это связано с тем, что с ростом энергии увеличивается число каскадных γ-переходов, снимающих возбуждение ядра, а также увеличением моментов, уносимых квазипрямыми нейтронами. При энергии выше ~20 МэВ ($E_{\gamma max} \geq E_m + \Gamma$, E_m – положения максимума, Г – полуширина ГДР) наступало насыщение кривой Y_m/Y_g, поскольку дальнейшее увеличение плотности уровней, возможно не меняло заметным образом вероятность образования каскадов, приводящих к метастабильным состояниям. Следует отметить, что в области насыщения значение <d>=0,55±0,09.

В табл. 3.16 и 3.17 приведены для сравнения экспериментальные результаты измерений, полученные нами в разное время. Как видно из табл. 3.17, результаты, полученные нами для реакций $^{82}Se(\gamma,n)^{81m,g}Se$ в пределах погрешностей согласуются с данными следующих работ

[18,26,77,118,119,121]. В области энергий E>25 МэВ энергетическая зависимость изомерных отношений выходов получены нами впервые.

Таблица 3.17

Изомерные отношения выходов реакции $^{82}Se(\gamma,n)^{81m,g}Se$

$E_{\gamma max}$, МэВ	Y_m/Y_g	Источник
19	0,42±0,04	[119]
20	0,497±0,054	[117]
21	0,515±0,056	[117]
22	0,536±0,055	[117]
22	0,54±0,03	[18]
21	0.521±0,048	[120]
22	0.558±0,050	[120]
23	0.550±0,050	[120]
25	0.52±0,06	[109]
25	0,57±0,03	[26]
30	0,56±0,02	[26]
20	0,54±0,02	Настоящая работа
25	0,56±0,02	Настоящая работа
30	0,55±0,02	Настоящая работа
35	0,55±0,02	Настоящая работа

Функции возбуждений (γ,n) - реакции получены по экспериментальным изомерным отношениям и полным сечениям фотонейтронной реакции $\sigma_п$ [110]. Спектр тормозных фотонов рассчитывался по программе GEANT4 [109]. Расчет сечения проводили методом Пенфолда-Лисса с шагом 1 МэВ.

Экспериментальная зависимость сечений реакции $^{82}Se(\gamma,n)^{81m,g}Se$ от граничной энергии тормозных квантов аппроксимировалась функцией Лоренца. Параметры аппроксимации и интегральные сечения реакции приведены в табл. 3.18.

Экспериментальная зависимость сечений реакции $^{59}Co(\gamma,n)^{58m,g}Co$ от граничной энергии тормозных квантов аппроксимировалась функцией Лоренца, параметры которой определялись методом наименьших квадратов

по набору экспериментальных значений. В табл. 3.18 приведены параметры аппроксимации и интегральные сечения реакции. Экспериментальное значение сечений сравнивалось с теоретическими расчетами, выполненными с использованием кода TALYS 1.0 [75].

Таблица 3.18

Сечение реакции $^{82}Se(\gamma,n)^{81}Se$

Реакция	E_m, МэВ	Г, МэВ	σ_m, мб	σ_{int}, МэВ·мб	E_h, МэВ	Источник
$^{82}Se(\gamma,n)^{81}Se$	15.89	4	142.7	727	26.5	[111]
$^{82}Se(\gamma,n)^{81m}Se$	16,00±0,11	4,76±0,24	51,1±2,2	-	-	[116]
$^{82}Se(\gamma,n)^{81g}Se^{*}$	15,65±0,09	3,73±0,37	93,24	552±58	30	Настоящая работа
$^{82}Se(\gamma,n)^{81m}Se^{*}$	16,01±0,05	3,78±0,19	47,19	286±13	30	Настоящая работа
$^{82}Se(\gamma,n)^{81m}Se$	16,01±0,06	4,07±0,36	48	302±33	21	Настоящая работа

Примечание. *Расчет сечений проводилось по программе TALYS-1.0. ** σ_{int} – интегральное сечение реакции, E_h - верхний предел интегрирования.

Полученные экспериментальные изомерные отношения выходов сравниваются с результатами расчетов, выполненными нами в рамках статистической теории ферми-газа [21].

Плотность ядерных уровней рассчитывалась по формуле Бете-Блоха [121], спиновая часть которой имеет вид

$$\rho(J) = (2J+1)\exp\left[-(J+1/2)^2/2\sigma^2\right] \qquad (3.12)$$

где σ - параметр ограничения по спину или спинового обрезания, который можно записать в виде [122]

$$\sigma^2 = 0{,}0889\sqrt{aU}\cdot A^{2/3} \quad , \qquad (3.13)$$

где A – массовое число, a – параметр плотности уровней, U – энергия возбуждения, под которой понимается эффективная энергия [123]. Параметр ограничения по спину в теории ферми-газа связан линейно с твердотельным моментом инерции ядра.

Приведенная вероятность P испускания компаунд-ядром нейтрона с моментом l_n и энергией ε_n и перехода его при этом в состояние (J_f, π_f) рассчитывалась по формуле:

$$P(J_c,\pi_c;J_f,\pi_f) = \beta\rho(J_f)\sum_{S=|J_f-s|}^{J_f+s}\sum_{l=|J_c-S|}^{J_c+S}T_l(\varepsilon)\omega_l(\pi_c,\pi_f)\,, \qquad (3.14)$$

где β - константа;

s – спин вылетающего нейтрона;

$T_l(\varepsilon)$ – коэффициент проницаемости барьера [123].

Среднее число γ-квантов в каскаде определялось по формуле [122]

$$N = \tfrac{1}{2}\sqrt{aU'}\,,$$

где U' - энергия возбуждения остаточного ядра.

Результаты расчетов приведены на рис. 3.21 и 3.22 (сплошные линии). Удовлетворительного согласия с результатами экспериментов в области $E_{\gamma max}$≥20 МэВ удается достичь при фиксированном значении параметра спинового ограничения $\sigma = 3{,}11\hbar$. В случае реакций ^{74}Se(n,2n)^{73m,g}Se и ^{82}Se(n,2n) ^{81m,g}Se значение параметра спинового ограничения равно $\sigma = 3{,}41\hbar$. Хорошее согласие между экспериментальными и расчетными результатами по реакции (γ,n) подтвердило достоверность используемых в расчетах характеристики остаточных ядер, коэффициентов проницаемости испускаемых нейтронов и т.п.

В случае реакции (n, 2n) определены сечения образования изомерного и основного состояния и их изомерных отношений σ_m/σ_g. В табл. 3.19 приведены полученные результаты для реакции (n,2n) на ядре ^{82}Se. Как видно из данной таблицы, результаты, полученные нами по изомерным отношениям сечений σ_m/σ_g в пределах погрешностей измерений согласуются с данными других работ. Результаты измерений, приведенные в табл. 3.19 свидетельствуют, что относительная вероятность возбуждения изомеров в случае реакции типа (n, 2n) на несколько раз выше, чем в реакции (γ, n).

Таблица 3.19

Сечение реакции $^{82}Se(n,2n)^{81g}Se$

E_n, МэВ	σ_m, мб	σ_g, мб	σ_m/σ_g	Источник
14,1	896±49	-	-	[124]
14,6	1002±50	392±20	2,56±0,18	[125]
14,1	1078±42	441±26	2,40±0,20	[125]
14,6	1114±44	431±28	2,60±0,20	[125]
13,9	1692±227	-	2,17±0,33	[126]
14,5	1587±218	-	2,70±0,22	[126]
14,8	850±50	310±25	2,74±0,27	[127]
14,1	975±53	388±22	2,51±0,09	Настоящая работа
14,0*	885	352	2,51	Настоящая работа
14,5*	908	349	2,60	Настоящая работа

Примечание. *Расчет сечений проводилось по программе TALYS-1.0.

Вероятно, это связано с вносимым в ядре моментом, которые в случае (n, 2n)-реакции больше, чем в фотоядерных реакциях. По данным, приведенным в табл.3.19, можно определить величину σ_m/σ_{tot}, которая равна 0,72±0,03. В таблице 3.20 приведены результаты работ по реакциям ^{74}Se (n,2n) $^{73m,g}Se$.

Таблица 3.20

Изомерные отношения сечений реакции типа (n,2n) на ядре ^{74}Se

Энергия E_n, МэВ	σ_m/σ_g	σ	Источник
15,0	0,78	4,2	[128]
14,7	0,65	2,6	[129]
14,5	0,44	-	[30]
14,5	0,80±0,07		[130]
14,1	0,84±0,07	3,4	Настоящая работа
14,0	0,93*		Настоящая работа
14,5	0,99*		Настоящая работа

Примечание. *Расчет сечений проводился по программе TALYS-1.0.

В этой таблице также приведены результаты теоретических расчётов, проведенных с помощью пакета программ TALYS-1.6.

Из приведенных в табл. 3.18 данных следует, что экспериментальные исследования возбуждения изомерных состояний в фотоядерной реакции типа $^{82}Se(\gamma,n)^{81m,g}Se$ проводились в основном в области энергий 10-25 МэВ, т.е. в области гигантского дипольного резонанса. В области энергий выше 25 МэВ энергетическая зависимость изомерных отношений мало изучена. Полученные данные по энергетической зависимости изомерного отношения выходов и сечений реакций (γ,n) и (n,2n) на ядре ^{82}Se могут быть использованы при изучение механизма фотоядерных реакций и разработки методик гамма и нейтронного-активационного анализа.

§ 3.5. Сечения возбуждения изомерных состояний в реакциях (γ,n) и (n,2n) на ядрах $^{85,87}Rb$

В настоящей работе методом наведенной активности исследованы сечения возбуждения изомерных состояний $^{84m,g}Rb$ и $^{86m,g}Rb$ в реакциях (γ,n) и (n,2n) на ядре $^{85,87}Rb$. Также для этих реакций впервые получены данные по энергетической зависимости изомерного отношения выходов фотоядерного реакции (γ,n) в области энергий 25-35 МэВ с шагом 1 МэВ.

Энергетическая зависимость изомерного отношения выходов фотоядерной реакции $^{85}Rb(\gamma,n)^{84m,g}Rb$ исследована в работах [18,26,131,132]. В работах [18,131] изомерные отношения изучены в области энергий 12-25 МэВ. В работе [132] изомерные отношения выходов измерены при энергиях 20 МэВ, 30 МэВ и 40 МэВ. Для реакции $^{87}Rb(\gamma,n)^{86m,g}Rb$ изомерные отношения получены в работах [133,131] в области энергий 12-24 МэВ. В работе [133] значения изомерных отношений выходов реакций $^{87}Rb(\gamma,n)^{86m,g}Rb$ определены в области энергий 14-17 МэВ с очень высокой ошибкой измерений (14-21%). Вероятно, это связано с интенсивностью гамма-излучений, которая при наружномоблучение бетатрона резко падет.

В случае реакции (n,2n), несмотря на проведение многочисленных экспериментов при 14 МэВ, очень мало данных по отдельным измерениям сечений изомерного и основного уровней.

Эксперименты проводились на нейтронном генераторе НГ-150 ИЯФ АН РУз и на сильноточном бетатроне СБ-50 НУУз. Время облучения нейтронным потоком с энергией 14,1 МэВ составляет 20 мин. Мониторирование потока нейтронов осуществлялось с помощью пластинки из алюминия натурального изотопного состава, которые облучались вместе с мишенями. Масса мониторов составляют 151,4 мг. В качестве мишеней использовались образцы сульфата рубидия (Rb_2SO_4) весом 595 мг. Наведенная активность мишеней измерялась на гамма-спектрометре, состоящем из германиевого детектора HPGe.

Эксперименты по фотоядерным реакциям проводились на тормозном γ-пучке бетатрона СБ-50 Национального университета Узбекистана в области энергий 10-35 МэВ с шагом 1 МэВ. Время облучения 30-150 мин. При определении относительных выходов фотоядерных реакций, в качестве мониторной реакции использовалась реакция $^{65}Cu(\gamma,n)^{64}Cu$. Образцы исследуемых изотопов облучались вместе с медными мониторами.

Идентификация заселения изомерного и основного уровней проводилась по γ-линиям 216,2 кэВ (^{84m}Rb: $T_{1/2}$ =20,5 мин, $J^{\pi}=6^{+}$), 881 кэВ (^{84g}Rb: $T_{1/2}$ =32,9 сут, $J^{\pi}=2^{-}$), 555,6 кэВ (^{86m}Rb: $T_{1/2}$ =1,02 мин, $J^{\pi}=6^{-}$), и 1078,8 кэВ (^{86g}Rb: $T_{1/2}$ =18,6 сут, $J^{\pi}=2^{-}$). Спектроскопические характеристики ядер-продуктов реакций (γ,n) и (n,2n), приведены в таблице 3.21.

Таблица 3.21

Спектроскопические характеристики ядер-продуктов реакции (γ, n) и (n, 2n)

Радионуклид	J^{π}	$T_{1/2}$	E_{γ}, кэВ	I_{γ} , %	p
^{84m}Rb	6^{+}	20,5 мин	216,2	32,5	1
^{84g}Rb	2^{-}	32,9 сут	881,6	75,3	-
^{86m}Rb	6^{+}	1,02 мин	555,6	98,2	1
^{86g}Rb	2^{-}	18,6 сут	1078,8	8,79	-

На рис. 3.18 и 3.19 приведены схемы распада ^{84m,g}Rb и ^{86m,g}Rb. В обоих случаях наблюдается превращение изомерных пар 2 типа. Коэффициенты ветвлений в обоих случаях равно единице и в этом случае, ядро в основном состоянии, радиоактивно. Ядро, находящееся в метастабильном состоянии не претерпевает β- распада. Изомерный переход сопровождается также электронами конверсии и гамма-квантами. На рис. 3.20 и 3.21 показаны гамма-спектры облученного рубидия.

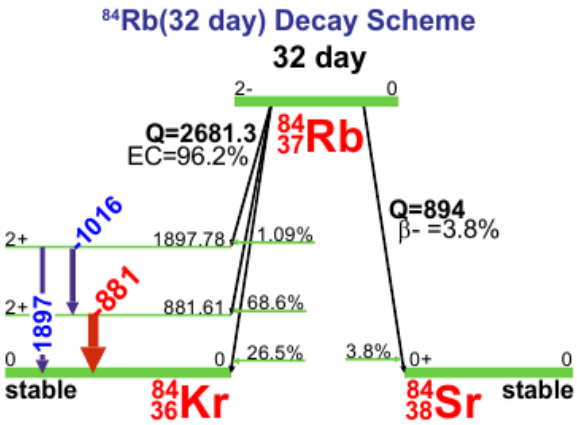


Рис. 3.18. Схема распада ^{84m,g} Rb

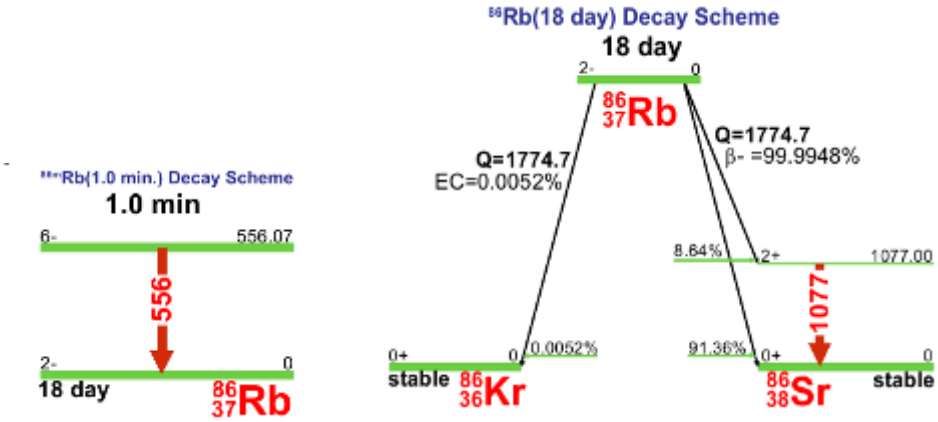


Рис. 3.19. Схема распада ^{86m,g}Rb

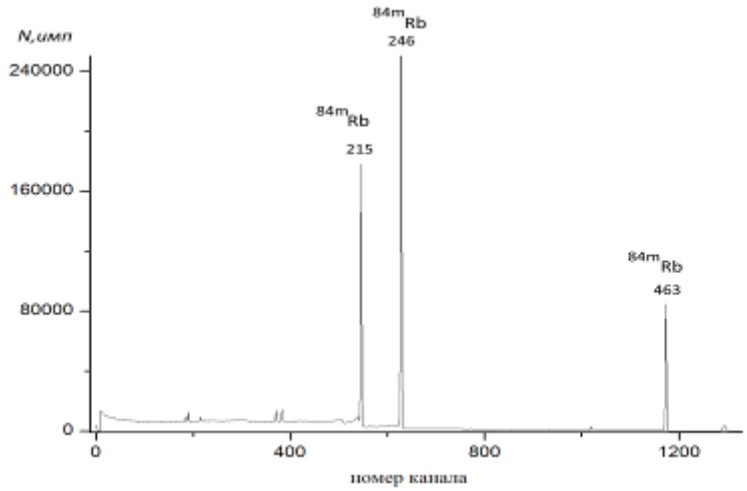


Рис. 3.20. Гамма-спектр от образца рубидия, полученный на HPGe –детекторе

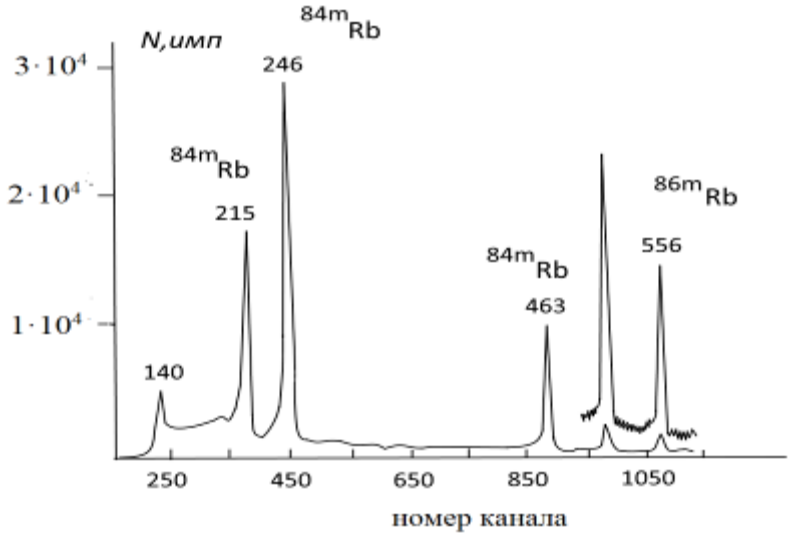


Рис. 3.21. Гамма-спектр от образца рубидия полученный на Ge(Li)–детекторе

Полученные экспериментальные результаты об изомерных отношениях выходов реакции (γ,n) на ядрах ^{85,87}Rb приведены на рис. 3.22 и в табл. 3.22 и 3.23. На рис. 3.22 приведена зависимость изомерных отношений выходов $d(E_{\gamma max})=Y_m/Y_g$ реакций ^{85}Rb(γ,n) ^{84m,g}Rb и ^{87}Rb(γ,n) ^{86m,g}Rb от максимальной энергии тормозного излучения.

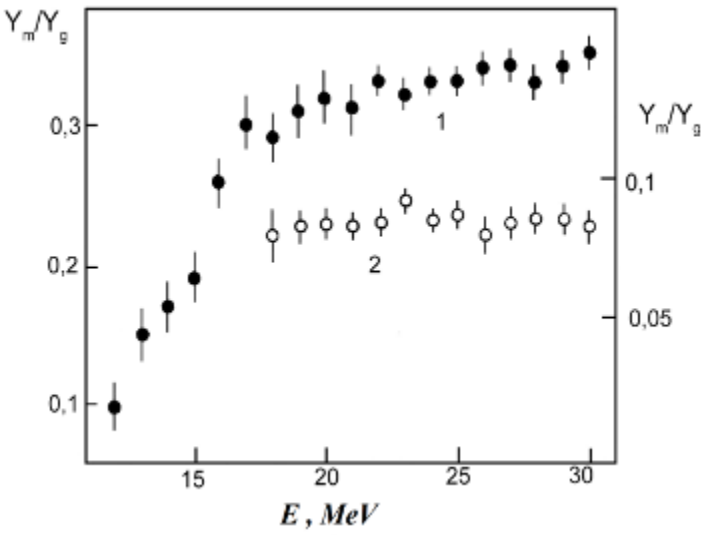


Рис. 3.22. Энергетическая зависимость изомерного отношения выходов реакции (γ,n) на ядрах ^{85}Rb(1) и ^{87}Rb(2)

На рис. 3.22 приведена энергетическая зависимость изомерного отношения выходов реакции ^{85}Rb(γ,n)^{84m,g}Rb в области энергий 12-35 МэВ. Погрешности экспериментальных значений d($E_{\gamma max}$) для каждой максимальной энергии тормозного излучения $E_{\gamma max}$ обусловлены статистикой отсчетов в фотопиках и погрешностями в определении эффективности детектора. Учитывая значительное увеличение статистических погрешностей, измерения выходов реакции в непосредственной близости к порогу фотоядерных реакций не проводили.

Как видно из рис.3.22, что изомерные отношения выходов реакции ^{85}Rb(γ,n) ^{84m,g}Rb возрастало от порога реакций до значений энергии ~18 МэВ, что связано, вероятно, с увеличением числа каскадов γ-переходов с ростом энергии возбуждения, а также моментов, уносимых квазипрямыми нейтронами. При энергиях ~ 18 МэВ наблюдается насыщение зависимости d($E_{\gamma max}$). Возможно, это обусловлено слабым влиянием дальнейшего увеличения плотности уровней на вероятность образования каскадов приводящих к возникновению метастабильных состояний. В области насыщения значение <d>=0,33±0,05.

В таблице 3.22 приведены экспериментальные данные по изомерным отношениям выходов реакции типа (γ,n) на ядрах ^{85,87}Rb. В этой таблице значение изомерного отношения выходов приведены в двух формах: $d(E_{\gamma\ max}) = Y_m / Y_g$ и $\eta(E_{\gamma\ max}) = Y_m / (Y_m + Y_g)$. Для сравнения также приведены данные других работ. Наши результаты в пределах погрешности измерений согласуются с данными работ [18,26,132,133] (см. таблицу 3.22).

Таблица 3.22

Изомерные отношения выходов реакций (γ, n) на ядрах ^{85,87}Rb

Реакция	d	η	$E_{\gamma max}$, МэВ	Литература
^{85}Rb(γ,n) ^{84m,g}Rb	0.34±0.01	0.25±0.01	22	[18]
	0.34±0.01	0.25±0.01	25	[18]
	0.30±0.01	0.23±0.01	18	[131]
	0.33±0.01	0.25±0.01	25	[26]
	0.35±0.01	0.26±0.01	30	[26]
	0.32±0.01	0.24±0.01	20	Настоящая работа
	0.33±0.01	0.25±0.01	25	Настоящая работа
	0.35±0.01	0.26±0.01	30	Настоящая работа
	0.35±0.01	0.26±0.01	35	Настоящая работа
	0.31±0.04	0.24±0.03	20	[132]
	0.34±0.06	0.25±0.04	30	[132]
	0.44±0.08	0.31±0.06	40	[132]
^{87}Rb(γ,n) ^{86m,g}Rb	0,087±0,004	0.081±0.004	18	[131]
	0,086±0,004	0.079±0.004	18,5	[131]
	0.074±0,004	0.070±0,004	24	[133]
	0,087±0,004	0,080±0,004	25	Настоящая работа

В работе [132] отношение Y_m/Y_g определено также при максимальной энергии тормозного излучения 40 МэВ. Из этих данных видно, что в значениях изомерных отношений выходов реакции ^{85}Rb(γ,n) ^{84m,g}Rb при высоких энергиях наблюдается тенденция к увеличению. Возможно, это связано с тем, что при высокой энергии вклад прямых процессов,

приводящих к образованию изомерных состояний, увеличивается. В случае реакций ^{87}Rb(γ,n) ^{86m,g}Rb значения, полученные в настоящей работе, в пределах погрешности измерений согласуются с данными работы [131].

На основе экспериментальных данных по изомерным отношениям выходов реакций (γ, n) на ядрах ^{85,87}Rb определены сечения реакций. Методика расчета подробно приведена в предыдущем параграфе. Функцией Лоренца аппроксимировалась экспериментальная зависимость сечений реакции ^{85}Rb(γ,n)^{84m}Rb и ^{87}Rb(γ,n)^{86m}Rb от граничной энергии тормозных квантов. В таблице 3.23 и 3.24 приведены данные по параметрам аппроксимации и интегральные сечения реакции**.** Погрешности оценены исходя из статистики зарегистрированных отчетов, ошибки определения сечений мониторной реакции и эффективности регистрации детектора.

Таблица 3.23

Сечение реакции ^{85}Rb(γ,n) ^{84m}Rb

Реакция	E_m, МэВ	Г, МэВ	σ_m, мб	σ_{int},(25 МэВ)** МэВ·мб	Источник
^{85}Rb(γ,n) ^{84m}Rb	17,1±0,1	4,8±0,4	46±4	348±40	Настоящая работа
^{85}Rb(γ,n) ^{84m}Rb*	17,1±0,1	4,7±0,3	35	247±14	Настоящая работа
^{85}Rb(γ,n) ^{84m}Rb	18,0±0,3	4,2±0,3	40±5	175	[134]
^{85}Rb(γ,n) ^{84m}Rb	16,9±0,1	4,9±0,5	52±5	-	[131]
^{85}Rb(γ,n) ^{84g}Rb*	16,8±0,1	4,5±0,2	170	1205±50	Настоящая работа
^{85}Rb(γ,n) ^{84g}Rb	18,0±0,3	4,7±0,3	162±16	871	[134]
^{85}Rb(γ,n) ^{84}Rb*	16,9±0,1	4,5±0,2	203	1461±58	Настоящая работа
^{85}Rb(γ,n) ^{84}Rb	16,8	4.5	194	1052	[15]

Примечание. * σ_{int} – интегральное сечение реакции, верхний предел интегрирования – 25 МэВ. **Расчет сечений проводился по программе TALYS-1.0.

Таблица 3.24

Сечение реакции ^{87}Rb(γ,n)^{86m,g}Rb

Реакция	E_m, МэВ	Г, МэВ	σ_m, мб	σ_{int},(25 МэВ)** МэВ·мб	Источник
^{87}Rb(γ,n)^{86m}Rb	17,1±0,1	4,1±0,5	18±2	116±16	Настоящая работа
^{87}Rb(γ,n)^{86m}Rb*	17,6±0,1	5,1±0,4	18	103±8	Настоящая работа
^{87}Rb(γ,n)^{86g}Rb*	16,7±0,1	5,3±0,3	174	1450±91	Настоящая работа
^{87}Rb(γ,n)^{86}Rb*	16,8±0,1	5,3±0,3	186	1545±90	Настоящая работа
^{87}Rb(γ,n)^{tot0}Rb	16,8	4.5	194	1052	[14]

Примечание. * σ_{int} – интегральное сечение реакции, верхний предел интегрирования – 25 МэВ. **Расчет сечений проводился по программе TALYS-1.0.

Для оценки и сравнения экспериментальных результатов нами проведен расчет сечения реакции с помощью программного пакета TALYS-1.6 [75]. TALYS представляет собой универсальный пакет моделирования ядерных реакций. В виду того, что толщина вольфрамовой мишени-конвертора была 1,05 мм, что меньше радиационной длины для вольфрама, и которая составляет около 1,87 мм [85], в качестве распределения γ-квантов по энергии – $W(E_\gamma,E_m)$ использовался спектр Шиффа [85]. Результаты теоретических расчетов приведены также в таблице 3.24. Как видно из табл. 3.23 и 3.24, значение сечения в максимуме σ_m и ширина распределения на половине его высоты Г во всех работах в пределах погрешности измерений согласуются между собой. В данной таблице также приведены значения сечений [15], экспериментально полученные на квазимонохроматических фотонах. Как показано в работе [85] значения сечений, полученных в этих экспериментах, отличаются от данных, полученных на тормозном излучении и занижены на 10-20%. Приведенные данные в табл. 3.23 и 3.24 по сечению реакций позволяют получить оценку изомерного отношения сечения $r=\sigma_m/\sigma_{tot}$ и интегральных сечений $g=\sigma_{int}/\sigma_{tot}^{int}$ реакций, которое составляет при E_γ=17 МэВ соответственно: r=0,23±0,02 и g=0,27±0,05.

Энергетическое положение максимума сечения реакции ^{85}Rb(γ,n) ^{84m}Rb в пределах погрешности совпадает с энергией гигантского дипольного резонанса ^{85}Rb, определяемое по эмпирическому соотношению $E_m = 75 \cdot A^{-1/3}$, которая равна 17,1 МэВ.

Для сравнения с экспериментом нами проведен расчет изомерных отношений по статистической модели ядра. Улучшить количественное согласие расчетов с экспериментом удалось при фиксации параметра спинового ограничения σ. При этом удовлетворительное согласие достигается при $\sigma = (3 \div 4)\hbar$.

Для получения абсолютных значений сечений основного и изомерного состояний использовались методы сравнения выходов исследуемой и мониторной реакции. В качестве мониторной реакции использовались ^{27}Al(n,α)^{24}Na.

Таблица 3.25

Сечение реакции (n,2n) на ^{85,87}Rb

Реакция	E_m, МэВ	σ_m, мб	σ_g, мб	Источник
^{85}Rb(n,2n) ^{84}Rb	14,0	341±21	964±40	Настоящая работа
^{85}Rb(n,2n) ^{84}Rb	14,1	-	993±40	[135]
^{85}Rb(n,2n) ^{84}Rb	14,7	567±68	1122±135	[136]
^{85}Rb(n,2n) ^{84}Rb*	14,0	431	1041	Настоящая работа
^{87}Rb(n,2n) ^{86}Rb	14,0	520±36	881±68	Настоящая работа
^{87}Rb(n,2n) ^{86}Rb*	14,0	452	1108	Настоящая работа
^{87}Rb(n,2n) ^{86}Rb	14,1	-	1206±48	[135]
^{87}Rb(n,2n) ^{86}Rb	14,5	-	1248±50	[135]
^{87}Rb(n,2n) ^{86}Rb	14,0	515±51	875±105	[137]
^{85}Rb(n,2n) ^{84}Rb	13,83	387±12	-	[138]
^{85}Rb(n,2n) ^{84}Rb	14,43	442±14	-	[138]

*Расчет сечений проводился по программы TALYS-1.0.

Изомерные отношения сечений для реакций ^{85}Rb(n,2n) ^{84}Rb и ^{87}Rb(n,2n) ^{86}Rb соответственно равны 0,35±0,02 и 0,59±0,05.

Для сравнения с экспериментом нами проведен расчет изомерных отношений по статистической модели ядра. Улучшить количественное согласие расчетов с экспериментом удалось при фиксации параметра спинового ограничения σ. При этом удовлетворительное согласие достигается при $\sigma = 3,70\ \hbar$ и $\sigma = 3,55\ \hbar$, соответственно для ^{86}Rb и ^{87}Rb.

Результаты, полученные в настоящей работе, могут быть использованы для решения прикладных задач, а также при планировании экспериментов по изучению изомерных отношений в фотоядерных и нейтронных ядерных реакциях и при изучении механизма реакций.

Выводы по третьей главе

Впервые измерены изомерные отношения выходов реакции ^{45}Sc(γ,n)^{44m,g}Sc, ^{59}Co(γ,n)^{58m,g}Co, ^{76}Ge(γ,n)^{75m,g}Ge, ^{85}Rb(γ,n) ^{84m,g}Rb и ^{87}Rb(γ,n) ^{86m,g}Rb в области энергий 11-25 МэВ с шагом 1 МэВ.

Впервые методом наведенной активности определены сечения возбуждения изомерных состояний ^{75m,g}Ge и ^{86m,g}Rb в реакции (γ,n) на ядрах ^{6}Ge и ^{87}Rb.

Обнаружено, что значения изомерного отношения выходов реакции ^{76}Ge(γ,n)^{75m,g}Ge возрастают от порога реакции до ~ 17 *МэВ*, что обусловлено, по-видимому, увеличением числа каскадов γ-переходов с ростом энергии возбуждения, а также увеличением моментов уносимыми квазипрямыми нейтронами. При энергиях ~ 17 *МэВ* наблюдается насыщение зависимости $d(E_\gamma)$. Возможно, это обусловлено слабым влиянием дальнейшего увеличения плотности уровней на вероятность образования каскадов, приводящих к возникновению метастабильных состояний.

Определены сечения возбуждений изомерных состояний в реакциях $^{45}Sc(n,2n)^{44m,g}Sc$, $^{59}Co(n,2n)^{58m,g}Co$, $^{76}Ge(n,2n)^{75m,g}Ge$, $^{85}Rb(n,2n)$ $^{84m,g}Rb$ и $^{87}Rb(n,2n)$ $^{86m,g}Rb$ при энергии нейтронов 14,1 МэВ.

Для сравнения с экспериментом проведен расчет изомерных отношений по статистической модели ядра. Улучшить количественное согласие расчетов с экспериментом удалось при фиксации параметра спинового ограничения σ.

Установлено, что самая высокая вероятность возбуждения изомерных состояний $^{44m,g}Sc$ наблюдается в реакциях под действием ионов (Ne^{20},2pn), (Ne^{22},αn+2p3n), (O^{16},3pn) и самое низкое – в фотоядерной реакции типа (γ,n). Вероятно, это связано с вносимым в ядро моментом частиц или гамма-квантов.

ГЛАВА IV. ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАКЦИЯХ (γ,n), (γ,p), (n,2n) И (γ,2n) НА ЯДРАХ ^{89}Y, ^{113}In И ^{112}Sn

Возбуждения изомерных состояний в реакциях, сопровождающиеся вылетом более одного нуклона, исследованы в значительно меньшей степени из-за малого сечения (на два и более порядка меньше, чем в реакциях «гамма-квант – нуклон») и связанными с этими трудностями выделения их на фоне других, более интенсивных процессов, а также высоких порогов реакции. Учитывая важность получения экспериментальных данных для этих реакций былы проведены экспериментальная и теоретические работы.

В этой главе приведены результаты наших экспериментальных и теоретических исследований возбуждения изомерных состояний в реакциях (γ,n), (γ,p), (n,2n) и (γ,2n) на ядрах ^{89}Y, ^{113}In и ^{112}Sn в области энергий 10-35 МэВ. Для нейтронных реакций эксперименты проводились при энергии нейтронов E_n=14,1 МэВ.

Результаты исследований, приведенные в этой главе, отражены в работах [3, 4, 5, 13, 14, 23], список которых приведен во введении.

§ 4.1. Изомерные отношения выходов реакции ^{89}Y(γ,2n)^{87m,g}Y

Методом наведенной активности исследована зависимость изомерного отношения выходов $d=Y_m/Y_g$ фотоядерной реакции ^{89}Y(γ,2n)^{87m,g}Y от максимальной энергии тормозного излучения в диапазоне 23-35 МэВ с шагом 1 МэВ. В качестве мишеней использовали образцы оксида иттрия Y_2O_3 массой 2-3 г в виде таблетки диаметром 15 мм. Мишени облучали в пучке сильноточного бетатрона в течение 1-3 ч. Наведенную активность измеряли полупроводниковым гамма-спектрометром с детектором типа ДГДК-63В. Энергетическое разрешение спектрометра было достаточным для разделения γ-линии энергией 381 кэВ от 388 кэВ ^{87m}Sr, образующегося в реакции ^{89}Y(γ,np) и результате распада ^{87}Y (см. рис. 4.1).

Заселение изомерного и основного уровней идентифицировали по γ-линиям. Спектроскопические характеристики ядер-продуктов реакций $^{89}Y(\gamma,2n)^{87m,g}Y$ приведены в табл. 4.1, схема распада показана на рис. 4.1.

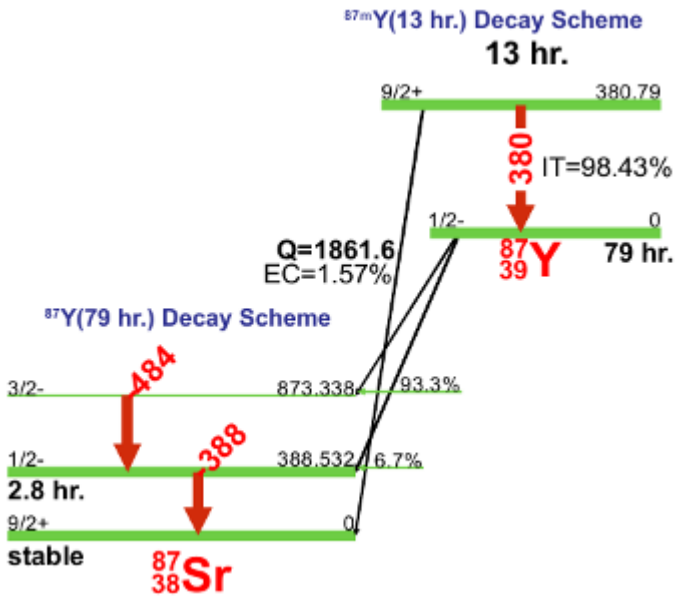


Рис. 4.1. Схема распада $^{87m,g}Y$

Таблица 4.1

Спектроскопические характеристики ядер-продуктов реакции (γ, n) и (n, 2n)

Ядро продукт	J^{π}	$T_{1/2}$	E_{γ}, keV	I_{γ} , %	p
^{87m}Y	$9/2^{+}$	13 ч	381,0	74	0,99
^{87g}Y	$1/2^{-}$	80 ч	484,7	96	

Методом наведенной активности впервые измерены изомерные отношения выходов реакции $d=Y_m/Y_g$ фотонейтронной реакции $^{89}Y(\gamma,2n)^{87m,g}Y$ в области энергий 23-35 МэВ с шагом 1 МэВ. Полученные результаты представлены на рисунке 4.2, где показаны также оценённые для каждой максимальной энергии тормозного излучения $E_{\gamma max}$, погрешности измерений d, вытекающие из статистики отсчетов в фотопиках, и погрешности определения эффективности детектора.

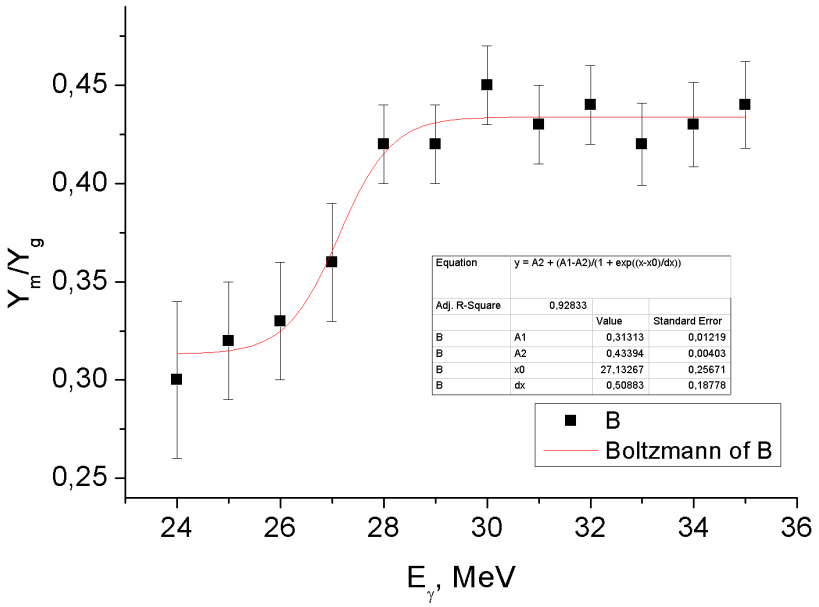


Рис. 4.2. Энергетическая зависимость изомерного отношения выходов реакции $^{89}Y(\gamma,2n)^{87m,g}Y$

Для аппроксимации экспериментальных данных по изомерным отношениям выходов использовали сигмоидальный ("ступенькообразный») функцию Больцмана (сплошная кривая на рис.4.2)

$$y = A_2 + \frac{A_1 - A_2}{1 + \exp\left[\left(E - E_0\right) / \Delta E\right]}, \qquad (4.1)$$

где A_1, A_2, E_0 и ΔE- подгоночные параметры, которые определялись методом наименьших квадратов по набору экспериментальных значений. В результате подгонки получили следующие значения: для ядра ^{81}Br A_1=0,31313±0,01219, A_2=0,43394±0,00403, E_0=(27,13±0,26) МэВ и ΔE=(0,51±0,19) МэВ.

Как видно из рисунка, значение возрастало от порога реакции примерно до 28 МэВ, что обусловлено, по-видимому, увеличением числа каскадных γ-переходов с ростом энергии возбуждения, а также моментов, уносимых квазипрямыми нейтронами. При энергии $E_\gamma \sim 28$ МэВ ($E_{\gamma max} \geq E_m + \Gamma$, где E_m - положение максимума; Г- полуширина гигантского дипольного резонанса) наступало насыщение кривой d, поскольку дальнейшее

увеличение плотности уровней, возможно, не меняло заметным образом вероятность образования каскадов, приводящих к метастабильным состояниям. Полученные результаты в пределах погрешности измерений согласуются с данными других работ, полученных при фиксированных энергиях. В диапазоне энергии 29-35 МэВ изомерные отношения для ^{89}Y измерены впервые.

Изомерные отношения выходов реакции ^{89}Y(γ,2n)^{87m,g}Y теоретически вычислены с помощью программного пакета TALYS-1.6., результаты которого приведены на рис.4.3.

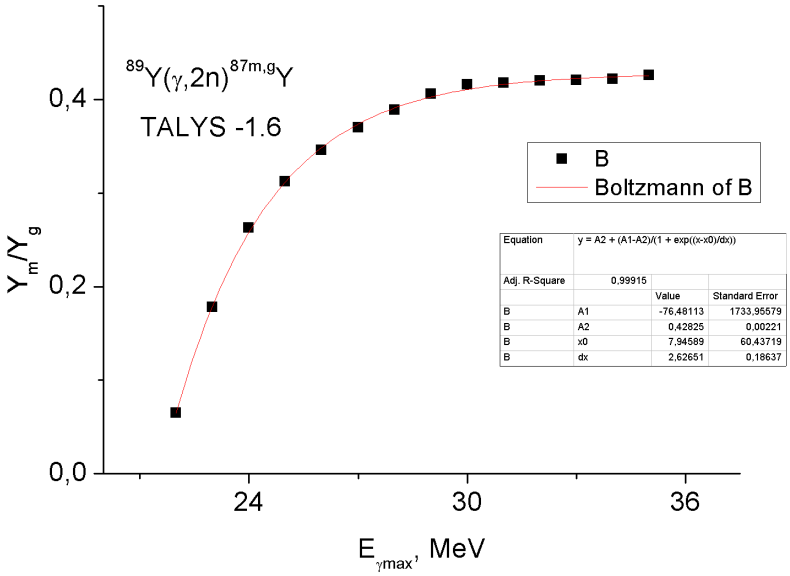


Рис. 4.3. Энергетическая зависимость изомерного отношения выходов реакции ^{89}Y(γ,2n)^{87m,g}Y вычислена с помощью программного пакета TALYS-1.6

В таблице 4.2 приведены экспериментальные результаты полученные в данной работе и результаты других работ. Полученные результаты в пределах погрешности измерений согласуются с данными работ [139] и [142].

Таблица 4.2

Изомерные отношения выходов реакций $^{89}Y(\gamma,2n)^{87m,g}Y$

$E_{\gamma max}$, МэВ	Y_m/Y_g	Источник
25	0,31±0,03	Настоящая работа
30	0,43±0,04	Настоящая работа
25,60	0,35±0,04	[139]
28,6	0,43±0,04	[139]
50	0,54±0,01	[139]
25,75	0,40±0,03	[140]
26,00	0,40±0,03	[140]
45	0,497±0,033	[141]
55	0,583±0,037	[141]
50	0,55±0,04	[142]
60	0,58±0,04	[142]
70	0,62±0,04	[142]

В таблице 4.3 приведены экспериментальные результаты по возбуждению изомерных состояний $^{87m,g}Y$ в различных ядерных реакциях. Значения ИО в альфа-индуцированных реакциях для тех же составное ядро и энергия возбуждения выше и росла быстрее, чем в протонной, нейтронной и фотонно-индуцированной реакции. Это указывает на эффект входного углового момента помимо роли энергия возбуждения.

Все три фактора, такие как мишень, снаряд и выбросы также важны, помимо возбуждения, энергии и входного углового момента для определения ИО продуктов реакции на основе его образования из составного или несоставного процесса.

По экспериментальным изомерным отношениям и полным сечениям фотонейтронной реакции σ_n получены функции возбуждений (γ,2n)-реакции [6]. Расчет сечения проводили методом Пенфолда-Лисса с шагом 1 МэВ [80,110]. В таблице 4.4 приведены энергетическая зависимость сечения реакции $^{89}Y(\gamma,2n)^{87m,g}Y$. Для оценки и сравнения экспериментальных результатов нами проведен расчет сечения реакции с помощью программного пакета TALYS-1.6 [75,88].

Таблица 4.3

Возбуждения изомерных состояний ^{87m,g}Y в различных реакциях

Ядерная реакция	$E_{пор}$, МэВ	$E_{\gamma max}$, МэВ	ИО	Источник
^{93}Nb(γ,α2n)	22,76	45	2,024±0,214	[142]
		50	2,079±0,189	[142]
		55	2,193±0,336	[142]
		60	2,378±0,241	[142]
		70	2,427±0,292	[142]
^{90}Zr(γ,α2n)	29,188	45	2,024±0,214	[142]
^{91}Zr(γ,α2n)	36,882	50	2,024±0,214	[142]
^{92}Zr(γ,α2n)	45,009	55	2,024±0,214	[142]
		60	2,024±0,214	[142]
		70	2,024±0,214	[142]
^{89}Y(γ,2n)	20.826	25	0,31±0,03	Настоящая работа
		30	0,43±0,04	Настоящая работа
		25,5	0,31±0,03	[139]
		28,6	0,43±0,04	[140]
		45	0,497±0,033	[141]
		55	0,583±0,037	[141]
		50	0,55±0,04	[142]
		60	0,58±0,04	[142]
		70	0,62±0,04	[142]
^{90}Zr(p,α)	0,894	15,07	0,444±0,066	[143]
^{91}Zr(p,αn)	8,169	15,90	0,667±0,174	[143]
^{92}Zr(p,α2n)	16,899	17,80	0,842±0,326	[143]
^{90}Zr(p,α4n)	32,015	18,94	1,651±0,209	[143]
		21,30	1,138±0,387	[143]
		24,00	1,909±0,265	[143]
		30,40	2,167±0,353	[143]

В качестве распределения γ-квантов по энергии $W(E_\gamma, E_{\gamma max})$ использовался спектр Шиффа [58,82]. В таблице 4.3. также приведены результаты теоретических расчетов. Как видно в таблице 4.4 также определен параметр спинового ограничения σ, который равен 2,34.

Как видно из таблицы 4.4 экспериментальные значения, полученные в данной работе большие, чем теоретически расчётные величины. Сечения реакций ^{89}Y(γ,2n)^{87m}Y получены с большими ошибками. Это естественно потому, что само сечение реакций относительно меньше по сравнению с фотоядерной реакцией с вылетом одного нейтрона. Кроме того, сечение мониторной [144] или опорной реакций получены с большими ошибками.

Таблица 4.4

Сечения реакций $^{89}Y(\gamma,2n)^{87m,g}Y$

E_γ, МэВ	σ(γ,2n), мб	σ(γ,2n), мб (TALYS-1.6)	
		g	m
22	-	5,9	0,99
23	4,7±2,5	8,9	2,12
24	6,2±1,6	8,1	3,54
25	7,3±1,8	8,0	3,41
26	8,2±2,0	7,8	3,37
27	8,1±2,0	7,6	3,10

§ 4.2. Возбуждение изомерных состояний в реакциях (γ,n), (n,2n), (γ,p) и (γ,2n) на ядрах ^{113}In и ^{112}Sn

В настоящей работе методом наведенной активности исследована энергетическая зависимость изомерного отношения выходов фотоядерных реакций типа (γ,n) и (γ,2n) на ядре ^{113}In в области энергий 12-35 МэВ с шагом 1 МэВ. Изучено изомерное отношение сечений реакции типа (n,2n) на ядре ^{113}In при энергии нейтронов E_n.=14,1 МэВ. Для сравнения также измерены изомерные отношения выходов реакции $^{112}Sn(\gamma,p)^{111m,g}In$.

Эксперименты проводились на сильноточном бетатроне и нейтронном генераторе НГ-150. Эксперименты по фотоядерной реакции проводились на тормозном γ-пучке в области энергий 12-35 МэВ с шагом 1 МэВ. В качестве мишени использовались диски из химически чистого металлического индия диаметром 15 мм и массой 1-3 г. Время облучения мишеней в зависимости от максимальной энергии тормозного излучения составляет 0,5-3 ч. Время облучения нейтронным потоком с энергией 14 МэВ составляет 20 мин. Мониторирование потока нейтронов осуществлялось с помощью пластинки из алюминия натурального изотопного состава, которые облучались вместе с мишенями.

Наведенная γ-активность мишеней измерялась на гамма-спектрометре фирмы Canberra, состоящем из германиевого детектора HPGe Гамма-спектры мишеней начинались измеряться после паузы 2-50 мин и измерялись в течение 3-120 мин. Гамма-спектр (n,2n)-реакции на ядре ^{113}In приведен на рис. 4.4.

Заселение изомерного и основного уровней идентифицировали по γ-линиям. Спектроскопические характеристики ядер-продуктов необходимые для обработки результатов измерений приведены в табл.4.5.

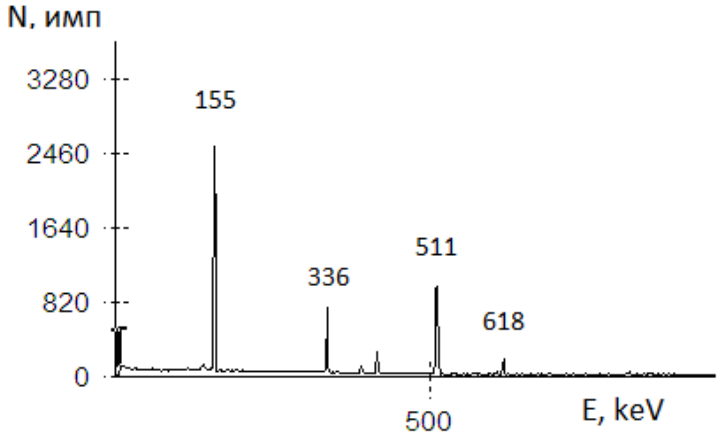


Рис. 4.4. Спектр облученного In при энергии E_n=14,1 МэВ

Таблица 4.5

Спектроскопические характеристики ядер-продуктов реакций (γ,n), (n,2n) и (γ,2n) на ядре ^{113}In

I^{π}	Ядро-продукт	$T_{1/2}$	E_{γ}, кэВ	I_{γ}, %	p
4^+	^{112m}In	20.7 мин	155,4	11,2	1
1^+	^{112g}In	14.4 мин	606,4 618,2	1,19 5,29	-
$1/2^-$	^{111m}In	7,7 мин	536,3	87	1
$9/2^+$	^{111g}In	2,83 сут	171,29 245,35	91 94	-

Для сравнения вероятности образования изомерного состояния $^{111m,g}In$ в фотопротонной реакции проводились эксперименты по измерению изомерных отношений выходов реакции $^{112}Sn(\gamma,p)^{111m,g}In$ при энергиях 25, 30 и 35 МэВ, которые равны соответственно: 0,044±0,02; 0,047±0,02 и 0,048±0,02. Также определены интегральные сечения реакций при 25 МэВ. Значение изомерных отношений интегральных сечений равно 0,045±0,004. С помощью программного пакета получена функция возбуждения реакции $^{112}Sn(\gamma,p)^{111m,g}In$. Параметры гигантского дипольного резонанса: E_m=17,1±0,2 МэВ; Г=4,5±0,1 МэВ; σ_m=6,2 мб; σ_{int}(35 МэВ) = 54±9 МэВ·мб. Определен параметр спинового ограничения σ, который равен 2,21.

В случае реакции $^{113}In(n,2n)^{112m,g}In$ определялись изомерные отношения сечений σ_m/σ_g. Для получения абсолютных значений сечений основного и изомерного состояний использовался метод сравнения выходов исследуемой и мониторной реакции. В качестве мониторной реакции использовалась $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$.

Полученные экспериментальные результаты об изомерных отношениях выходов реакций (γ,n), (n,2n) и (γ,2n) на ядре ^{113}In приведены на рис. 4.5 и 4.6 и в табл. 4.6 и 4.7. На рис. 4.5 и 4.6 приведены зависимости изомерных отношений выходов $\eta(E_{\gamma max})=Y_m/(Y_m+Y_g)$ и $d(E_{\gamma max})=Y_m/Y_g$ реакции $^{113}In(\gamma,n)^{112m,g}In$ и $^{113}In(\gamma,2n)^{111m,g}In$ от максимальной энергии тормозного излучения. Погрешности экспериментальных значений $\eta(E_{\gamma max})$ и $d(E_{\gamma max})$ для каждой максимальной энергии тормозного излучения $E_{\gamma max}$ обусловлены статистикой отсчетов в фотопиках и погрешностями в определении эффективности детектора. Учитывая значительное увеличение статистических погрешностей, измерения выходов реакции в непосредственной близости к порогу фотоядерных реакций не проводили.

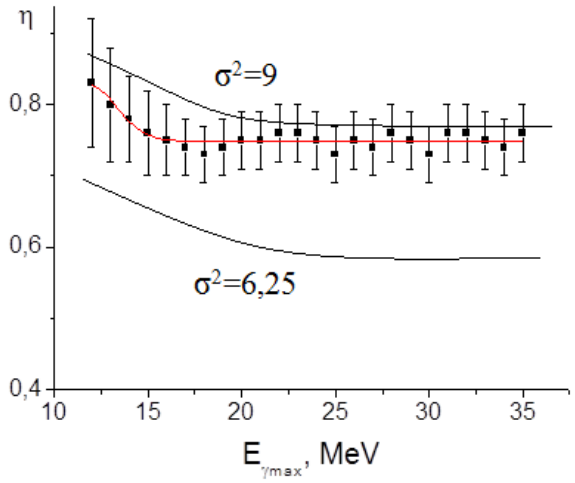


Рис. 4.5. Энергетическая зависимость экспериментальных (точки) и рассчитанных (сплошные лини) значений изомерного отношения выходов $\eta(E_{\gamma max})=Y_m/(Y_m+Y_g)$ реакции $^{113}In(\gamma,n)^{112m,g}In$

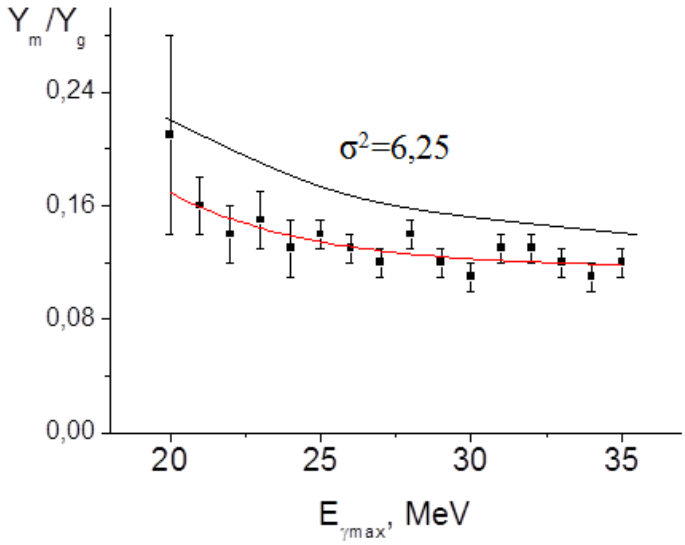


Рис. 4.6. Энергетическая зависимость экспериментальных (точки) и рассчитанных (сплошные линии) значений изомерного отношения выходов $d(E_{\gamma max})=Y_m/Y_g$ реакции $^{113}In(\gamma,2n)^{111m,g}In$

Как видно из рисунка 4.6 с увеличением энергии значение $\eta(E_{\gamma max})$ растет и выходит на плато. Энергетическая зависимость изомерных отношений выходов $\eta(E_{\gamma max})$ реакции $^{113}In(\gamma,n)^{112m,g}In$ в области энергий 26-35 МэВ получена впервые. Наши результаты для фотоядерной реакции

$^{113}In(\gamma,n)^{112m,g}In$ в области энергий 18-30 МэВ согласуются в пределах погрешности измерений с данными работ [145,146,147,148] (см. табл. 4.6).

Таблица 4.6

Изомерные отношения выходов *η* реакции типа (γ,n) на ядре ^{113}In

$E_{\gamma max}$, МэВ	η	Источник
18	0,72±0,04	[145]
20	0,75±0,04	Настоящая работа
30	0,8±0,1	[146]
30	0,69±0,06	[147]
35	0,75±0,04	Настоящая работа
43	0,75±0,03	[148]
50	0,805±0,006	[149]
60	0,823±0,006	[149]
70	0,840±0,006	[149]

Значения изомерных отношений выходов, полученных в работе [149] немного выше по сравнению с данными других работ. Возможно, при высоких энергиях изомерное отношение увеличивается. Один из возможных механизмов, приводящий к увеличению значений изомерных отношений для исследуемых ядер является вклад прямых процессов, доля которых в области выше гигантского резонанса увеличивается.

Для получения абсолютных значений сечений реакции использовали метод сравнения выходов и сечений исследуемой и мониторной реакции [16]. В качестве мониторной реакции использовалась реакция $^{115}In(\gamma,n)^{114}In$ функция возбуждения которой хорошо изучена. Для мониторной реакции $^{115}In(\gamma,n)^{114}In$ использовали наиболее современные данные, полученные в измерениях на пучке квазимонохроматических фотонов из работы [87], Полученные значения изомерных отношений выходов η реакции $^{113}In(\gamma,n)^{112m,g}In$ пересчитаны на сечение соответствующих реакций методом разности фотонов. Экспериментальная зависимость сечений реакции $^{113}In(\gamma,n)^{112m}In$ от граничной энергии тормозных квантов аппроксимировалась функцией Лоренца. В таблице 4.7 приведены параметры аппроксимации и

интегральные сечения реакции, погрешности которых оценены исходя из статистики зарегистрированных отчетов.

Таблица 4.7

Сечение реакции ^{113}In(γ,n)^{112m}In

Реакция	E_m, МэВ	Г, МэВ	σ_m, мб	σ_{int},(25 МэВ)* МэВ·мб	Источник
^{113}In(γ,n)^{112m}In	15,48±0,04	4,2±0,2	203±9	1315	Настоящая работа
^{113}In(γ,n)^{112m}In*	15,77±0,05	4,1±0,2	205	1454	Настоящая работа
^{113}In(γ,n)^{112g}In*	15,85±0,05	4,1±0,2	59	454	Настоящая работа
^{113}In(γ,n)^{112m}In	15,67±0,05	4,7±0,3	214±10	1595	[150]
^{115}In(γ,n)^{114}In	15,29	4,0	265	1470	[14]

Примечание. *Расчет сечений проводился по программы TALYS-1.0.

Для оценки и сравнения экспериментальных результатов нами проведен расчет сечения реакции с помощью программного пакета TALYS-1.6. В ввиду того, что толщина вольфрамовой мишени-конвертора была 2 мм, что существенно меньше радиационной длины для вольфрама, которая составляет около 4,3 мм, в качестве распределения γ-квантов по энергии – W(E_γ,E_m) использовался спектр Шиффа [84]. В таблице 4.7 приведены результаты теоретических расчетов. Как видно из таблицы 4.7, значение сечения в максимуме σ_m и ширина распределения на половине его высоты Г во всех работах в пределах погрешности измерений согласуются между собой. Приведенные данные в табл. 4.7 по сечению реакций позволяют получить оценку изомерного отношения сечения $r=\sigma_m/\sigma_{tot}$ и интегральных сечений $g = \sigma_{\text{int}} / \sigma_{tot}^{\text{int}}$ реакций, которое составляет при E_γ=15 МэВ соответственно: r=0,77±0,02 и g=0,89±0,10.

Энергетическое положение максимума сечения реакции ^{113}In(γ,n)^{112m}In в пределах погрешности совпадает с энергией гигантского дипольного резонанса ^{113}In, определяемой по эмпирическому соотношению $E_m = 75 \cdot A^{-1/3}$, которое равно 15,5 МэВ. Это значение в области ошибок совпадает с

экспериментальными результатами, полученными в настоящей работе и с данными других работ, приведенных в таблице 4.7.

Результаты по энергетической зависимости сечений реакций $^{113}In(\gamma,n)^{112}In$, полученные экспериментально, и результаты теоретических расчетов сечений возбуждения реакций $^{113}In(\gamma,n)^{112}In$, приведённые на рис. 4.7 и 4.8. показывают, что сечения реакций имеют одногорбую форму.

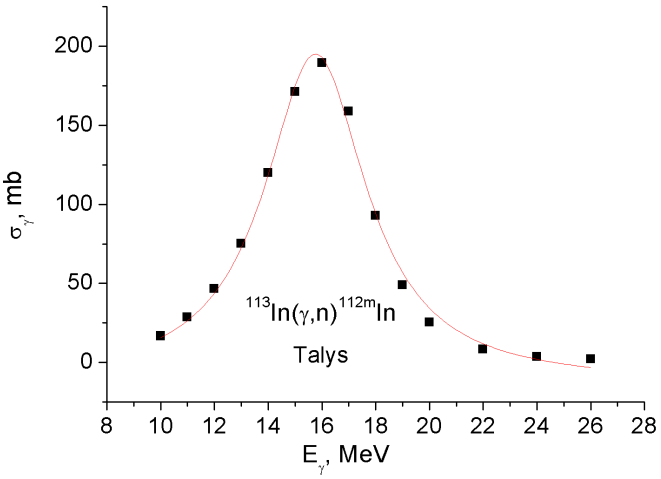


Рис. 4.7. Зависимость сечений реакций $^{113}In(\gamma,n)^{112m}In$ от энергии гамма-квантов. Сечения реакций вычислены с помощью пакета программ TALYS-1.6

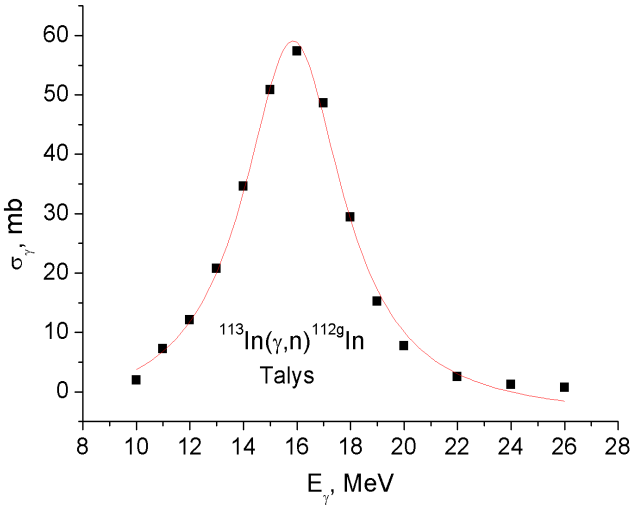


Рис. 4.8. Зависимость сечений реакций $^{113}In(\gamma,n)^{112g}In$ от энергии гамма-квантов. Сечения реакций вычислены с помощью пакета программ TALYS-1.6

Как известно, что деформированные ядра имеет двугорбую форму [11]. Это может быть связано с наличием небольшой деформации ядер. Параметр деформации для ^{113}In равно β=+0.111 ± 0.011.

Полученные экспериментальные изомерные отношения выходов для реакции (γ,n) сравниваются с результатами расчетов, выполненных нами в рамках статистической теории ферми-газа [22]. Общая схема протекания реакции предполагается такой же, как в работе [22], а именно, вначале происходит поглощение дипольного γ-кванта на ядре с образованием составного ядра, затем происходит испарение нейтрона с образованием возбужденного состояния конечного ядра. Возбуждение дочернего ядра снимается каскадным испусканием γ-квантов с образованием в итоге основного или изомерного состояния конечного ядра.

Плотность ядерных уровней рассчитывалась по формуле Бета-Блоха [88], спиновая часть которой имеет вид

$$\rho(J) = (2J+1)\exp\left[-(J+1/2)^2 / 2\sigma^2\right] \qquad (4.2)$$

Улучшить количественное согласие расчетов с экспериментом удалось при фиксации параметра спинового ограничения σ. При этом удовлетворительное согласие достигается при $\sigma = 3{,}10\,\hbar$.

По правилам сумм для электрических дипольных переходов в атомных ядрах полная интегрального сечения фотопоглощения:

$$\sigma_o = \int \sigma_{E1}^{abs} dE = 60\frac{NZ}{A} MeV \cdot mb \qquad (4.2)$$

Отношение парциального интегрального сечения к общему интегральному сечению поглощений равно:

$$\sigma_{\text{int}} / \sigma_o = \sigma_{\text{int}} / \int \sigma_{E1}^{abs} dE = \sigma_{\text{int}} / 60\frac{NZ}{A} MeV \cdot mb \qquad (4.3)$$

В данном случае это отношение составлает 78%. Это значение наименьшее по двум причинам: первой причиной является то, что вклад по полному сечению фотопоглощения могут дать реакции типа (γ,p); (γ,np);

(γ,2n), которые составляют остальную долю вклада. Вторая причина связана с использованием для сечения мониторной реакции данных, полученных в экспериментах на квазимонохроматических фотонах. Как показано, в редукционной обработке выходов фотонейтронных реакций в работе [5], эти эксперименты дают значения сечений, заниженные на 10-20%.

В случае реакции (n,2n) (табл. 4.8) данные всех работ в пределах погрешностей измерений согласуются. Абсолютная ошибка изомерных отношений сечений реакций определяется статистической погрешностью счетов в фотопике измеряемой γ-линии, эффективностью регистрации γ-излучения и ошибкой значений сечений мониторов. В табл. 4.8 приведены полученные результаты для реакции (n,2n) на ядре ^{113}In., которые в пределах погрешностей измерений согласуются с данными других работ. В этой таблице также приведены теоретические расчеты сечений, проведенные с помощью пакета программ TALYS-1.6. На рис. 4.9 и 4.10 приведены функция возбуждения реакций ^{113}In(n,2n)^{112m}In в области энергий 10-26 МэВ. Сечения реакций вычислены с помощью пакет программ TALYS-1.6**.** В случае реакции ^{113}In(n,2n)^{112m}In теоретические расчёты хорошо согласуются с данными экспериментальных работ. Это означает, что статистическая теория атомных ядер хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

Таблица 4. 8

Сечения основного и изомерного состояний реакции ^{113}In(n,2n)^{112m,g}In

E_n, МэВ	σ, мбн		σ_m/σ_g	Источник
	m	g		
14,1	1176±70	280±20	4,2±0,4	Настоящая работа
14,0*	1139	252	4,5	Настоящая работа
14,5*	1177	256	4,6	Настоящая работа
14,1	1240±136	297±33	4,2±0,6	[151]
14,3	1107±62	256±19	4,3±0,4	[152]
14,6	1188±69	303±17	3,9±0,3	[153]

Примечание. *Расчет сечений проводился по программы TALYS-1.0.

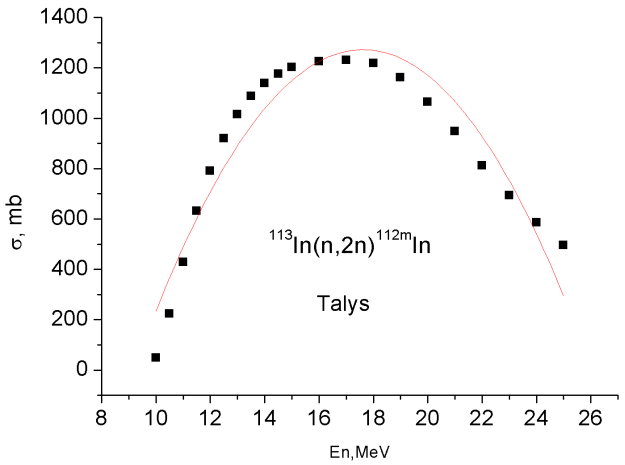


Рис. 4.9. Функция возбуждения реакций ^{113}In(n,2n)^{112m}In. Сечения реакций вычислены с помощью пакет программ TALYS-1.6

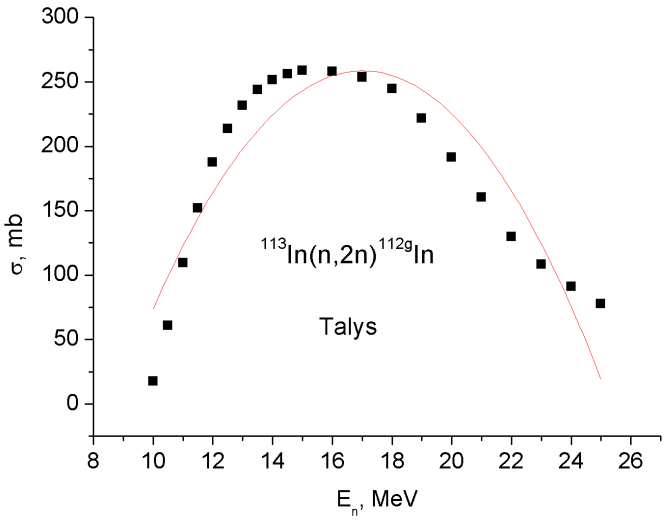


Рис. 4.10. Функция возбуждения реакций ^{113}In(n,2n)^{112g}In. Сечения реакций вычислены с помощью пакет программ TALYS-1.6

Полученные экспериментальные результаты по изомерным отношениям выходов и сечений реакций (γ,n), (n,2n) и (γ,2n) на ядре ^{113}In могут быть использованы при выяснении механизма фотоядерных реакций в области энергий за гигантским резонансом, создания теоретических моделей для описания таких реакций и для получения информации о свойствах высоковозбужденных состояний ядер, а также расширения базы ядерных данных по изомерным отношениям. Подобные экспериментальные данные в

настоящее время отсутствуют для большинства ядер. Также полученные результаты могут быть использованы в прикладной ядерной физике.

Выводы по четвертой главе

Методом наведенной активности впервые измерено изомерное отношение выходов $d=Y_m/Y_g$ фотонейтронной реакции $^{89}Y(\gamma,2n)^{87m,g}Y$ в области энергий 23-35 МэВ с шагом 1 МэВ.

Установлено что реакции, индуцированные фотонами и нейтронами, представляют собой либо преимущественно процесс с участием составного ядра, либо предравновесный процесс, который начинается при очень высокой энергии возбуждения по сравнению с реакциями с участием заряженных частиц.

Для сравнения вероятности образования изомерного состояния $^{111m,g}In$ в фотопротонной реакции определены изомерные отношения выходов реакции $^{112}Sn(\gamma,p)^{111m,g}In$ при энергиях 25, 30 и 35 МэВ, которые равны соответственно: 0,044±0,02; 0,047±0,02 и 0,048±0,02.

Определены интегральные сечения реакций $^{112}Sn(\gamma,p)^{111m,g}In$ при 25 МэВ. Значение изомерных отношений интегральных сечений равно 0,045±0,04. С помощью программного пакета получены функция возбуждения реакции $^{112}Sn(\gamma,p)^{111m,g}In$, параметры гигантского дипольного резонанса: E_m=17,1±0,2 МэВ; Г=4,5±0,1 МэВ; σ_m=6,2 мб; σ_{int}(35 МэВ) = 54±9 МэВ·мб.

Экспериментальные данные и теоретические расчеты сечений возбуждения реакций $^{113}In(\gamma,n)^{112}In$ показали, что, несмотря на деформирование ядра, сечение реакций имеет одногорбую форму. Это может быть связано наличием небольшой деформации ядра ^{113}In, параметры деформации которого равны β=+0.111 ± 0.011.

Для реакции $^{113}In(n,2n)^{112m}In$ теоретические расчёты хорошо согласуются с экспериментальными данными. Это означает, что

статистическая теория атомных ядер хорошо описывает возбуждения изомерных состояний ядер в реакциях с участием быстрых нейтронов, чем в фотоядерных реакциях.

V. ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ 11/2$^-$ В РЕАКЦИЯХ (n,2n) И (γ,n) НА ЯДРАХ С 110≤A≤142

Данная глава диссертационной работы посвящена исследованию изомерных отношений выходов и сечений реакций (n,2n) и (γ,n) на ядрах с массовыми числами 110≤A≤142, которые находятся вблизи замкнутой оболочки с числом нейтронов N=82. Основные и низколежащие возбужденные состояния дочерние ядер, находящийся в этой области, являются чистыми нейтронными дырочными состояниями $2d_{3/2}^{-1}, 3s_{3/2}^{-1}, 1h_{11/2}^{-1}$ и при этом состояние $1h_{11/2}^{-1}$ является метастабильным (изомерным).

Возбуждение изомерного состояния $1h_{11/2}^{-1}$ ($h_{11/2}$-состояние) исследовалось в работах [154, 155, 17, 33]. В работе [154] измерены изомерные отношения в фотонейтронных реакциях типа (γ,n) на изотопах бария с A=129-137. Эксперименты проводились методом наведенной активности в области гигантского дипольного резонанса. Получена энергетическая зависимость изомерных выходов от энергий тормозного излучения и от массового числа изотопа. В работе [155] изучены возбуждения изомерных состояний $h_{11/2}$ фотоядерной реакции (γ,n). Изучены возбуждения изомерных состояний $h_{11/2}$ в 16 изотопах Pd, Cd, Sn, Te, Ba, Ce, Nd и Sm. Определены интегральные сечения реакций и их изомерные отношения. Рассмотрены факторы, влияющие на образование изомерных состояний конечных ядер.

В обзорных работах [17] изложены экспериментальные данные по исследованию изомерных отношений выходов и сечений фотонейтроннных реакций типа (γ,n) в области энергий гигантского дипольного резонанса. В обзоре приведены данные о ядрах, находящихся в области A=45-197. В том числе подробно анализированы экспериментальные данные полученные для ядер с A=110-142.

В работе [33] возбуждения изомерного состояния $11/2^-$ ядра ^{139}Ce в реакции $(\gamma,n)^m$ в области гигантского E1-резонанса в диапазоне энергий 11-18 МэВ с шагом 0,5 МэВ измерены изомерные отношения выходов Y_m/Y_g в реакции ^{140}Ce$(\gamma,n)^{139m,g}$Ce. Полученное сечение возбуждения изомерного состояния ядра ^{139}Ce сравнивается с результатами теоретических расчетов, проведенных с помощью программного пакета TALYS-1.6.

В работе [156] представлены результаты экспериментального исследования изомерного соотношения ^{137m}Ce–^{137g}Ce, полученные в ^{138}Ce$(\gamma,n)^{137m,g}$Ce фотоядерной реакции, в реакции захвата нейтронов ^{136}Ce$(n,\gamma)^{137m,g}$Ce и в двух одновременных реакциях ^{138}Ce$(\gamma,n)^{137m,g}$Ce и ^{136}Ce(n,γ) ^{137m,g}Ce в смешанной фотонно-нейтронном поле активационным методом. Исследуемые образцы облучались тормозным излучением потока фотонов в эпитермическом и термоэпитермическом пучке нейтронов и в смешанном фотонно-нейтронном поле, построенном на ускорителе электронов Микротрон МТ-25. Эксперименты проводились в области энергий 10–25 МэВ с шагом 1 МэВ.

Результаты исследований, приведенные в этой главе, отражены в работах [4, 5, 8, 9, 10, 11, 15, 19, 21, 22, 23, 25, 26, 28, 33, 38, 39, 40], список которых приведен во введении.

§ 5.1. Сечение возбуждения изомерных состояний ^{109m,g}Pd в реакции (γ,n) и (n,2n)

Относительная вероятность возбуждения, т.е. изомерные отношения выходов и сечений реакции ^{110}Pd$(\gamma,n)^{109m,g}$Pd изучены в основном в области гигантского дипольного резонанса. В области энергий выше 24 МэВ такие работы практически не проводились. В случае реакции (n,2n), несмотря на проведение многочисленных экспериментов при 14 МэВ, очень мало данных по отдельным измерениям сечений изомерного и основного уровней.

В настоящей работе методом наведенной активности исследованы сечения образования изомерных состояний ^{109m,g}Pd в реакциях типа (γ,n) и (n,2n) на ядре ^{110}Pd в области энергий 12-35 МэВ.

В качестве мишеней использовались образцы палладия в природной смеси изотопов массой 1-2 г в виде металлический фольги. Время облучения 30÷60 мин. Время измерения наведенной γ-активности мишеней составляет 30-60 мин.

Заселение изомерного и основного уровней идентифицировали по γ-линиям. Спектроскопические характеристики ядер-продуктов реакций (γ,n) и (n,2n), необходимые для обработки результатов измерений, приведены в табл. 5.1. Схема распада ^{109m,g}Pd приведена на рис. 5.1.

Таблица 5.1

Спектроскопические характеристики ядер-продуктов реакции (γ, n) и (n, 2n)

Ядро продукта	J^{π}	$T_{1/2}$	E_{γ}, кэВ	I_{γ} , %	p
^{109m}Pd	$11/2^{-}$	4,69 мин	188,9	58	1
^{109g}Pd	$5/2^{+}$	13,47 ч	88,10	5	-

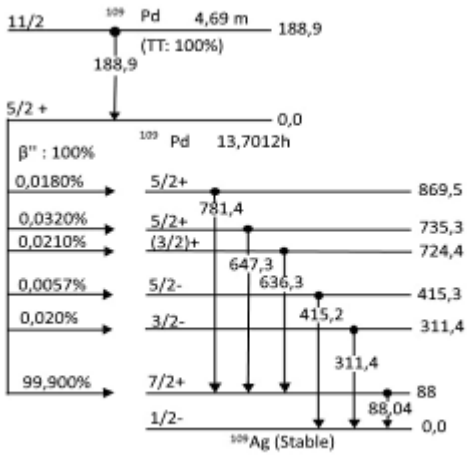


Рис. 5.1. Схема распада ^{109m,g}Pd

На основе зависимости изомерных отношений выходов $d=Y_m/Y_g$ реакций ^{110}Pd(γ,n)^{109m,g}Pd от максимальной энергии тормозного излучения

$E_{\gamma max}$, полученных в области 10÷35 МэВ с шагом 1 МэВ, и имея полное сечение (γ, n)-реакции $\sigma_п$ [157] на изотопе палладия, нами методом обратной матрицы было рассчитано сечение реакции $^{110}Pd(\gamma,n)^{109m,g}Pd$.

Экспериментальная зависимость сечений реакции $^{110}Pd(\gamma,n)^{109m,g}Pd$ от граничной энергии тормозных квантов аппроксимировалась функцией Лоренца. Параметры аппроксимации и интегральные сечения реакции приведены в таблице 5.2. Погрешности оценены исходя из статистики зарегистрированных отчетов. На рис. 5.2 показана энергетическая зависимость сечения реакции $^{110}Pd(\gamma,n)^{109m}Pd$.

Таблица 5.2

Сечение реакции $^{110}Pd(\gamma,n)^{109m,g}Pd$

Реакция	E_m, МэВ	Г, МэВ	σ_m, мб	σ_{int}, МэВ·мб	E_h, МэВ	Источник
$^{110}Pd(\gamma,xn)^{109tot}Pd$	17,8	8	219	1651	21,3	[15]
$^{110}Pd(\gamma,n)^{109}Pd$	15,9	5	201	1111	21,3	[15]
$^{110}Pd(\gamma,n)^{109m}Pd$	15,8±0,1	6,0±0,5	16±3	-	-	[23]
$^{110}Pd(\gamma,n)^{109m}Pd^*$	15,8±0,1	3,5±0,3	12,1	69±5	24	Настоящая работа
$^{110}Pd(\gamma,n)^{109m}Pd$	15,9±0,1	4,9±0,3	13±2	120±11	21	Настоящая работа

Примечание. *Расчет сечений проводился по программе TALYS-1.6. σ_{int} – интегральное сечение реакции, E_h - верхний предел интегрирования.

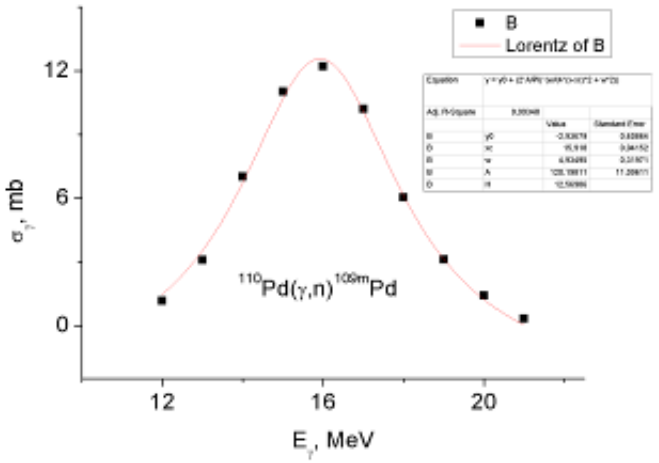


Рис.5.2. Сечение реакции $^{110}Pd(\gamma,n)^{109m}Pd$

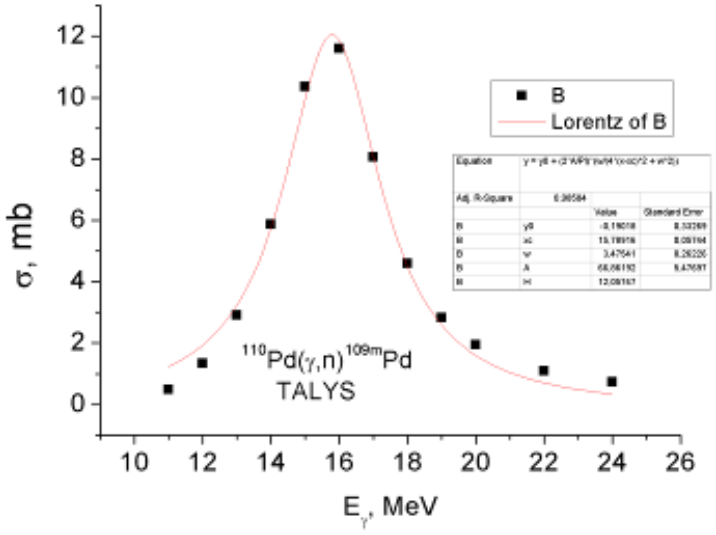


Рис.5.3. Сечение реакции ^{110}Pd(γ,n)^{109m,g}Pd (TALYS-1.6)

Результаты теоретических расчетов приведены также в таблице 5.2. Как видно, значение сечения в максимуме σ_m и ширина распределения на половине его высоты Г во всех работах в пределах погрешности измерений согласуются между собой. Энергетическое положение максимума сечения реакции ^{110}Pd(γ,n)^{109m,g}Pd в пределах погрешности совпадает с энергией гигантского дипольного резонанса ^{110}Pd, определяемого по эмпирическому соотношению $E_m = 75 \cdot A^{-1/3}$, который равно 15,7 МэВ. На рис. 5.3 показана энергетическая зависимость сечения реакции ^{110}Pd(γ,n)^{109m}Pd, полученная с помощью программного пакета TALYS-1.6. В работе [23] экспериментальные результаты получены в области энергий 10-18 МэВ, т.е. полностью не охватывает области гигантского дипольного резонанса, поэтому трудно оценить параметры резонанса.

На основе полученных сечений реакций определили изомерное отношение сечений реакций, которое равно $r=\sigma_m/\sigma_п=0{,}057\pm0{,}006$ или $\sigma_m/\sigma_g=$ $0{,}063\pm0{,}006$. Для сравнения с экспериментом нами проведены расчеты изомерных отношений по статистической модели ядра. Улучшить количественное согласие расчетов с экспериментом удалось при фиксации

параметра спинового ограничения σ. При этом удовлетворительное согласие достигается при σ=(2÷3)ħ. На рис. 5.4 приведена энергетическая зависимость изомерного отношения выходов и сечений реакций (при 16 МэВ) ^{110}Pd(γ,n)^{109m,g}Pd. Аппроксимация изомерного отношения выходов проводилась с помощью функций Больцмана.

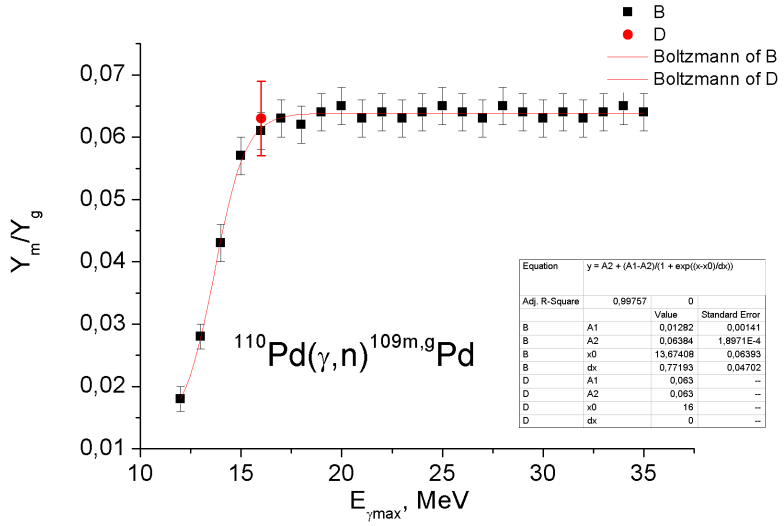


Рис. 5.4. Энергетическая зависимость изомерного отношения выходов и сечений реакций (при 16 МэВ) ^{110}Pd(γ,n)^{109m,g}Pd. Также приведены результаты по TALYS-1.6

В случае реакции (n, 2n) определены сечения образования изомерного и основного состояния и их изомерных отношений σ_m/σ_g. Функция возбуждения реакции ^{110}Pd(n,2n)^{109g}Pd и^{110}Pd(n,2n)^{109m}Pd приведена на рис. 5.5 и 5.6 соответственно.

Энергетическая зависимость сечения реакции ^{110}Pd(n,2n)^{109g}Pd и^{110}Pd(n,2n)^{109m}Pd, получена с помощью программного пакета TALYS-1.6.

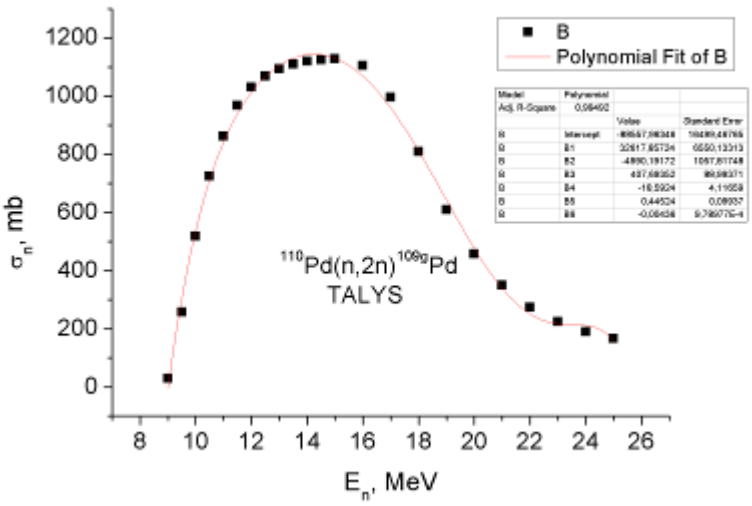


Рис. 5.5. Сечение реакции ^{110}Pd(n,2n)^{109g}Pd

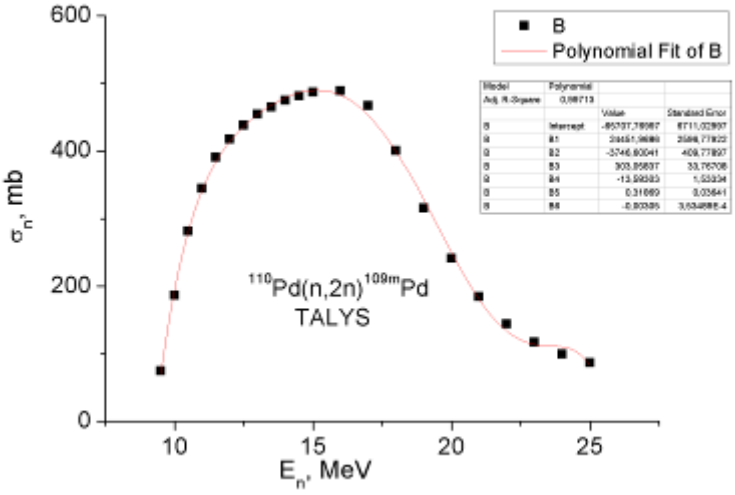


Рис. 5.6. Сечение реакции ^{110}Pd(n,2n)^{109m}Pd

В табл. 5.3 приведены полученные результаты для реакции (n,2n) на ядре ^{110}Pd. Как видно из этой таблицы наши результаты в пределах погрешностей измерений согласуются с результатами других выполненных работ. Результаты измерений, приведенные в табл. 5.2 свидетельствуют, что относительная вероятность возбуждения изомеров в случае реакции типа (n, 2n) в несколько раз выше, чем в реакции (γ, n). Вероятно, это связано с вносимым в ядре моментом, которые в случае (n, 2n)-реакции больше, чем в фотоядерных реакциях. Изомерное отношение сечений реакций равно $r=\sigma_m/\sigma_п=0{,}41\pm0{,}03$.

Таблица 5.3

Сечение реакции ^{110}Pd(n,2n)^{109m,g}Pd

E_n, МэВ	σ_m, мб	σ_g, мб	Источник
14,0*	490	1067	Настоящая работа
14,5*	510	1068	Настоящая работа
14,1	576±50	1405±70	Настоящая работа
14,2	-	1650±105	[44]
14,6	-	2510±110	[158]
14,8	551±12	-	[159]
14,6	510±35	-	[106]

Примечание. *Расчет сечений проводился по программе TALYS-1.6.

Из анализа данных, приведенных в табл. 5.2 и 5.3 следует, что экспериментальные исследования возбуждения изомерных состояний в фотоядерной реакций типа (γ,n) проводились в основном в области энергий 10-25 МэВ, т.е. в области гигантского дипольного резонанса. В области энергий выше гигантского резонанса энергетическая зависимость изомерных отношений мало изучена. Благодаря этим исследованиям можно получать информацию о плотности ядерных уровней и вкладе прямых процессов в механизм фотоядерных реакций в данной области энергий.

Полученная энергетическая зависимость изомерного отношения выходов реакций ^{110}Pd(γ,n)^{109m,g}Pd и ^{110}Pd(n,2n)^{109m,g}Pd может быть использована при изучении механизма фотоядерных реакций и разработки методик гамма- и нейтронного-активационного анализа.

§ 5.2. Возбуждения изомерных состояний ^{137m}Ce и ^{139m}Ce в ядерных реакциях (γ,n) и (n,2n) на ядрах ^{138,140}Ce

Экспериментально исследована энергетическая зависимость изомерных отношений выходов фотоядерных реакций типа (γ,n) на ядрах ^{138,140}Ce в области энергий 12-35 МэВ с шагом 1 МэВ. Определены сечения возбуждения изомерных состояний ^{139m,g}Ce в реакциях (n,2n) и (γ,n) на ядре ^{140}Ce. Изомерные отношения выходов и сечений реакции ^{140}Ce(γ,n) ^{139m,g}Ce изучены в основном в области энергии от порога реакции до 18 МэВ.

Имеются несколько работ, в которых изомерные отношения определены при фиксированных энергиях. В области энергий выше 24 МэВ такие работы практически не проводились. В случае реакции (n,2n), несмотря на проведение многочисленных экспериментов при 14,1 МэВ, очень мало данных по отдельным измерениям сечений изомерного и основного уровней.

Было проведено несколько серий облучений. Время облучения образцов составляло 1,5-3 ч. В качестве мишени служил церий (диоксид церия - CeO_2) в природной смеси изотопов. Время измерения наведенной γ-активности мишеней составляет 3-120 мин. Идентификация радиоактивных изотопов, образующихся в результате ядерных реакций типа (γ,n) и (n,2n) на ядрах ^{138,140}Ce, проводились по энергиям гамма-пиков в спектрах, а также по их периодам полураспада. Спектроскопические характеристики ядер-продуктов реакций (γ,n) и (n,2n), необходимые для обработки результатов измерений, приведены в табл. 5.4. Схема распада ^{109m,g}Pd приведена на рис. 5.7. Спектр облученного CeO_2 при энергии $E_{\gamma max}$=25 МэВ приведены на рис.5.8 .

Таблица 5.4

Ядерно-физические характеристики ядер-продуктов реакций (γ, n) и (n, 2n)

Ядро-продукт	J^{π}	$T_{1/2}$	E_{γ}, кэВ	I_{γ} , %	p
^{139m}Ce	11/2	54 с	754,2	93	1
^{139g}Ce	$3/2^{+-}$	137 дн	165,8	81	-
^{137m}Ce	11/2	34,4 ч	255,0	11	0,99
^{137g}Ce	$3/2^{+}$	9 ч	446,0	2,3	-

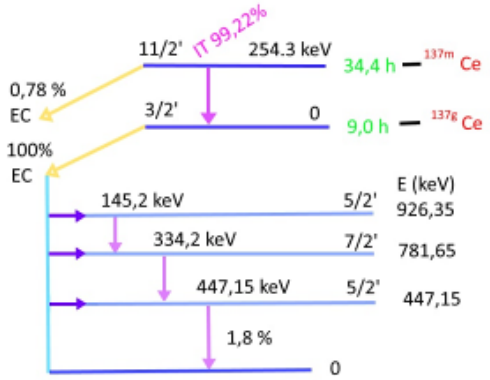


Рис.5.7. Схема распада ^{137m,g}Ce

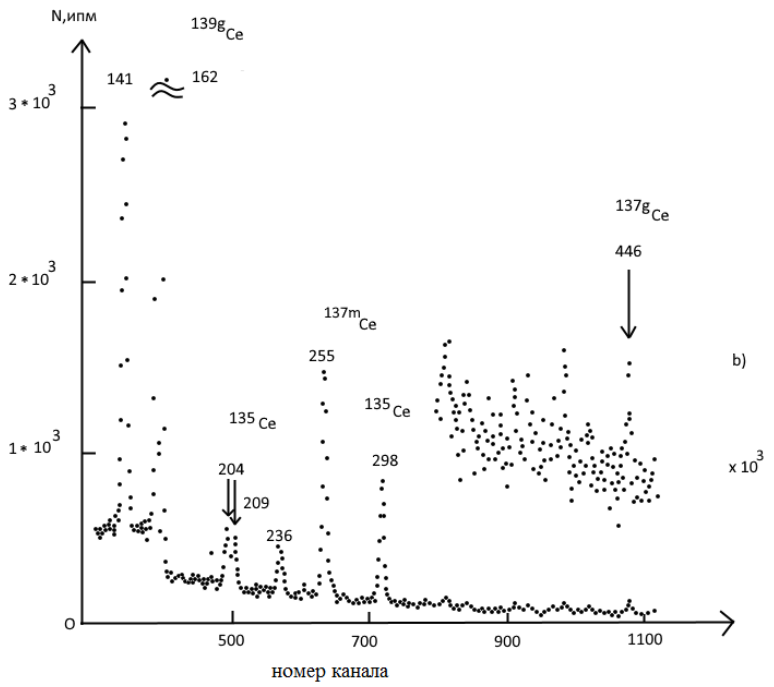


Рис.5.8. Гамма-спектр ^{137}Ce

Полученные экспериментальные результаты приведены в табл.5.3 и на рис. 5.9 и 5.10. На рис. 5.9 приведена энергетическая зависимость изомерного отношения выходов фотоядерных реакций ^{140}Ce(γ,n)^{139m,g}Ce в области энергий от порога до 35 МэВ с шагом 1 МэВ.

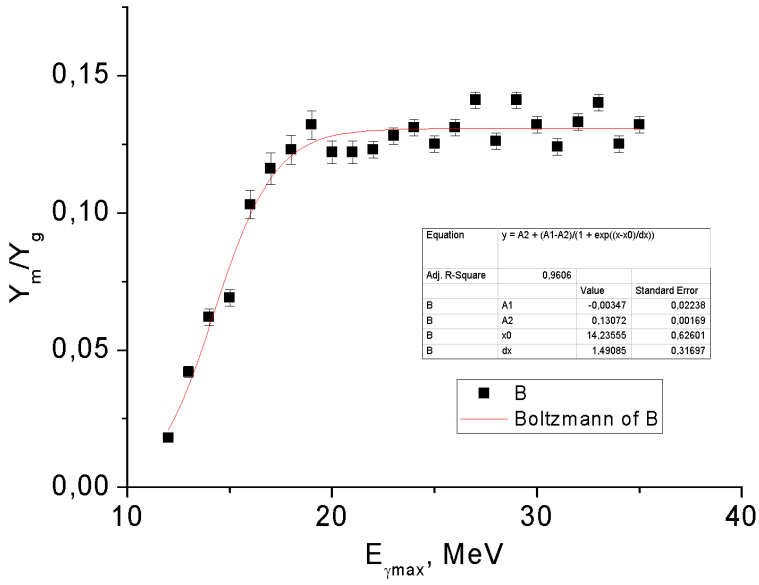


Рис. 5.9. Энергетическая зависимость изомерного отношения выходов фотоядерных реакций ^{140}Ce(γ,n)^{139m,g}Ce

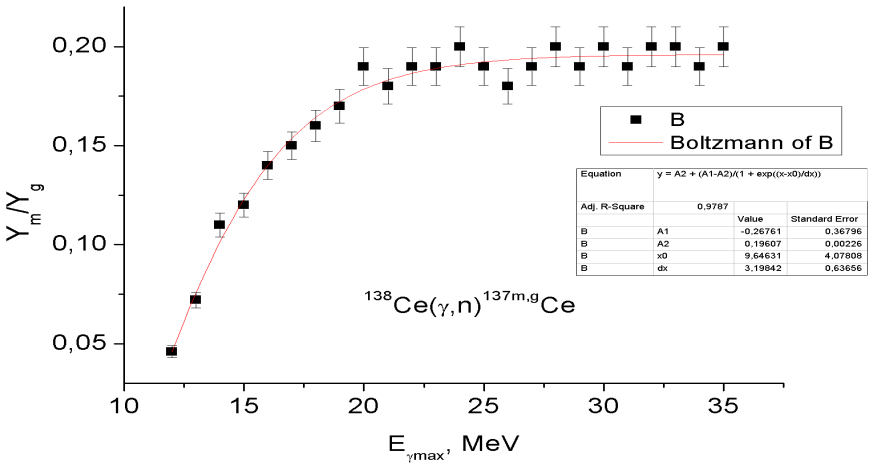


Рис. 5.10. Энергетическая зависимость изомерного отношения выходов фотоядерных реакций $^{138}Ce(\gamma,n)^{137m,g}Ce$

Изомерные отношения выходов $d(E_{\gamma max})=Y_m/Y_g$ реакции $^{140}Ce(\gamma,n)$ $^{139m,g}Ce$ растут от порога реакции до ~18 МэВ. При энергии выше ~18 МэВ наступает насыщение кривой Y_m/Y_g. В области энергий 12-35 МэВ энергетическая зависимость получена впервые. В области насыщения значение <d>=0,143±0,027.

Аналогичная картина наблюдается для реакции $^{138}Ce(\gamma,n)^{137m,g}Ce$. Значение Y_m/Y_g изомерного отношения выходов растет от порога реакции до ~20 МэВ. При энергии выше ~20 МэВ наступает насыщение кривой Y_m/Y_g. В данном случае значение изомерного отношения медленно увеличивается и достигает насыщения при 20 МэВ. В основном это связано с разностью порогов реакций типа $(\gamma,n)^m$ и $(\gamma,n)^g$, который больше 1 МэВ. В области насыщения значение <d>=0,185±0,004.

Для аппроксимации экспериментальных данных по изомерным отношениям выходов использовали сигмоидальную ("ступенькообразную») функцию Больцмана (сплошная кривая на рис. 5.11 и 5.12)

$$y = A_2 + \frac{A_1 - A_2}{1 + \exp\left[\left(E - E_0\right) / \Delta E\right]}, \qquad (5.1)$$

где A_1, A_2, E_0 и ΔE- подгоночные параметры, которые по набору экспериментальных значений определялись методом наименьших квадратов. В результате подгонки получили следующие значения: для ядра ^{140}Ce: A_1=-0,00347±0,02238, A_2=0,13072±0,00169, E_0=(14,23±0,63) МэВ и ΔE=(1,49±0,32) МэВ. В случи ядра ^{138}Ce: A_1=-0,26761±0,36795, A_2=0,19607±0,00226, E_0=(9,64631±0,636) МэВ и ΔE=(3,19842±0,63656) МэВ.

В таблице 5.5 приведены значения изомерных отношений выходов реакций (γ,n) на ядрах ^{140}Ce и ^{138}Ce. Здесь также приведены данные других работ. На основе полученных данных по изомерным отношениям выходов реакции ^{140}Ce(γ,n)^{139m,g}Ce определено интегральное сечение реакции при $E_{\gamma max}$=25 МэВ, которое равно 216±13 МэВ·мб.

Таблица 5.5

Изомерные отношения выходов реакции типа (γ, n) на ядрах ^{140}Ce и ^{138}Ce

$E_{\gamma max}$, МэВ	Y_m/Y_g	Источник
^{140}Ce		
16,0	0.096±0.0039	[161]
16,5	0.106±0.0043	[161]
17,0	0.116±0.0047	[161]
17,5	0.1085±0.0044	[161]
18,0	0.122±0.0049	[161]
25	0.130±0.008	[160]
20	0.122±0,0037	Настоящая работа
25	0.125±0,0025	Настоящая работа
30	0.132±0,0026	Настоящая работа
35	0.132±0,0026	Настоящая работа
^{138}Ce		
$E_{\gamma max}$, МэВ	Y_m/Y_g	Источник
16,0	0.135±0.001	[162]
16,5	0.140±0.004	[162]
17,0	0.144±0.003	[162]
17,5	0.149±0.002	[162]
18,0	0.152±0.002	[162]
22	0.169±0.006	[162]
9.43	0.19±0.02*	[160]

18,2	0.152±0.015	[163]
20	0.179±0.018	[163]
23,5	0.227±0.023	[163]
25	0.19±0.02	[108]
25	0.190±0,009	Настоящая работа
30	0.201±0,008	Настоящая работа
35	0.200±0,008	Настоящая работа

*Значения изомерных отношений интегральных

Абсолютные значения сечений возбуждения изомерного состояния получены по экспериментальным изомерным отношениям выходов реакции и полным сечениям фотонейтронной реакции $\sigma_п$. Для полного сечения реакций использовали данные реакций $^{nat}Ce(\gamma,xn)$ [172] и $^{140}Ce(\gamma,n)$ [164]. Расчеты сечения $\sigma(E_\gamma)$ из кривых выхода осуществлялись методом Пенфольда-Лисса. Такой метод расчета изомерных отношений описан в работе [27]. Сечения реакций также можно рассчитать с помощью метода «разности фотонов» [58]. Аппроксимация функции возбуждений проводились с помощью функций Лоренца. Параметры аппроксимации и интегральные сечения реакции приведены в табл. 5.6.

Таблица 5.6

Сечение реакции (γ,n) на ядрах $^{138,140}Ce$

Реакция		Г, МэВ	σ_m, мб	σ_{int}, МэВ·мб	E_h, МэВ	Источник
$^{140}Ce(\gamma,n)^{139}Ce$						
$^{140}Ce(\gamma,n)^{139m}Ce^*$	16,0±0,1	4,3±0,3	44	319±26	25	Настоящая работа
$^{140}Ce(\gamma,n)^{139g}Ce^*$	14,9±0,1	4,1±0,2	349	2404±143	25	Настоящая работа
$^{140}Ce(\gamma,n)^{139tot}Ce^*$	15,1±0,1	4,1±0,2	387	2694±127	25	Настоящая работа
$^{140}Ce(\gamma,n)^{139m}Ce$	15,9±0,1	4,0±0,4	31	209±22	25	Настоящая работа
$^{140}Ce(\gamma,n)^{139g}Ce$	15,2±0,1	4,4±0,2	311	2250±97	25	Настоящая работа
$^{140}Ce(\gamma,n)^{139tot}Ce$	15,3±0,1	4,4±0,2	340	2460±110	25	Настоящая работа
$^{140}Ce(\gamma,n)^{139}Ce$	15,0±0,1	4,4±0,2	364	2400±192	26.5	[164]

^{138}Ce(γ,n)^{137}Ce						
^{138}Ce(γ,n)^{137m}Ce*	16,4±0,2	4,5±0,6	22	163±20	30	Настоящая работа
^{138}Ce(γ,n)^{137g}Ce*	15,1±0,1	4,3±0,2	313	2253±104	30	Настоящая работа
^{138}Ce(γ,n)^{137tot}Ce*	15,2±0,1	4,4±0,2	332	2392±101	30	Настоящая работа
^{138}Ce(γ,n)^{137m}Ce	15,6±0,1	4,5±0,5	46	376±50	22	Настоящая работа
^{138}Ce(γ,n)^{137g}Ce	15,0±0,1	4,5±0,3	303	2401±173	22	Настоящая работа
^{138}Ce(γ,n)^{137tot}Ce	15,1±0,1	4,6±0,3	347	2783±192	22	Настоящая работа
^{138}Ce(γ,n)^{137}Ce	14,88	5,6	369	2170	25	[172]

Примечание. *Расчет сечений проводилось по программе TALYS-1.6.

Определен параметр спинового ограничения *σ,* который равен *для* ^{138}Ce и ^{140}Ce соответственно $\sigma = 3{,}10\,\hbar$ и $\sigma = 2{,}43\,\hbar$

Для теоретического описания полное сечение поглощения используется правило сумм Томас-Райха-Куна. Правило сумм Томаса-Райхе-Куна - это выражение, дающее полное интегральное сечение электрическим дипольным поглощением фотонов в отсутствие обменных сил, и определяется как

$$\sigma_{\Sigma} = \int_0^{\infty} \sigma(E)dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \cdot \frac{NZ}{A} = 60(\frac{NZ}{A}) MeV \cdot mb \qquad (5.2)$$

где M – масса нуклона, а интегрирование производится по всем энергиям, при которых возможно дипольное поглощение. Следует отметить, что площадь под кривой Лоренца определяется выражением

$$\sigma_0^{/} = \int_0^{\infty} \sigma(E)dE = \frac{\pi}{2}\sigma_m \Gamma \qquad (5.3)$$

Первый момент интегрального полного сечения, также известного как «взвешенное по тормозному излучению» или сечение «сечение, взвешенное по спектру тормозному излучению» (поскольку зависимость спектра

тормозного излучения от энергии часто аппроксимируется 1/E), определяется выражением

$$\sigma_{-1} = \int_0^{\infty} \left[\sigma(E)/E\right] dE = \frac{4\pi^2}{3} \frac{e^2}{\hbar c} \cdot \frac{NZ}{A-1} \left\langle r^2 \right\rangle \qquad (5.4)$$

где $\langle r^2 \rangle$ — среднеквадратический радиус распределения заряда ядра.

Второй момент интегрального полного сечения σ_{-2} пропорционален ядерной поляризуемости

$$p = \frac{e^2 R^2 A}{40K}, \qquad (5.5)$$

и, следовательно, увеличивается с диффузностью ядра. Здесь R – радиус эквивалентного сферического ядра, K – энергия симметрии ядра. Тогда правило сумм Мигдала [165,166] утверждает, что

$$\sigma_{-2} = \int_0^{\infty} \left[\sigma(E)/E^2\right] dE = \frac{2\pi^2}{\hbar c} p = \frac{\pi^2}{20} \frac{e^2}{\hbar c} \cdot \frac{RA}{K} \qquad (5.6)$$

В табл. 5.7 приведены различные интегральные сечения, полученные из наших экспериментальных данных и определяемых выражениями

$$\sigma_0 = \int_{E_{th}}^{E_h} \sigma(E) dE \quad (MeV \cdot mb), \qquad (5.7)$$

$$\sigma_{-1} = \int_{E_{th}}^{E_h} E^{-1} \sigma(E) dE \quad (mb), \qquad (5.8)$$

$$\sigma_{-2} = \int_{E_{th}}^{E_h} E^{-1} \sigma(E) dE \quad (mb \cdot MeV^{-1}), \qquad (5.9)$$

Таблица 5.7

Интегральные фотонейтронные сечения и сравнения с правилом сум

Ядро	E_h, МэВ	σ_0, МэВ·мбн	$\sigma_0^{/}$, МэВ·мбн	σ_{-1}, мбн	σ_{-2} мбн·МэВ	σ_0/σ_Σ	Источник
^{138}Ce	22	2401	2349	128	10,5	1,38	Настоящая работа
^{140}Ce	25	2250	2348	120	10,3	1,21	Настоящая работа
^{140}Ce	26,5	1941		133			[164]
^{138}Ce	25	2170		142			[172]

E_h – верхняя граница энергий тормозного излучения

Проводились сравнения интегральных сечений, полученных в экспериментах настоящей работы с данными правила сум. Результаты также, приведены в таблице 5.7. Сравнения проводились с выражением

$$\sigma_0 / \sigma_\Sigma = \sigma_{\text{int}} / \int \sigma_{E1}^{abs} dE = \sigma_0 / 60 \frac{NZ}{A} MeV \cdot mb \qquad (5.10)$$

Для теоретически вычисленных значений величины σ_{-1} и σ_{-2} использовалась модель Мигдала, которая хорошо описывает экспериментальные результаты.

Сечения образования изомерного и основного состояний и их изомерных отношений σ_m/σ_g для реакции (n, 2n) определены при энергии нейтронов E_n =14.1 МэВ.

Полученные данные изомерных состояний при E_n=14,1 МэВ: составляет σ_m=797±39 мб, σ_g=906±71 мб. С помощью программного пакета получена функция возбуждения реакций ^{140}Ce(n,2n)^{139}Ce. Расчетные значения сечений при E_n=14,0 МэВ равны: σ_m=776 мб, σ_g=628 мб. Также определено изомерное отношение сечений реакции, которое равно r=σ_m/σ_g=1,1±0,1.

Для реакции ^{138}Ce(n,2n)^{137}Ce сечения образования изомерных состояний при E_n=14,1 МэВ: составляет σ_m=921±54 мб, σ_g=588±65 мб. С помощью программного пакета получена функция возбуждения реакций ^{140}Ce(n,2n)^{139}Ce. Расчетное значение сечения при E_n=14,0 МэВ равно: σ_m=830 мб, σ_g=580 мб. Также определено изомерное отношение сечения реакции, которое равно r=σ_m/σ_g=1,56±0,16. На рис 5.11 и 5.12 приведены функции возбуждений реакций ^{138}Ce(n,2n)^{137g}Ce и ^{138}Ce(n,2n)^{137m}Ce, полученные с помощью программного пакета TALYS-1.6.

Результаты измерений свидетельствуют, что относительная вероятность возбуждения изомеров в случае реакции типа (n,2n) в несколько раз (~ 8) выше, чем в реакции (γ,n). Вероятно, это связано с вносимым в ядро моментом, которые в случае (n,2n)-реакции большие, чем в фотоядерных реакциях.

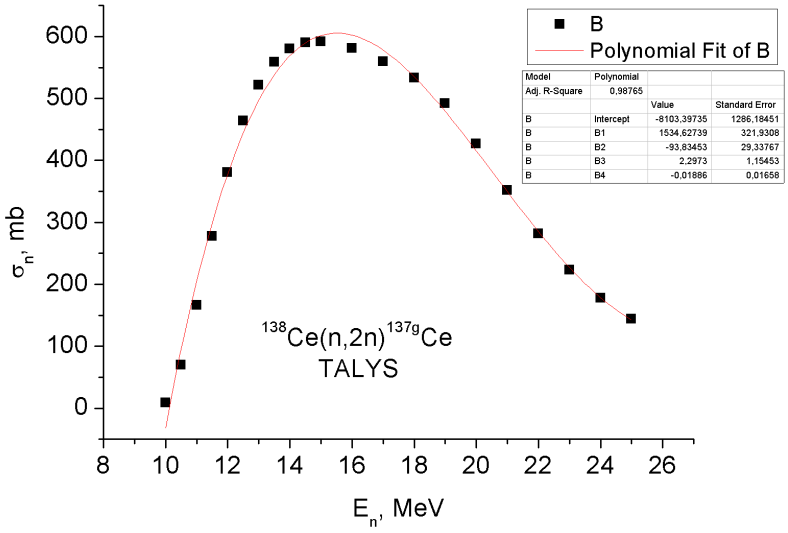


Рис. 5.11. Сечение реакции ^{138}Ce(n,2n)^{137g}Ce рассчитаны с помощью программного пакета

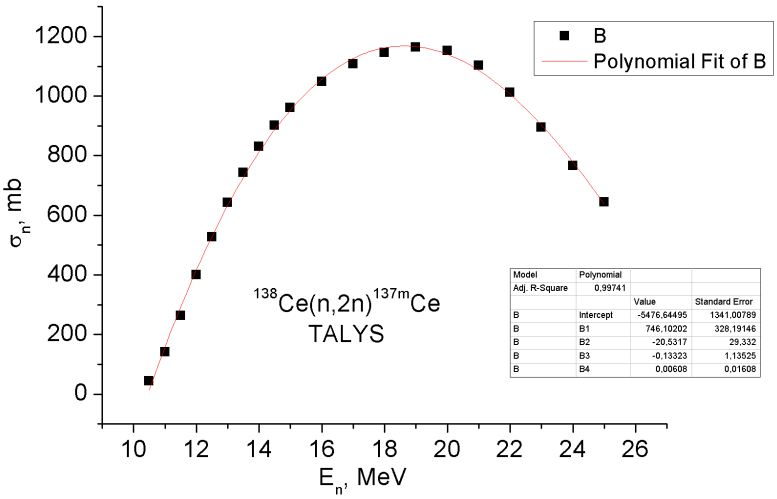


Рис.5.12. Сечение реакции ^{138}Ce(n,2n)^{137m}Ce

Проведенные исследования показали, что значения изомерных отношений выходов растет от порога до ~18 МэВ. При энергии выше ~18 МэВ наступало насыщение кривой Y_m/Y_g. В области энергий 12-35 МэВ энергетические зависимости получены впервые.

Нами также измерено сечение возбуждения изомерных состояний ^{139m}Ce в реакции (n,2n) на ядре ^{140}Ce при энергии нейтронов 14,1 МэВ (таб. 5.8 и 5.9). Проводились теоретические расчеты с помощью программного пакета TALYS-1.6. Результаты измерений свидетельствуют, что относительная вероятность возбуждения изомеров в случае реакции типа (n,2n) в несколько раз (~ 7) выше, чем в реакции (γ,n). Вероятно, это связано с вносимым в ядре моментом, которые в случае (n,2n)-реакции большие, чем в фотоядерных реакциях.

Таблица 5.8

Сечение реакции ^{140}Ce(n,2n)^{139}Ce

E_n, МэВ	σ_m, мб	σ_g, мб	σ_m/σ_g	Источник
13.5	794±44	879±74	0,9±0,1	46
14.8	1080±70	775±99	1.4 ± 0.2	46
14,1	797±39	906±71	0,88±0,08	Настоящая работа
13.73	850±58	-	-	167
14.07	951±58	-	-	167
14.77	1092±81	-	-	167

Примечание. *Расчет сечений проводился по программе TALYS-1.0.

Таблица 5.9

Сечение реакции ^{138}Ce(n,2n)^{137}Ce

E_n, МэВ	σ_m, мб	σ_g, мб	σ_m/σ_g	Источник
14,7	974±88	942±100	1,0±0,2	42
14,07	925±68	564±51	1.64	168
14,7	960±82	-	-	169
14,1	930±59	564±51	1.64	170
14,0*	830	580	1,43	Настоящая работа
14,5*	902	590	1,06	Настоящая работа
15,0*	960	591		Настоящая работа
14,1	960±82	906±71	0,88±0,08	Настоящая работа

Примечание. *Расчет сечений проводился по программе TALYS-1.0.

§ 5.3. Возбуждение изомерных состояний в реакциях (γ,n) и (n,2n) на ядре ^{144}Sm

В настоящей работе методом наведенной активности исследованы сечения образования изомерных состояний ^{143m,g}Sm в реакциях типа(γ,n) и (n,2n) на ядре ^{144}Sm.

Заселение изомерного и основного уровней идентифицировали по γ-линиям: 754,4 кэВ (^{143m}Sm: $J^{\pi}=11/2^{-}$, $T_{1/2}$=65 с) и 1056,6 кэВ (^{143g}Sm: $J^{\pi}=1/2^{+}$, $T_{1/2}$=8,83 мин). В таблице 5.10 приведены спектроскопические характеристики ядер-продуктов реакций.

Таблица 5.10

Исследуемые ядерные реакции и спектроскопические характеристики ядер - продуктов реакций

Ядро-продукт	J^{π}	$T_{1/2}$	E_{γ}, кэВ	I_{γ}, %	p
^{143m}Sm	$11/2^{-}$	65 с	690,00 754,4 963,00	1,67 100 1,13	0,998
^{143g}Sm	$1/2^{+}$	8,83 мин	511 1056,6	100 2,6	-

В табл. 5.11 и 5.12 приведены полученные экспериментальные результаты по сечению реакций ^{144}Sm(γ,n)^{143}Sm и ^{144}Sm(n,2n)^{143}Sm. В случае реакции (γ,n) по экспериментальным изомерным отношениям [26] и полным сечениям фотонейтронной реакции $\sigma_{п}$ [15] получены функции возбуждений. Экспериментальная зависимость сечений реакции ^{144}Sm(γ,n)^{143m}Sm от граничной энергии тормозных квантов аппроксимировалась функцией Лоренца. Параметры аппроксимации и интегральные сечения реакции приведены в таблице 5.11. Погрешности оценены исходя из статистики зарегистрированных отчетов. Изомерное отношение сечений реакций равно $r=\sigma_m/\sigma_g$= 0,041±0,006.

Таблица 5.11

Сечение реакции $^{144}Sm(\gamma,n)^{143}Sm$

Реакция	E_m, МэВ	Г, МэВ	σ_m, мб	σ_{int}, МэВ·мб	E_h, МэВ	Источник
$^{144}Sm(\gamma,n)^{143}Sm$	15,37	4	380	1900	20,8	[171]
$^{144}Sm(\gamma,n)^{143g}Sm$	14,33	5	294	1628	25.2	[172]
$^{144}Sm(\gamma,n)^{143m}Sm$	16,27	4	22	173	18	[173]
$^{144}Sm(\gamma,n)^{143g}Sm^{*}$	15,7±0,1	4,3±0,6	306	2319±383	30	Настоящая работа
$^{144}Sm(\gamma,n)^{143m}Sm^{*}$	17,3±0,2	5,1±0,2	18	148±28	30	Настоящая работа
$^{144}Sm(\gamma,n)^{143m}Sm$	16,7±0,2	4,6±0,2	12±2	74±11	25	Настоящая работа

Примечание. *Расчет сечений проводилось по программе TALYS-1.0. ** σ_{int} – интегральное сечение реакции, E_h - верхний предел интегрирования.

Для оценки и сравнения экспериментальных результатов нами проведен расчет сечения реакции с помощью программного пакета TALYS-1.6. В качестве распределения γ-квантов по энергии – $W(E_\gamma,E_m)$, ввиду того, что толщина вольфрамовой мишени-конвертора была 2 мм, что существенно меньше радиационной длины для вольфрама, которая составляет около 4,3 мм, использовался спектр Шиффа. Результаты теоретических расчетов приведены на рис. 5.13 и 5.14. Зависимость сечений реакции $^{144}Sm(\gamma,n)^{143m,g}Sm$ от граничной энергии тормозных квантов аппроксимировалась функцией Лоренца, параметры которой (положение максимума сечения E_m, значение сечения в максимуме σ_m и ширина распределения на половине его высоты Г) определялись методом наименьших квадратов. Приведенные данные на рис. 5.13 и 5.14. по сечению реакций позволяют получить оценку изомерного отношения сечения $r=\sigma_m/\sigma_{tot}$ и интегральных сечений $g=\sigma_{int}/\sigma_{tot}^{int}$ реакций, которое составляет при E_γ=15,7± 0,1МэВ соответственно: r=0,055 и g=0,064.

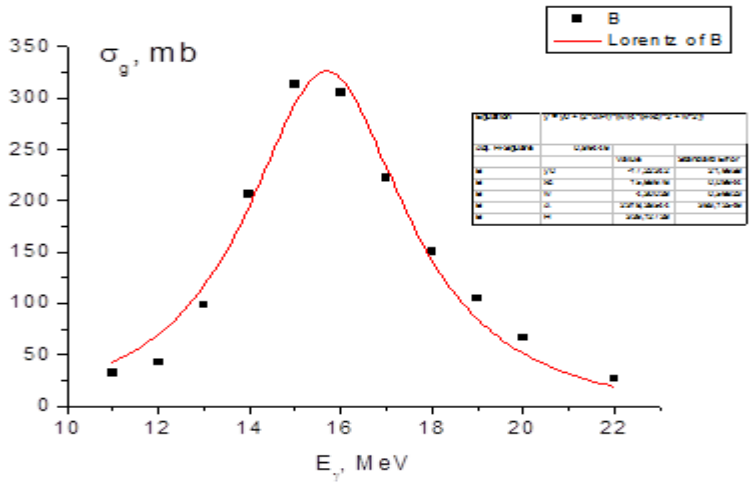


Рис. 5.13. Сечение реакции ^{144}Sm(γ,n)^{143g}Sm

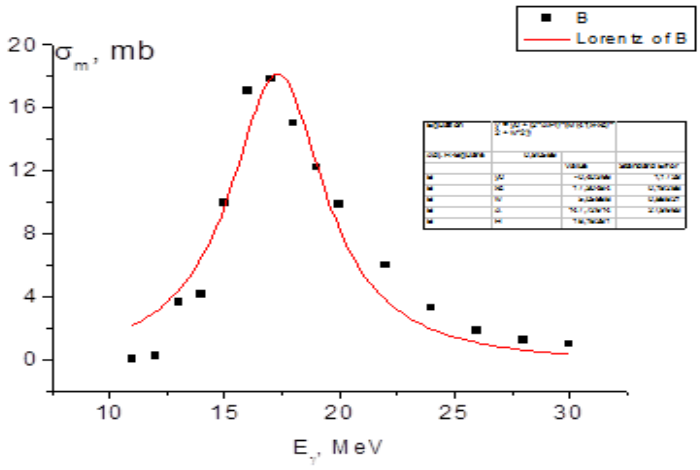


Рис. 5.14. Сечение реакции ^{144}Sm(γ,n)^{143m}Sm

Энергетическое положение максимума сечения реакции ^{144}Sm(γ,n)^{143}Sm в пределах погрешности совпадает с энергией гигантского дипольного резонанса ^{144}Sm, определяемой по эмпирическому соотношению $E_m = 80 \cdot A^{-1/3}$, которое равно 15,3 МэВ.

Как видно в таблице 5.11, значение сечения в максимуме σ_m и ширина распределения на половине его высоты Г во всех работах в пределах погрешности измерений согласуются между собой. Энергетическое положение максимума сечения реакции ^{144}Sm(γ,n)^{143m}Sm в пределах погрешности совпадает с энергией гигантского дипольного резонанса ^{144}Sm,

определяемой по эмпирическому соотношению $E_m = 80 \cdot A^{-1/3}$, которое равно 15,3 МэВ.

Для сравнения с экспериментом нами проведены расчеты изомерных отношений по статистической модели ядра. Улучшить количественное согласие расчетов с экспериментом удалось при фиксации параметра спинового ограничения σ. При этом удовлетвори-тельное согласие достигается при $\sigma = (2 \div 3)\hbar$.

В случае реакции ^{144}Sm(n,2n)^{143m,g}Sm, абсолютные значения сечений основного и изомерного состояний определялись с помощью метода мониторов, т.е метода основного сравнения выходов исследуемой и мониторной реакций. В качестве мониторной реакции использовались ^{27}Al(n,α)^{24}Na.

Таблица 5.12

Сечение реакции ^{144}Sm(n,2n)^{143}Sm

E_m, МэВ	σ_m, мб	σ_g, мб	Источник
14,8	517±52	662±66	[174]
14,8	547±47	763±70	[175]
14,5	444±97	-	[176]
14.15	432±18	-	[177]
14,0	532	756	*Настоящая работа
14,5	689	797	*Настоящая работа
14,0	544±27	756±66	Настоящая работа

*Расчет сечений проводилось по программы TALYS-1.0.

Как видно из табл.5.12, данные, полученные в пределах погрешностей измерений, согласуются с результатами других работ. Также определено изомерное отношение сечений реакций, которое равно $r=\sigma_m/\sigma_g$=0,72±0,07. Относительная вероятность образования изомерного состояний 11/2$^-$ на исследуемых ядрах в реакции (n,2n) больше, чем в реакциях (γ,n) в 18-20 раз. Абсолютная ошибка изомерных отношений сечений реакции определяется статистической погрешностью счетов в фотопике измеряемой γ-линии,

эффективностью регистрации γ-излучения и ошибкой значений сечений мониторов. Функция возбуждения реакций $^{144}Sm(n,2n)^{143m}Sm$ и $^{144}Sm(n,2n)^{143g}Sm$ приведены на рис 5.15 и 5.16. Сечение реакции рассчитаны с помощью программного пакета TALYS-1.6.

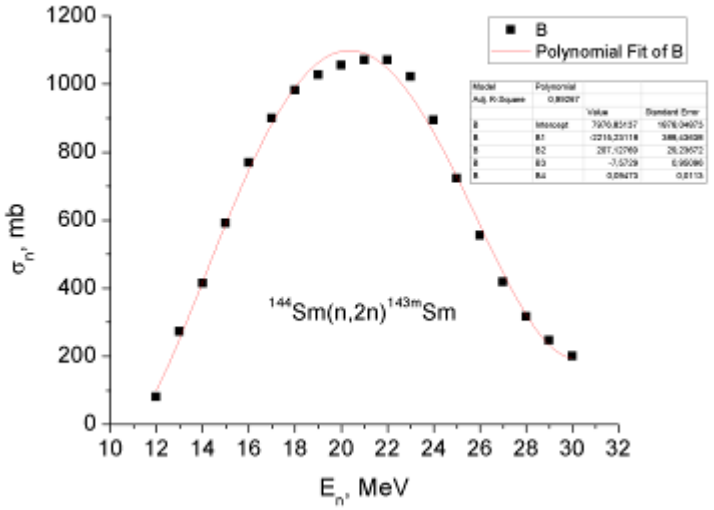


Рис. 5.15. Сечение реакции $^{144}Sm(n,2n)^{143m}Sm$

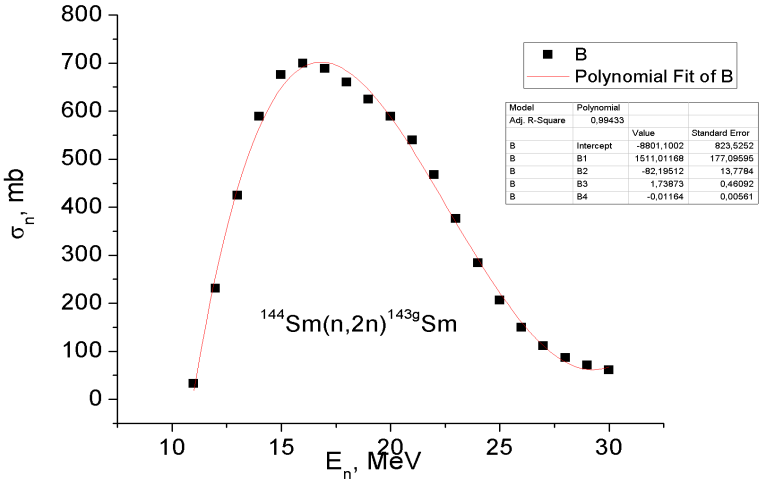


Рис. 5.16. Сечение реакции $^{144}Sm(n,2n)^{143g}Sm$

Путем сравнения полученных данных изомерных отношений выходов и сечений нейтронной и фотоядерной реакции, то следует отметить, что вероятность образования изомерного состояния $11/2^-$ на ядре ^{143}Sm в реакции (n,2n) в ~ 10 раз больше, чем в реакции (γ,n). Вероятно, это связано с передаваемым моментом частиц на возбужденных ядрах. Как показано в работе [142], вероятность образования изомерного состояния очень сильно зависит от вносимых в ядро моментов. Особенно велико его возбуждение в реакциях с тяжелыми ионами при больших передаваемых моментах.

Экспериментальные результаты, полученные в настоящей работе, могут быть использованы для оценки аналитических возможностей активационного анализа, при планировании экспериментов по изучению изомерных отношений в ядерных реакциях и при изучении механизма реакций.

Выводы по пятой главе

Проведены исследования изомерных отношений выходов и сечений реакций (n,2n) и (γ,n) на ядрах с массовыми числами $110 \leq A \leq 142$, которые находятся вблизи замкнутой оболочки с числом нейтронов N=82.

Впервые методом наведенной активности определены сечения возбуждения изомерных состояний в фотонейтронной реакции типа (γ,n) на ядрах ^{110}Pd, $^{138,140}Ce$, ^{144}Sm в области гигантского дипольного резонанса.

Впервые экспериментально исследована энергетическая зависимость изомерных отношений выходов фотоядерных реакций типа (γ,n) на ядрах $^{138,140}Ce$ в области энергий 12-35 МэВ с шагом 1 МэВ. Определены сечения возбуждения изомерных состояний $^{139m,g}Ce$ в реакциях (n,2n) и (γ,n) на ядре ^{140}Ce.

Обнаружено, что значения изомерных отношений выходов реакции (γ,n) на ядрах $^{138,140}Ce$ растет от порога реакции до ~ 17 и 20 МэВ

соответственно, и при энергиях выше этих значений наблюдается насыщение энергетической зависимости изомерных отношений выходов реакции.

Методом наведенной активности определены сечения возбуждения изомерных состояний в нейтронных реакциях типа (γ,n) на ядрах ^{110}Pd, ^{138,140}Ce и ^{144}Sm при энергии нейтронов 14,1 МэВ.

Установлено, что вероятность образования изомерного состояния $11/2^-$ на исследуемых ядрах в реакции (n,2n) больше, чем в реакциях (γ,n) в 6-20 раз.

VI. ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ ВЫХОДОВ ФОТОЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ ПРИ $E_{\gamma max}$=25 И 30 МэВ

Данная глава посвящена изучению изомерных отношений выходов ФЯР при энергии максимального излучения тормозного излучения $E_{\gamma max}$=25 и 30 МэВ. Определены изомерные отношения реакций Y_m/Y_g для 42 ядер. Для некоторых ядер основное состояние стабильно. В этом случае невозможно определить изомерные отношения выходов реакции, изомерные отношения определены как изомерные отношения интегральных сечений реакций.

Результаты исследований, приведенные в этой главе, отражены в работах [4-40], список которых приведен во введении.

§ 6.1. Изомерные отношения выходов фотоядерных реакций при $E_{\gamma max}$ =25 и 30 МэВ

Изучение изомерных отношений, т.е. относительных вероятностей заселения изомерных m и основных уровней g конечного ядра в фотоядерных реакциях позволяет выяснить характер спиновой зависимости плотности ядерных уровней и лучше понять механизм реакций. Кроме того, данные об изомерных отношениях выходов Y_m/Y_g необходимы для γ-активационного анализа, являющегося одним из прикладных направлений ядерной физики. По данным работы [79] реакции, приводящие к образованию изомерных состояний конечных ядер, составляют ~ 40% всех случаев, представляющих интерес для этого метода анализа. Без учета данных об изомерных отношениях выходов Y_m/Y_g фотоядерных реакций невозможно изучить аналитические возможности метода и разработать оптимальные методики анализа состава вещества.

В настоящей работе определены изомерные отношения выходов Y_m/Y_g фотоядерных реакций типа (γ, n), (γ, p) и (γ, 2n) на ядрах с 45≤A≤197 при максимальной энергии тормозного излучения $E_{\gamma max}$= 25 и 30 МэВ.

Причина выбора максимальной энергии тормозного излучения 25 и 30 МэВ не случайна. Это связано с тем, что большинство экспериментальных работ об изучении выходов фотоядерных реакций для γ-активационного анализа проводили при такой энергии. Кроме того, при $E_{\gamma max} \geq E_m + \Gamma$ (E_m, Г - положение максимума и полуширина гигантского дипольного резонанса соответственно) для большинства фотоядерных реакций выполняется условие $\sigma_m/\sigma_g \simeq \gamma_m/\gamma_g = const$ [18] (σ_m/σ_g -изомерные отношения сечений реакций), т.е. в области энергии за гигантским дипольным резонансом изомерные отношения сечений и выходов резко не изменяются.

Измерения проводили на пучке тормозного излучения сильноточного бетатрона СБ-50 [53] методом наведенной активности. Для учета влияния изменения интенсивности пучка одновременно с образцом облучали монитор - медную фольгу.

Временные режимы, т.е. время облучения, паузы и измерения выбирали в соответствии с периодом полураспада образующихся радионуклидов. Наведенную γ-активность измеряли Ge(Li)-детектором типа ДГДК-63В с разрешением измерительного тракта ~ 3,5 кэВ для линии 1332 кэВ ^{60}Co.

Изомерные отношения выходов фотоядерных реакций определяли методом сравнения площадей под фотопиками соответствующих γ-линий [78]. В случае реакций ^{59}Co(γ, n)^{58m,g}Co и ^{81}Br(γ,n)^{80m,g}Br значения Y_m/Y_g определены путем разложения кривой распада–накопления, измеренной по одной γ-линии 810 и 817 кэВ соответственно. Полученные результаты и их погрешности измерений приведены в таблице 6.1. Погрешности измерения изомерных отношений выходов оценивали исходя из статистики отсчетов в фотопике измеряемой γ-линии. В таблице для сравнения приведены данные о γ_m/γ_g , полученные другими авторами в области энергии 20-30 МэВ. Здесь в случае реакции (γ, n) на ядре ^{197}Au значения Y_m/Y_g приведены при $E_{\gamma max}$ =52 МэВ. Экспериментальные данные об изомерных отношениях выходов γ_m/γ_g

фотоядерных реакций типа (γ, n) на ядрах ^{45}Sc, ^{59}Co, ^{76}Ge, ^{82}Se, ^{81}Br, ^{85}Rb, ^{140}Ce, ^{197}Au, (γ, 2n) на ядре ^{89}Y и (γ, p) на ядрах ^{98}Mo и ^{112}Sn в пределах погрешности измерения согласуются с результатами [18], которые включают в себя экспериментальные данные, полученные разными авторами до 1987 г. В случае реакции типа (γ, n) на ядре ^{86}Sr данные разных авторов не согласуются.

Для фотоядерных реакций ^{47}Ti(γ, p)^{46}Sc, ^{87}Rb(γ, n)^{86}Rb, ^{96}Mo(γ, p)^{95}NЬ, ^{113}In(γ, n)^{112}In, ^{113}In(γ, 2n)^{111}In, ^{120}Te(γ, n)^{119}Te и ^{138}Ce(γ, n)^{137}Ce значения Y_m/Y_g получены впервые.

Таблица 6.1

Изомерные отношения выходов (сечений) фотоядерных реакций

Реакция	J^π, $T_{1/2}$		$E_{\gamma max}$, МэВ	Y_m/Y_g	σ ($\hbar$)	Источник
	m	G				
^{45}Sc(γ,n)^{44}Sc	6^+ 2.44 сут	2^+ 3.93 ч	22	0.25±0.02		[79]
			25	0.23±0.03	2.55	Настоящая работа
			30	0.24±0.03	2.75	Настоящая работа
^{47}Ti(γ,p)^{46}Sc	7^+ 20 с	4^+ 84.1 сут	25	0.16±0.02		Настоящая работа
			30	0.20±0.02		Настоящая работа
^{59}Co(γ,n)^{58}Co	5^+ 9.2 ч	2^+ 70.8 сут	25	1.19±0.01		[79]
			25	2.22±0.02	3.47	Настоящая работа
			30	1.30±0.02	3.44	Настоящая работа
^{75}Ge(γ,n)^{74}Ge	$7/2^+$ 48 с	$1/2^-$ 82.8 мин	22	1.25±0.05		[178]
			25	1.26±0.07	2,73	Настоящая работа
			30	1.27±0.05	2,71	Настоящая работа
^{74}Se(γ,n)^{73}Se	$1/2^-$ 41 мин	$7/2^+$ 7,1 час	14,5	0,13±0,02		[139]
			25	0,18±0,02	3,21	Настоящая работа
			30	0,19±0,01	3,38	Настоящая работа

Продолжение таблицы 6.1

$^{82}Se(\gamma,n)^{81}Se$	$7/2^+$ 57.3 мин	$1/2^-$ 18.5 мин	22	0.54±0.03		[18]
			25	0.57±0.03	3,12	Настоящая работа
			30	0.56±0.02	3,11	Настоящая работа
$^{91}Br(\gamma,n)^{90}Br$	5^- 4.42 ч	1^+ 17.6 мин	30	0.48±0.03		[79]
			25	0.49±0.03	3,91	Настоящая работа
			30	0.48±0.02	3,87	Настоящая работа
$^{85}Rb(\gamma,n)^{84}Rb$	6^+ 20.5 мин	2^- 32.9 сут	22	0.31±0.02		[79]
			25	0.33±0.01	3,70	Настоящая работа
			30	0.33±0.01	3,70	Настоящая работа
$^{87}Rb(\gamma,n)^{86}Rb$	6^- 1,02 мин	2^- 18,6 сут	25	0,087±0,004	3,55	Настоящая работа
			30	0,086±0,004	3,55	Настоящая работа
$^{86}Sr(\gamma,n)^{85}Sr$	$1/2^+$ 68 мин	$9/2^+$ 64.8 сут	22	0.14±0.02		[79]
			30	1.78±0.25		[18]
			25	0,57±0,03		Настоящая работа
$^{88}Sr(\gamma,n)^{87}Sr$	$1/2^-$ 2,8 ч	$9/2^+$ Стабильное	25	0,66±0,10*	2,71	Настоящая работа
			30	0.65±0.10*	2,71	Настоящая работа
$^{89}Y(\gamma,2n)^{87}Y$	$9/2^+$ 13 ч	$1/2^-$ 80.3 ч	23	0.25±0.03		[139]
			25.6	0.35±0.04		[139]
			28.6	0.43±0.04		[139]
			25	0.33±0.03		Настоящая работа
			30	0.45±0.04	2,34	Настоящая работа
$^{90}Zr(\gamma,n)^{89}Zr$	$1/2^-$ 4.18 мин	$9/2^+$ 78.4 ч	22	1.44±0.02		[79]
			25	1.21±0.04		Настоящая работа
			30	1.35±0.05		Настоящая работа
$^{96}Mo(\gamma,p)^{95}Nb$	$1/2^-$ 87 ч	$9/2^+$ 35 сут	25	0.55±0.05		Настоящая работа
			30	0.56±0.06		Настоящая работа
$^{98}Mo(\gamma,p)^{97}Nb$	$1/2^-$ 1 мин	$9/2^+$ 72.1 ч	22	0.71±0.02		[79]
			20-25	0.58±0.11		[18]
			25	0.52±0.02		Настоящая работа
			30	0.53±0.02		Настоящая работа

Продолжение таблицы 6.1

$^{108}Pd(\gamma,n)^{107}Pd$	$11/2^-$ 21,3 с	$5/2^+$ $6,5\cdot10^6$ год	25*	0.054±0.006		[155]
			25*	0.056±0.005		Настоящая работа
			30*	0.055±0.06	3,21	Настоящая работа
$^{110}Pd(\gamma,n)^{109}Pd$	$11/2^-$ 4,69 мин	$5/2^+$ 13,47 ч	20,5	0,072±0,006		[30]
			25*	0.060±0.007		[155]
			50	0.108 ± 0.007		[184]
			55	0.118 ± 0.008		[185]
			60	0.118 ± 0.007		[184]
			25	0,065±0,003		Настоящая работа
			30	0,064±0,003	3,12	Настоящая работа
$^{116}Cd(\gamma,n)^{115}Cd$	$11/2^-$ 44,8 сут	$1/2^+$ 53,4 ч	20	0.153±0.017		[185]
			25	0,18±0,02		[155]
			25	0,15±0,02		Настоящая работа
			30	0,16±0,02		Настоящая работа
$^{113}In(\gamma,n)^{112}In$	4^+ 20.9 мин	1^+ 14.4 мин	25	4.73±0.08		Настоящая работа
			30	4.12±0.05	3,11	Настоящая работа
$^{113}In(\gamma,2n)^{111}In$	$1/2^-$ 7.6 мин	$9/2^+$ 2.83 сут	25	0.14±0.03		Настоящая работа
			30	0.13±0.01	2,50	Настоящая работа
$^{112}Sn(\gamma,p)^{111}In$	$1/2^-$ 7.6 мин	$9/2^+$; 78.4 ч	22	0.044±0.001		[77]
			25	0.043±0.002	2,21	Настоящая работа
			30	0.047±0.003	2,25	Настоящая работа
$^{118}Sn(\gamma,p)^{117}In$	$1/2^-$ 1.94 ч	$9/2^+$ 44 ч	22	2.63±0.18		[179]
			25	2.9±0.2		Настоящая работа
			30	3.1±0.2		Настоящая работа
$^{121}Sb(\gamma,n)^{120}Sb$	8^- 5,76 сут	1^+ 15,5 мин	25	0.098±0.01		[186]
			25	0.12±0.04		Настоящая работа
			30	0.13±0.04		Настоящая работа
$^{120}Te(\gamma,n)^{119}Te$	$11/2^-$ 4.68 сут	$1/2^+$ 16.05 ч	25	0,25±0.02		[187]
			25	0,176±0.02		Настоящая работа

Продолжение таблицы 6.1

			30	0,179±0.02		Настоящая работа
$^{122}Te(\gamma,n)^{121}Te$	$11/2^-$ 154 сут	$1/2^+$ 16.8 сут	25	0,236±0.02		Настоящая работа
			30	0,237±0.02		Настоящая работа
$^{124}Te(\gamma,n)^{123}Te$	$11/2^-$ 119,7 сут	$1/2^+$ Стабильные	22	0,30±0.02		188
			25	0,32±0.02		Настоящая работа
			30	0,31±0.02		Настоящая работа
$^{130}Te(\gamma,n)^{129}Te$	$11/2^-$ 33.5 сут	$3/2^+$ 69 мин	20	0.45±0.06		[180]
			25	0.49±0.03		Настоящая работа
			30	0.48±0.03		Настоящая работа
$^{138}Ce(\gamma,n)^{137}Ce$	$11/2^-$; 33.4 ч	$9/2^+$; 9 ч	25	0.12±0.02		Настоящая работа
			30	0.13±0.02	3,10	Настоящая работа
$^{140}Ce(\gamma,n)^{139}Ce$	$11/2^-$ 56 с	$3/2^+$ 139.38 сут	23.8	0.182±0.018		[185]
			31	0.193±0.014		[181]
			25	0.190±0.017		Настоящая работа
			30	0.201±0.015	2,12	Настоящая работа
$^{142}Nd(\gamma,n)^{141}Nd$	$11/2^-$ 61,3 с	$3/2^+$ 2.42 ч	18	0.046±0.003		[182]
			25	0.044±0.002		Настоящая работа
			30	0.045±0.001		Настоящая работа
$^{136}Xe(\gamma,n)^{135}Xe$	$11/2^-$ 15,6 мин	$3/2^+$ 9.10 ч	22	0,10±0,02		[18]
$^{130}Ba(\gamma,n)^{129}Ba$	$11/2^-$ 2,13 час	$1/2^+$ 2,20 час	30	0.23±0.01*		Настоящая работа
$^{134}Ba(\gamma,n)^{133}Ba$	$11/2^-$ 38,9 час	$1/2^+$ 10,7 год	30	0.21±0.01*		Настоящая работа
$^{136}Ba(\gamma,n)^{135}Ba$	$11/2^-$ 28,7 час	$3/2^+$ стабильное	30	0.18±0.01*		Настоящая работа

Продолжение таблицы 6.1

$^{138}Ba(\gamma,n)^{137}Ba$	$11/2^-$ 28,7 час	$3/2^+$ стабильное	18,5	0.13±0.02		[189]
			25	0.13±0.02		Настоящая работа
			30	0.13±0.02		Настоящая работа
			30	0.12±0.07*		Настоящая работа
$^{144}Sm(\gamma,n)^{143}Sm$	$11/2^-$ 65 с	$1/2^+$ 8,83 мин	20,5	0,044±0,003		[189]
			25	0,047±0,004**		[155]
			25	0,046±0,002		Настоящая работа
			30	0,045±0,002	2,71	Настоящая работа
$^{197}Au(\gamma,n)^{196}Au$	12^- 9.7 ч	2^- 6.18 сут	52	$(6.1\pm0.4)\cdot10^{-4}$		[183]
			25	$(5.4\pm0.3)\cdot10^{-4}$		Настоящая работа
			30	$(5.5\pm0.4)\cdot10^{-4}$		Настоящая работа
$^{198}Hg(\gamma,n)^{197}Hg$	$13/2^+$ 23,8 час	$1/2^-$ 64,14 h	25	0,118±0,006		Настоящая работа
			30	0,120±0,006		Настоящая работа

*Приведено значение $r_{\text{int}} = \sigma_{\text{int}}^{m} / \sigma_{\text{int}}^{g}$

**Приведено значение $r_{\text{int}} = \sigma_{\text{int}}^{m} / \sigma_{\text{int}}^{g}$

Значения Y_m/Y_g для фотоядерных реакций $^{118}Sn(\gamma,p)^{117}In$, $^{130}Te(\gamma,n)^{129}Te$ и $^{142}Nd(\gamma,n)^{141}Nd$ в пределах погрешностей измерения согласуются с результатами [179, 180, 181] соответственно.

Ядерные реакции, протекающие с образованием составного ядра (компаундного ядра), теоретически исследуются с помощью статистической теории ядра. При энергиях возбуждения выше нескольких МэВ число ядерных уровней в единичном интервале энергии для большинства ядер настолько велико, что их индивидуальное описание практически невозможно. Необходимо применение статистических методов с введением в рассмотрение плотности уровней – плавной функции интегралов движения, определяющих состояние системы в целом. Применение этих методов позволяет получить информацию о механизме ядерной реакции, в частности, о моменте инерции ядра, о спиновой и энергетической зависимости

плотности уровней ядра и о характере переходов между высоковозбужденными ядерными состояниями [121].

В настоящей работе экспериментальные изомерные отношения выходов сравниваются с результатами расчетов выполненных нами в рамках статистической теории ферми-газа [21]. Расчеты проводились на основе работы [22], в которой более подробно приведены расчеты изомерного отношений и спиновой зависимости ядерных уровней в случае фотоядерных реакций. Также расчёт проводился с помощью программного пакета TALYS. Расчетные значения параметра спинового ограничения приведены в таблице 6.1.

Экспериментальные результаты об изомерных отношениях выходов фотоядерных реакций, полученные в настоящей работе, могут быть использованы для оценки принципиальных возможностей метода γ-активационного анализа на конкретном аналитическом комплексе, при разработке методики анализа и планировании экспериментов по изучению изомерных отношений в фотоядерных реакциях.

§ 6.2. Систематика данных об изомерных отношениях выходов и сечений фотоядерных реакций

На основе экспериментальных данных об изомерных отношениях выходов или сечений, полученных в настоящей работе и в других работах можно построить зависимость изомерного отношения выходов и сечений фотоядерных реакций от разности спинов метастабильного и основного состояний (в некоторых работах разности верхней и нижней спинов). Эта зависимость показывает, как следует ожидать, с увеличением разности спинов относительной вероятности заселения, изомерное состояние в фотоядерных реакциях увеличивается. Такую же зависимость можно построить и для других типов реакций, например для (n,γ) и (n,2n). Для этих реакций также наблюдается такая картинка, как и в фотоядерной реакции.

Более ясная картинка наблюдается в неупругом рассеянии гамма-квантов. В остальных реакциях, кроме неупругого рассеяния, разброс значения изомерного отношения достаточно большой. Например, в фотоядерных реакциях в этой зависимости включили различные типы реакций: (γ,n), (γ,2n), (γ,p) и др. Более определенно судить можно о типах реакций, приводящих к одиноковым изомерным состояниям (например (γ, n) и (n,2n)). В этом случае самыми удобными являются фотонейтронные реакции типа (γ,n) на четно-четных ядрах с образованием одночастичных нейтронных состояний $g_{9/2}$, $h_{11/2}$, и $i_{13/2}$, появляющихся при замыкании оболочек, соответственно из 50, 82, 126 нейтронов. Со стороны меньших *Z* и *A* непосредственно перед магическими числами 50, 82, 126 расположены острова изомерии [5,6]. Известно, что приблизительно 300 ядер в настоящее время обладают изомерным состоянием [1,2,3].

Первый остров изомерии наблюдается, если число протонов Z и нейтронов N лежит между 30 и 49. В этом случае основными состояниями являются $p_{1/2}$ и $g_{9/2}$. При этом число протонов Z и нейтронов N находятся во втором острове изомерии (между 51 и 81). В этом случае свободны лишь ядерные уровни $h_{11/2}$, $d_{3/2}$ и $s_{1/2}$. Третий остров изомерии наблюдается в том случае, если число протонов Z и нейтронов N лежит между 78 и 125 и может заполняться уровень $i_{13/2}$.

В данной работе исследована относительная вероятность возбуждения изомерных состояния $h_{11/2}$ в фотонейтронной реакции типа (γ,n) на ядрах с $109 \leq A \leq 144$ при максимальной энергии 25 и 30 МэВ.

Одноквазичастичное состояние $I^{\pi} = 11/2^{-}$ появляется в ядрах с N>50 при заполнении нейтронной оболочки $1h_{11/2}$. К настоящему времени оно наблюдалось более чем в 70 ядрах от Ze (Z=40) до Yb (Z=70) [4] . В большинстве случаев (более 50 изотопов) это состояние является изомерным с периодом полураспада выше 1 с и многие из них могуть быть получены в реакции типа (γ,n).

На основе полученных данных, которые приведены в таблице 6.1 проводилась систематика изомерных отношений по массовому числу и числу протонов. Зависимость изомерного отношения выходов фотоядерных реакций (γ,n) от массового числа при максимальной энергии тормозного излучения 25 МэВ приведена на рис.6.1. Аналогичная зависимость получена при максимальной энергии тормозного излучения 30 МэВ, которая приведена на рис.6.2. В результате фотонейтронной реакции образуется $h_{11/2}$ состояние.

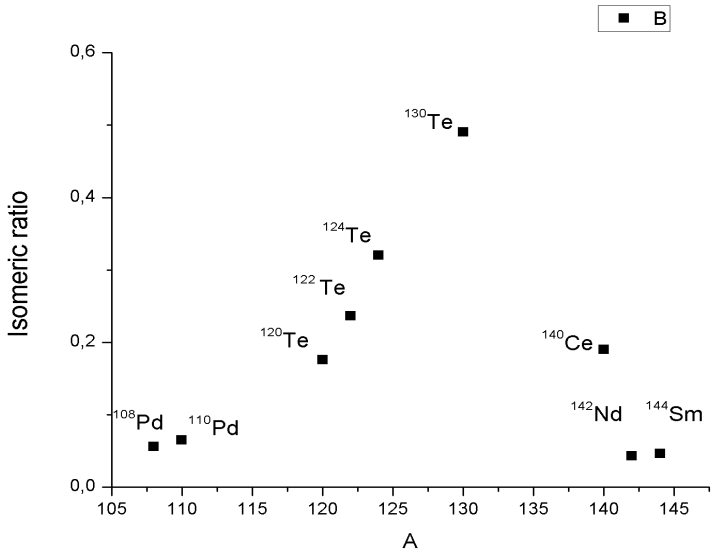


Рис.6.1. Зависимость изомерного отношения выходов от массового числа при максимальной энергии тормозного излучения 25 МэВ

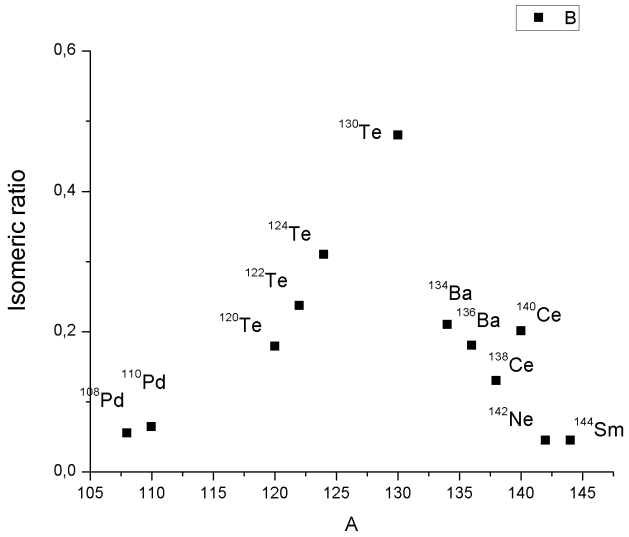


Рис.6.2. Зависимость изомерного отношения выходов от массового числа при максимальной энергии тормозного излучения 30 МэВ

Как видно из рис. 6.1 и 6.2, самые высокие значения изомерных отношений имеют изотопы теллура. Эти экспериментальные данные позволяют судить о структуре низколежащих ядерных уровней, с которых идет последний переход на основное или изомерное состояние. На рис. 6.3 приведена зависимость изомерного отношения для изотопов теллура от массового числа.

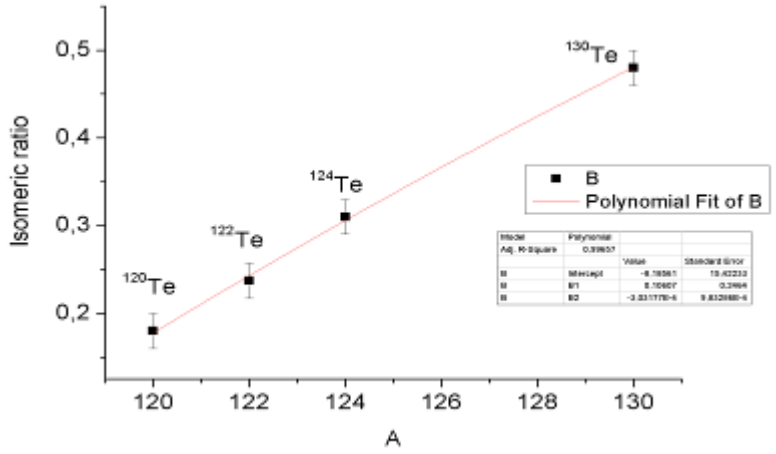


Рис. 6.3. Зависимость изомерного отношения для изотопов теллура от массового числа

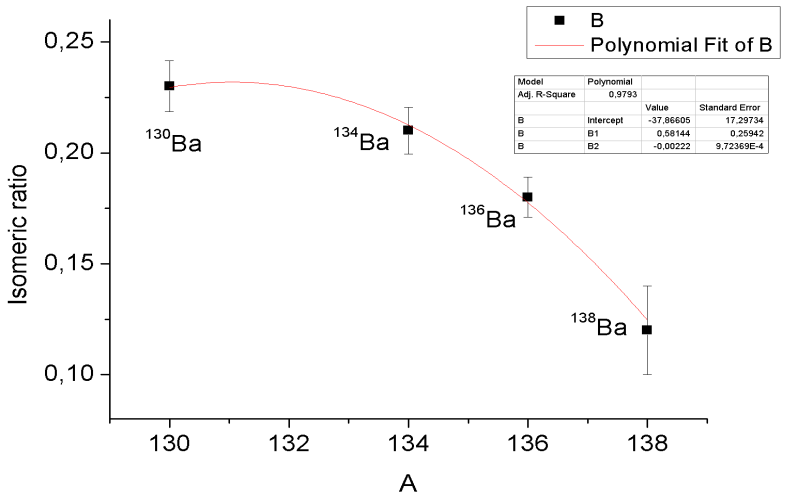


Рис.6.4. Зависимость изомерного отношения выходов от массового числа для изотопов бария

Как видно из рис. 6.3, с увеличением числа нейтронов изомерное отношение также увеличивается. Таже видно, что самое высокое значение изомерных отношений имеет теллур-130. Противоположную тенденцию

можно наблюдать на рисунке 6.4 для изотопов бария. На рис 6.4 показана зависимость изомерного отношения для изотопа бария от массового числа. Барий-138 по числу нейтронов является магическим. Причина уменьшения значений изомерного отношений связано с уменьшением плотности уровней ядра с приближением к замкнутой нейтронной оболочке с числом нейтронов N=82. С изменением числа нейтронов в ядре свойства стабильных ядер сильно меняются. Особенно это видно, например, на стабильных изотопах бария. Среди изотопов ^{138}Ba является наиболее тяжелым и имеет замкнутую нейтронную оболочку (число нейтронов N=82). Изотоп ^{130}Ba является наиболее лёгким изотопом и характеризуется значительной квадрупольной деформацией, которая равна β_2=0,23. На рисунке 6.5 и 6.6 показана зависимость квадрупольной деформации от массового числа для бария и теллура. Как видно из рисунка с увеличением массового числа и приближением к магическим числам, соответственно квадрупольная деформация уменьшается. Необходимо надо анализировать как все эти изменения влияют на вероятность возбуждения изомерного состояния в фотонейтронной реакции типа (γ,n).

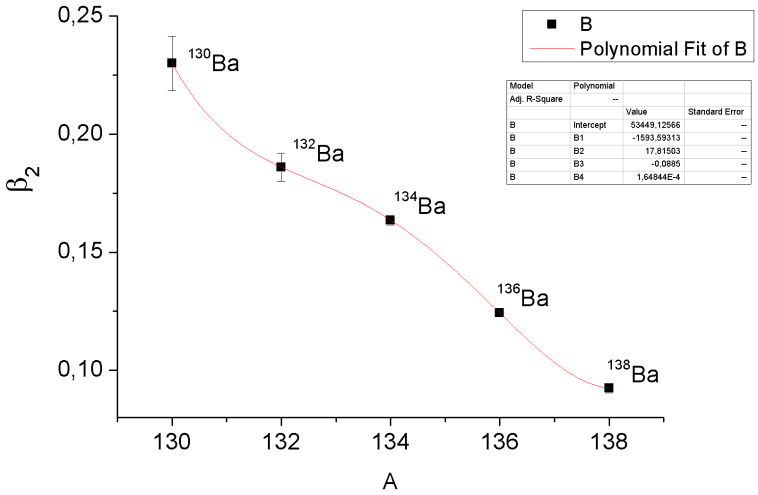


Рис.6.5. Зависимость квадрупольной деформаций изомерного отношения выходов от массового числа для изотопов бария

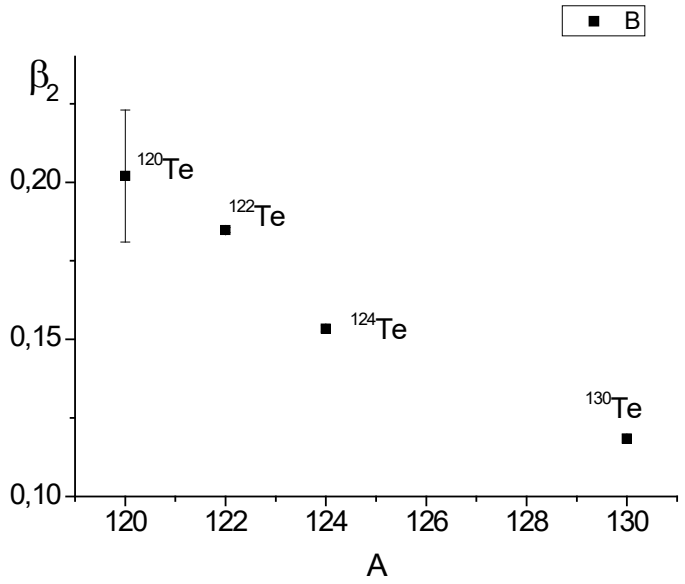


Рис.6.6. Зависимость квадрупольной деформации изомерного отношения выходов от массового числа для изотопов теллура

Экспериментальные результаты показывают, что с увелечением максимальной энергии тормозного излучения увеличиваются вклады прямых процессов с испусканием прямых нейтронов. Это особенно заметным становится с приближением к магическим ядрам. Как показано в работе [155], эти процессы приводят к некоторому снижению вероятности возбуждения изомерных состояний по сравнению с чисто статистическим процессом.

На основе данных таблицы 6.1, построена зависимость изомерного отношения от числа протонов Z при постоянном числе нейтронов. На рис.6.7 показана зависимость изомерного отношения от числа протонов Z для ядер с числом нейтронов N=82. Изотопы, приведенные на рис. 6.7 имеют замкнутые нейтронные оболочки (N=82). В данном случае все ядра имеют одинаковые спины и четности в метастабильном (изомерном) и основном состоянии и приблизительно одинаковые коэффициенты квадрупольной деформации в основном состоянии, которая для всех одиноковы и равны ΔI=4.

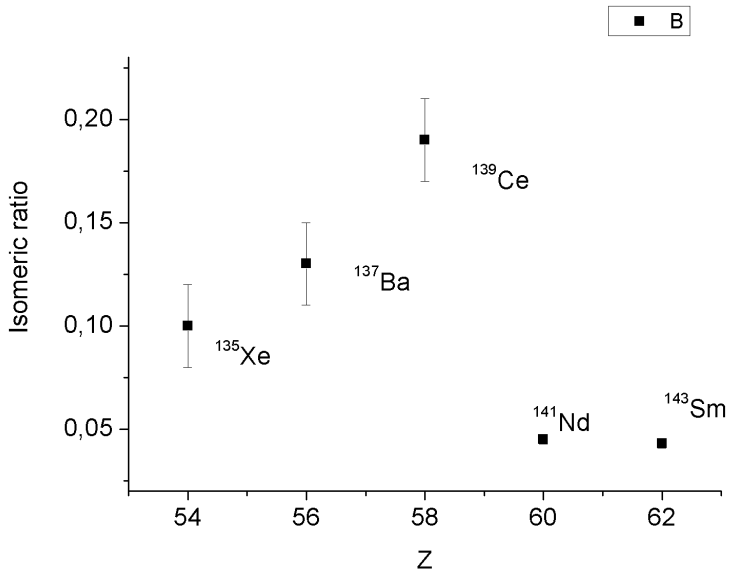


Рис.6.7. Зависимость изомерного отношения выходов от числа протонов для N=82

Здесь приблизительно одинаковые условия возбуждения. Как видно из рисунка 6.7, изомерное отношение растет до ^{139}Ce, потом значение резко уменьшается. Максимум пика находится при массовом числе A=139.

Выводы по шестой главе

Изучены изомерные отношения выходов ФЯР при энергии максимального тормозного излучения $E_{\gamma max}$=25 и 30 МэВ. Определены изомерные отношения реакций Y_m/Y_g для 42 ядер.

Систематизирована и изучена зависимость изомерных отношений от массового числа и числа протонов для изотопов с массовыми числами 110≤A≤142, которые находятся вблизи замкнутой оболочки с числом нейтронов N=82.

Систематизирована и изучена зависимость квадрупольной деформации изомерного отношения выходов от массового числа для изотопов бария и теллура.

Изучена зависимость изомерного отношения выходов от числа протонов для N=82.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенных исследований по диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук (DSc) на тему: «Особенности возбуждения изомерных состояний в реакциях (γ,n), (γ,2n), (γ,p) и (n,2n) в области энергий 10-35 МэВ» сделаны следующие выводы:

1. Разработано новое научное направление в методике исследования фотоядерных реакций, позволяющее решать фундаментальные задачи на качественно новом уровне и открывающее перспективу расширения прикладных аналитических методик с применением радиоизотопов:

- создана новая конструкция внутрикамерного устройства для облучения массивных мишеней, позволяющая увеличить выход радионуклидов. Данное устройство можно применить в различных типах ускорителей заряженных частиц, предназначенных для получения в том числе и медицинских радионуклидов;
- разработана методика определения углового распределения тормозного гамма-излучения при различной энергии максимального излучения;
- разработана методика определения изомерных отношений выходов и сечений реакций применительно к экспериментам по изучению возбуждения изомерных состояний на нейтронном генераторе;
- выполнены численные расчеты спектров тормозного излучения тонких мишеней-конверторов в области энергий фотонов от 1 до 35 МэВ для различных углов наблюдения и материалов конвертора.

2. Показано, что поведение изомерных отношений в полученных экспериментальных данных по энергетической зависимости изомерного отношения выходов реакции (γ,n) на ядрах ^{45}Sc, ^{76}Ge, ^{85}Rb, ^{87}Rb в области энергий 20-35 МэВ хорошо аппроксимируются кривыми Больцмана;

3. Обнаружены рост значения изомерных отношений выходов фотонейтронной реакции (γ,n) на ядрах ^{45}Sc, ^{76}Ge, ^{85}Rb, ^{87}Rb от порога

реакции до положения максимума гигантского дипольного резонанса E_m и насыщение при энергиях выше E_m, наблюдаемое до 35 МэВ;

4. Получены новые экспериментальные данные по сечениям реакций $^{45}Sc(n,2n)^{44m,g}Sc$, $^{59}Co(n,2n)^{58m,g}Co$, $^{76}Ge(n,2n)^{75m,g}Ge$, $^{85}Rb(n,2n)^{84m,g}Rb$, $^{87}Rb(n,2n)^{86m,g}Rb$ при E_n=14,1 МэВ и определена спиновая зависимость плотности уровней ядра;

5. Впервые получены экспериментальные значения сечения возбуждения изомерных состояний ядер в фотонейтронной реакции (γ,n) на ядрах ^{45}Sc, ^{59}Co, ^{76}Ge, ^{85}Rb, ^{87}Rb в области энергий 20-25 МэВ и выявлена одногорбая форма гигантского дипольного резонанса;

6. Впервые определена функция возбуждения и энергетическая зависимость изомерного отношения выходов реакции $^{89}Y(\gamma,2n)^{87m}Y$ в области энергий 20-35 МэВ. Показано, что относительная вероятность возбуждения изомерных состояний $^{87m,g}Y$ зависит не только от энергий возбуждения или вносимых в ядро момента, но и от типа частиц, вылетающих из ядра;

7. Установлено, что при возбуждение изомерных состояний $11/2^-$ в фотонейтронных реакциях (γ,n) на ядрах с $110 \leq A \leq 144$ в области энергий насыщения основным механизмом является образование составного ядра, хорошо описываемое в рамках статистической теории ядра.

8. Обнаружено резкое уменьшение заселения изомерного состояния $11/2^-$ с увеличением массового числа в области ядер с $135 \leq A \leq 143$ и числом нейтронов N=82 при переходе от Z=58 к Z=60.

9. Впервые измерены изомерные отношения выходов реакций $^{138}Ce(\gamma,n)^{137m,g}Ce$ и $^{140}Ce(\gamma,n)^{139m,g}Ce$ в области энергий от порога до 35 МэВ, а также экспериментально установлено, что функции возбуждения этих реакций в области энергий от порога до 25 МэВ имеют одногорбую форму гигантского дипольного резонанса с положениями максимумов при 15,4 и 15,9 МэВ соответственно.

10. На основе экспериментальных данных об изомерных отношениях выходов и сечений фотонейтронных реакций, полученных при максимальной энергии тормозного излучения $E_{\gamma max}$= 25 и 30 МэВ, систематизирована и изучена зависимость изомерных отношений от массового числа и числа протонов для изотопов с массовыми числами $110 \leq A \leq 142$.

11. С помощью пакета программ TALYS 1.6 выполнены численные расчеты сечений и изомерных отношений выходов реакций (γ, n) и (n,2n) исследованных изотопов; из сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными получена информация о параметре, характеризующем спиновую зависимость плотности ядерных уровней и механизм заселения изомерных состояний.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lederer C. S. V. Table of Isotopes. - New York: New York: Wiley & Sons. Inc., 2000.

2. Řanda Z., Kreisinger F. Tables of nuclear constants for gamma activation analysis // J. Radioanal. Nucl. Chem. Akadémiai Kiadó, co-published with Springer Science+ Business Media BV~…, 1983. - Vol. 77, № 2. - pp. 279–495.

3. Tuli J.K. Nuclear wallet cards (Sixth edition) // National Nuclear Data Center, New York, 2000

4. Firestone R.B., Shirley V.S. Table of Isotopes. 8-th ed. // New York: J. Wiley and Sons, 1996.

5. Маляров В.В. Основы теории атомного ядра. // М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1959. - 471 с.

6. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. - Санкт-Петербург: изд. «Лань», 2009. - 383 с.

7. Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Юдин Н. П. Частицы и атомные ядра. – М.: Книжный дом «Либроком», 2013.

8. Фотоядерные реакции. Введение [Electronic resource]. URL: http://nuclphys.sinp.msu.ru/phnuc/phnuc0.html .

9. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. Учебное пособие. - М.: Университетская книга, 2008. -304 с.

10. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. Учебное пособие. – М.: НИИЯФ МГУ,1976. - 189 с.

11. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Гигантский дипольный резонанс в атомных ядрах. Учебное пособие. - М.: НИИЯФ МГУ,2008.

12. Fuller E.G. Photonuclear Data-Abstract Sheets, 1955-1982. - US Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1985. - Vol. 8.

13. Варламов В.В., Сапуненко В.В., Степанов М.Е. Фотоядерные данные 1976 - 1995. – Указатель, 1996.
14. Dietrich, S.S.; Berman, B.L. Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons // Atomic Data and Nuclear Data Tables - 1988. – Vol.38, No. 2. - pp. 199-338.
15. Varlamov A.V., Varlamov V.V., Rudenko D.S., Stepanov M.E. Atlas of giant dipole resonances. Parameters and graphs of photonuclear reaction cross sections. INDC (NDS)-394, Reproduced by the IAEA in Austria January, 1999. – 331p. https://istina.msu.ru/media/publications/book/857/163/9650398/indc-nds-0394.pdf
16. Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабанов Н.П. Возбуждение изомерных состояний в фотоядерных реакциях // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – Дубна: ОИЯИ,1996. - Vol. 27, № 4.- С.1043-1098
17. Мазур В.М. Возбуждение изомерных состояний ядер в фотонейтронных реакциях в области гигантского дипольного резонанса // ЭЧАЯ.- Дубна: ОИЯИ, 2000. - Vol. 31, No. 2. - С. 1043–429.
18. Давыдов М.Г., Магера В.Г., Трухов А.В. Изомерные отношения выходов (сечений) фотоядерных реакций для гамма-активационного анализа. //Атомная энергия. – Москва, 1987. - Vol.62, No.4. - С. 236–243.
19. Huizenga J.R., Vandenbosch R. Interpretation of isomeric cross-section for (n,γ) and (γ,n) reactions // Phys. Rev. – 1960. - Vol.120, No.4. - pp. 1305-1312.
20. Huizenga J.R., Vandenbosch R. Isomeric Cross-section Ratios for Reactions Producing the Pair ^{197,197m}Hg // Phys. Rev. – 1960. - Vol.120, No.4. - pp. 1313-1318.
21. Арифов Л.Я., Мазитов Б.С., Уланов В.Г. Относительная вероятность заселения изомеров в реакциях радиационного захвата // ЯФ. – Москва, 1981. - Vol.34, No.4. - С. 1028–1043.
22. Биган З.М., Мазур В.М., Торич З.З. Изомерные отношения в реакциях (γ, n) на тяжелых ядрах.ИЯФ АН, Препринт КИЯИ – 84-10, - Киев, 1984. - 16 с.

23. Желтоножський В. А., Мазур В. М., Біган З. М., Симочко Д. М. Дослідження ізомерних відношень виходів у (γ, n)-реакціях для ядер ^{109}Pd та ^{112}In в області E1-гігантського резонансу. //Ядерна фізика та енергетика. – Киев, 2007. - Vol. 21, № 3. - pp. 37–41.

24. Вишневский И. Н., Желтоножський В. А., Мазур В. М., Кулич Е. В., Саврасов А. Н., Стрильчук Н. В. Фотоядерные реакции на ядрах ^{118}Sn и ^{121}Sb с вылетом заряженных частиц. //Ядерна фізика та енергетика. – Киев, 2007. - Vol. 22, № 3. - pp. 56–60.

25. Bartsch H., Gűnther W., Huber K., Kneissl U., Krieger H. Systematic Trends in the Analysis of Photonuclear Cross Section Ratios. // Z.Physik. – Berlin, 1978. - A285. - pp. 71-75.

26. Palvanov S.R., Razhabov O. Isomeric yield ratios of photonuclear reactions at $E_{\gamma max}$=25 and 30 MeV // Atomic Energy. – Moscow (Russia), 1999. - Vol.87, No.1. - pp. 533-536.

27. Zheltonozhsky V. A., Mazur V. M. Investigation of the isomeric ratio for ^{44m,g}Sc // Physics of Atomic Nuclei. – 2000. - Vol. 63, - pp. 323–327 .

28. Hiền N. et al. Excitation functions of proton-induced reactions on natW target for rhenium isotope production // Radiat. Phys. Chem. - 2022. - Vol. 196. - pp. 110145.

29. Давыдов М.Г., Хамраев Ф.Ш., Шомуродов Э.М. Выходы и сечения фотоактивации кобальта. // Атомная энергия. – Москва, 1987. - Vol.63, No.1. - pp. 44–47.

30. Хиен Ф.З., Зуи Н.К., Ань Н.Т. Изучение изомерного отношения в реакциях (n,2n) и (γ,n) на ^{92}Mo, ^{90}Zr, ^{86}Sr ^{74}Se. // Ядерная физика. – Москва, 1982. - Vol. 35, No.2. – C.257-263.

31. Mazur V.M., Bigan Z.M., Symochko D.M. Population of metastable states in Rb isotopes in the photoneutron reactions // J. Phys. G Nucl. Part. Phys. - 2010. - Vol. 37, № 3. - pp. 035101.

32. Желтоножський В.А., Мазур В.М., Решитько С.В., Соколюк И.В. Исследование реакций $(\gamma,n)^m$ для ядер 75≤A≤90. // Украинский физический журнал. – Киев, 1992. - Vol. 37, №11. - pp.1628–1631

33. Mazur V.M. et al. Excitation of 11/2− isomeric state in 137Ce in (γ,n) reaction within 10–22MeV energy range // Int. J. Mod. Phys. E. - 2016. - Vol. 25, № 09. - pp. 1650070.

34. Hien N.T. et al. Measurement of isomeric yield ratios for the $^{110}Pd(\gamma,n)^{109m,g}Pd$ reaction // J. Radioanal. Nucl. Chem. - 2017. - Vol. 311, № 3. - pp. 1559–1564.

35. Нейтронные источники [Electronic resource] // МГУ, 2019. - URL: http://nuclphys.sinp.msu.ru/experiment/neutr_gen/index.html.

36. Bostan M. et al. Isomeric cross section ratio for the (n,2n) reaction on ^{45}Sc from 13.6 to 14.9 MeV // Phys. Rev. C. - 1997. - Vol. 56, № 2. - pp. 918–921.

37. Ryves T.B., Kolkowski P., Judge S.M. Cobalt cross sections for 14 MeV neutrons // Annals of Nuclear Energy. – 1988. - Vol. 15, No. 12. - pp. 561-565.

38. Yerraguntla S.S. et al. Measurement and covariance analysis of $^{59}Co(n,2\,n)^{58}Co$ reaction cross sections at the effective neutron energies of 11.98 and 15.75 MeV // Radiochim. Acta. - 2018. - Vol. 106, № 11. - pp. 877–884.

39. Hasan S.J., Pavlik A., Winkler G., et all. Precise measurement of cross sections for the reactions $^{59}Co(n,2n)^{58m+g}Co$ and $^{59}Co(n,p)^{59}Fe$ around 14 MeV // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – 1986. - Vol. 12, No. 5. - pp. 397-411.

40. Şahan M. et al. Cross Section Calculations of (n,2n) and (n,p) Nuclear Reactions on Germanium Isotopes at 14–15 MeV // J. Fusion Energy.- 2016. - Vol. 35, № 5. - pp. 730–742.

41. Reyhancan I. et al. Measurements of isomeric cross sections for (n,2n) reaction on ^{140}Ce, ^{142}Nd and ^{144}Sm isotopes around 14 MeV // Ann. Nucl. Energy. - 2003. - Vol. 30.- pp. 1539–1547.

42. Qaim S.M. Total (n, 2n) Cross Sections and Isomeric Cross-Section Ratios at 14.7 MeV in the Region of Rare Earths // Nucl. Phys. – 1974. - Vol. A224. - pp. 319-330.

43. Sothrass S.L. A study of the systematics for (n,2n) reaction. Ph. D. Thesis // Southern Methodist university, Dallas, Texas, 1977.
44. Kong X. et al. Cross sections for 13.5–14.7MeV neutron induced reactions on palladium isotopes // Appl. Radiat. Isot. - 1999. - Vol. 50, № 2. - pp. 361–364.
45. Wang Q. et al. Cross-section measurement of (n,2n) reactions for Nd isotopes induced by 14 MeV neutrons // Nucl. Sci. Tech. - 2019. - Vol. 30, № 1. - pp. 8.
46. Luo J., An L., Jiang L. Neutron-induced activation cross-sections on natural cerium up to 20 MeV // J. Radioanal. Nucl. Chem. - 2015. - Vol. 305, № 2. - pp. 691–700.
47. Luo J., Jiang L., Li S. Activation Cross Section and Isomeric Cross-Section Ratio for the (n ,2 n) Reaction on 113,115 In // Nucl. Sci. Eng. - 2017. - Vol. 188, № 2. - pp. 198–206.
48. Бабаджанов Р.Д., Палванов С.Р., Раджабов О., Шелеметьев Г.Л. Устройство для внутрикамерного облучения образцов тормозным излучением бетатрона. // Приборы и техника эксперимента. – 1997. - № 2. - С. 10–12.
49. Babadzhanov R.D., Palvanov S.R., Razhabov O., Shelemetev G.L. A Device for the Intra-Chamber Bremsstrahlung Irradiation of Samples in a Betatron // Instruments and Experimental Techniques. – 1997. -Vol. 40, No. 2. - pp.154-157.
50. Палванов С.Р., О. Ражабов, Я.А. Сайдимов. Использование сильноточного бетатрона СБ-50 для гамма-активационного ана-лиза // “Современные проблемы ядерной фиики”: Вторая Республиканская конференция 9-12 сентября 1997, Самарканд. – Ташкент,1997. - p.94.
51. Палванов С.Р., Г.Ю. Таджибаев, Ш.М. Рузимов. Устройство для внутрикамерного облучения образцов тормозным излучением сильноточного бетатрона СБ-50. // 3-я Межд. науч. конф. «Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование» 1-3 октября 2003. - Алматы, 2003. - С.112.

52. ЎзР Дастлабки патент №2859. Устройства для внутрикамерного облучения образцов в бетатроне. / Бабаджанов Р.Д., Палванов С.Р., Ражабов О., Шелеметьев Г.Л. // Расмий ахборотнома. – 1995. - №3.- С.84-85.

53. Акимов Ю.М., Акимочкин Ю.В., Бабаджанов Р.Д. и др. Сильноточный бетатроны Томского политехнического института и их применение. – В.: Труды 10-го всес. сов. по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 21-23 октября 1988. - Дубна, 1989. - Vol.2. - pp. 106–108.

54. Бетатрон [Electronic resource]. URL: http://nuclphys.sinp.msu.ru/experiment/accelerators/betatron.htm

55. Москалев В.А., Чахлов В.Л., Бетатроны. - Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2009. – 267 с.

56. Чепель Л.В., Витинг Б.И., Чапыжников Б.А. // Облучение внутри ускорительной камеры бетатрона // ПЭТ. -1962. - №2. -pp. 23-26.

57. Ламмер И., Штрафль М. Вихревые токи. – М.: Энергоатомиздат, 1968.

58. Bogdankevich O.V., Nikolaev F.A. Methods in Bremstrahlung Research. - New York: Academic Press, 1966. - 217 p.

59. Katz L., Haslam R.H., Horsley R.J. et al. Fine structure in the $^{12}C(\gamma,n)^{11}C$ and $^{16}O(\gamma,n)^{15}O$ activation curves. // Phys. Rev. – 1954. - Vol.95, No.2. - pp.464-471.

60. Ратнер Б.С. Измерение постоянства максимальной энергии в спектре тормозного излучения синхротрона. // ПТЭ. – 1970. - №1. - pp. 32–34.

61. Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR) [Электронный ресурс]. URL: https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm.

62. ЦЕНТР ДАННЫХ ФОТОЯДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ [Электронный ресурс]. URL: http://cdfe.sinp.msu.ru/index.ru.html.

63. Нейтронные источники // МГУ [Электронный ресурс]. URL: http://nuclphys.sinp.msu.ru/experiment/neutr_gen/index.html.

64. ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ [Электронный ресурс]. URL: http://inp.uz/ru.

65. Phillipport J.C. Automatic processing of diode spectrometry results. // IEEE Trans. – 1970. - NS-17. - Vol.3. - p. 446-471.

66. Вылов Ц., Вылова Л.А., Головков Н.А. и др. Спектрометрия излучений радиоактивных нуклидов с помощью полупроводниковых детекторов. - В кн.: Прикладная ядерная спектроскопия. - М.,1976. - вып. 6. - С.59-78.

67. Лендєл О.І., Парлаг О.О., Маслюк В.Т. Напівемпіричне описання абсолютної ефективності Ge(Li)- та HPGE- детекторів для фотоподільних експериментів // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія фізика. – 2009. - № 25. – p.95-98.

68. Палванов С. Р., Мамаюсупова М. И., Палванова Г. С. Сечение реакции ^{142}Nd(γ, n)^{141m,g}Nd // Узбекский физический журнал. – Ташкент (Узбекистан), 2012. - Vol. 14, No 5-6. - pp. 281-285.

69. Filatenkov A.A., Chuvaev S.V., Aksenov V.N. and Jakovlev V.A. Systematic measurement of activation cross sections at neutron energies from 13.4-14.9 MeV. //IAEA Nuclear Data Section. - January 1997. INDC(CCP)-402 Distrib.: G.

70. Koning A.J., Rochman D., Sublet J., Dzysiuk N., Fleming M. and S. van der Marck. TENDL: Complete Nuclear Data Library for Innovative Nuclear Science and Technology. - Nuclear Data Sheets 155 (2019) 1. - 45 p.

71. Koning A.J. et al. TENDL: Complete Nuclear Data Library for Innovative Nuclear Science and Technology // Nucl. Data Sheets. Academic Press, 2019. - Vol. 155. - pp. 1–55.

72. Rochman D. et al. The TENDL library: Hope, reality and future // EPJ Web Conf. EDP Sciences, 2017. - Vol. 146.

73. Sublet J.-C. et al. TENDL-2015: Delivering Both Completeness and Robustness. – UK Atomic Energy Authority, 2015. - https://tendl.web.psi.ch/bib_rochman/ANTPC_TENDL.pdf

74. Fleming M. et al. Probing experimental & systematic trends of the neutron-induced TENDL-2014 nuclear data library. 2015. - UK Atomic Energy Authority, 2015. - https://tendl.web.psi.ch/bib_rochman/UKAEA-R(15)29_30.9.15.pdf

75. Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C. TALYS-1.0 // Int. Conf. Nucl. Data Sci. Technol. EDP Sciences, 2007. - pp. 211–214.
76. Van Do N., Khue P.D., Thanh K.T., Son L.T., S.Rahman M.D., Kim K., Lee M., Kim G., Oh Y., Lee H.S., Cho M.H., Ko I.S., Namkung W. Isomeric yield ratios for the formation of ^{44m,g}Sc the ^{45}Sc(γ,n), nat-Ti(γ,xnp), nat-Fe(γ,xn5p) and nat-Cu(γ,xn8p) reactions with 2.5 GeV Bremsstrahlung. // Nucl. Instrum. Methods in Physics Res., Sect.B. – 2008. - Vol. 266. - pp. 5080-5085.
77. Do N.V., Khue P.D., Thanh K.T., Nam T.H., Rahman Md.S., Kim K.S., Lee M.W., Kim G.N., Lee H.S., Cho M.H., Ko I.S., Namkung W. Measurement of isomeric yield ratios for the ^{44m,g}Sc isomeric pairs produced from ^{45}Sc and ^{nat}Ti targets at 50-, 60-, and 70-MeV bremsstrahlung. // Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. – 2011. - Vol. 287. - pp. 813-817.
78. Vanska R., Rieppo R. The experimental isomeric cross-section in the nuclear activation technique. // Nucl. Instrum. Meth. – 1981. - v. 179. - pp. 525-532.
79. Давыдов М.Г., Магера В.Г., Трухов А.В., Шомуродов Э.М. Изомерные отношения выходов фотоядерных реакций для гамма-активационного анализа // Атомная энергия. - 1985. - Vol. 58, № 1. - С. 47–50.
80. Penfold A.S., Leiss J.E. Analysis of Photonuclear Cross Sections. // Phys. Rev. -1959. - v.114, No.5. - p.1332.
81. Schiff L.I. Energy – Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung // Phys. Rev. -1951. - Vol. 83, No 2. - pp. 252-253.
82. Ковалев В.П. Вторичные излучения ускорителей электронов. - М.: Атомиздат, 1979. -198 с.
83. Veyssiere A., Beil H., Bergere R.,.Carlos P, Lepretre A.,.De Miniac A. A Study of the Photoneutron Contribution to the Giant Dipole Resonance of s-d Shell Nuclei // Nucl.Phys. - 1974. - A227. - pp. 513-528.
84. Sambell R.H., Spicer B.M. The photoneutron cross section of ^{45}Sc // Nucl.Phys. -1973. - Vol. A205. - pp.139-142.

85. Варламов В.В., Ишханов Б.С. Гигантский дипольный резонанс в фотоядерных экспериментах различного типа: расхождения, причины, способы устранения, следствия. //Физика элементарных частиц и атомного ядра. – Дубна, 2004. -Т. 35, № 4. - С. 859 - 894.

86. Биган З.М., Мазур В.М., Торич З.З. Изомерные отношения в реакциях (γ, n) на тяжелых ядрах. - Препр. АН УССР. Ин-т ядерных исслед. - Киев, 1984.- КИЯИ-84-10. - 16 с.

87. Filatenkov A.A., Chuvaev S.V., Aksenov V.N., Jakovlev V.A. Systematic Measurement of Activation Cross Sections at Neutron Energies from 13.4 to 14.9 MeV. - IAEA Report INDC(CCP)-402. – Vienna: IAEA, 2000. - pp. 1-40.

88. Voelpel R. Determination of isomeric ratio from different photo- and (n,2n)-reactions. // Nuclear Physics A. – 1972. - Vol.182. - pp. 411-416.

89. Ikeda Y., Konno C., Oishi K., Nakamura T., Miyade H., Kawade K., Yamamoto H., Katoh T. Activation cross section measurements for fusion reactor structural materials at neutron energy from 13.3 to 15.0 MeV using FNS facility // R, JAERI-1312,1988, http://cdfe.sinp.msu.ru/cgi-bin/exf2htm?LINK=22089022

90. Bostan M., Erduran M.N., Sirin M., Subasi M. Isomeric cross section ratio for the (n,2n) reaction on Sc-45 from 13.6 to 14.9-MeV. // Physical Review C, Nuclear Physics. – 1994. - Vol.49. - pp. 266-271.

91. Bredel V.V., Gvozdev B.A., Pomichev V.A. Ratio of cross sections for the production of the Sc44 and Sc44m isomer pair in heavy ion reactions. // Sovet physics JETP. – 1966. - Vol.18, No.3. -pp. 622-626 (J. Expti. Theoret. Phys., 1963, Vol. 45, pp. 904-909).

92. Bogila E.A., Gavriluk V.I., Zheltonozhskij V.A., Kolomiets W.M., Lashko T.N., Kharlanov V.B. Bulletin of the Academy of Sciences of the USSR. Physical Series. – 1991. - Vol.55. - pp. 921-926.

93. Sachdev D.R., Yaffe L. Isomer ratios for the ^{44}Ca(p,n)^{44m,g}Sc and ^{85}Rb(p,n)^{85m,g}Sr reactions. //Canadian Journal of Chemistry. – 2001. - Vol.47. - pp.1667-1672.

94. Woo T.W., Salaita G.N. Production Cross Sections for (n,t) Reactions in Some Medium and Heavy Mass Nuclei at 14.6 MeV. //Transactions of the American Nuclear Society. – 1978. - Vol. 28. - pp. 91-97.
95. Qaim S.M., Stoecklin G. Investigation of (n,t) reactions at 14.6 mev and an analysis of some systematic trends in the cross. //Nuclear Physics A. – 1976. - Vol. 257, part 2. - pp. 233-237.
96. Гаврилюк В.И., Желтоножский В.А., Лашко Т.Н. Возбуждение изомеров ^{44mg}Sc в реакциях с заряженными частицами // 39-е совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра: Тез. докл., Ташкент, 18-21 апреля 1989 г. – Ленинград: «Наука», 1989. - С. 367.
97. Gangrski Yu.P., Tonchev A.P., Balabanov N.P. Excitation of isomeric states in photonuclear reactions // Phys. Part. Nucl. – 1996. – vol. 27. - pp. 1043-1098.
98. Ратнер Б.С. Использование реакции ^{63}Cu(γ,n) в качестве монитора при изучении фотоядерных реакций // Препринт ФИАН. - М., 1965. - Ф-114. - 18 с.
99. Бабаджанов Р.Д., Нго Нам Чинь, Арипов Г., Харисов И.Д., Палванов С.Р. Исследование функции возбуждения фотоядерной реакции ^{127}J(γ,n) ^{126}J с помошью тормозного излучения бетатрона СБ-50. //Препринт ИЯФ. - Ташкент, 1987. - №3-2-270. - 14 с.
100. Варламов В.В., Давыдов А.И., Макаров М.А., Орлин В.Н., Песков Н.Н. Достоверность данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций для ядер ^{63,65}Cu и ^{80}Se. // Известия РАН. Серия физическая. – 2016. - Т. 80, № 3. - С. 351–359.
101. Fultz S.C., Bramblett R.L., Caldwell J.T., Hansen N.E., Jupiter C.P. Photoneutron Cross Sections for 51V and ^{59}Co. // Phys. Rev. – 1962. – vol. 128, No.5. – pp. 2345.
102. Bahal B.M., Pepelnik R. Cross section measurements of Cr, Mn, Fe, Co, Ni for an accurate determination of these elements in natural and synthetic samples

using a 14 MeV neutron generator. //R,GKSS-85-E-11,1985. http://cdfe.sinp.msu.ru/cgi-bin/exf2htm?LINK=21936019&SOURCE=ON

103. Kimura I., Kobayashi K. Calibrated fission and fusion neutron fields at the Kyoto University Reactor. //Nuclear Science and Engineering. – 1990. - Vol. 106. - pp. 332-336.

104. Hasan S.J., Pavlik A., Winkler G., Uhl M., Kaba M. Precise measurement of cross sections for the reactions ^{59}Co(n,2n) and ^{59}Co(n,p) ^{59}Fe around 14 MeV. // Jour. of Physics, Part G (Nucl.and Part.Phys.). – 1986. - Vol.12. - pp. 397-404.

105. Vonach H. The 27 Al(n.α) 24 Na cross section // in Nuclear Data Standards for Nuclear Measurements 1991 NEANDC/INDC. - Nuclear Standards File (Nuclear Energy Agency Organization for Economic co-operation and Development, 1992. - pp. 78–79.

106. Бычков В.М., Манохин В.Н., Пащенко А.Б., Пляскина В.И. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами.- М.: Энергоиздат, 1982. -216 с.

107. Sudar S., Qaim S.M. Isomeric Cross Section Ratio For the Formation of the Formation of ^{58m,g}Co in Neutron, Proton, Deutron and Alpha-Particle Induced Reactions in the Energy Region Up to 25 MeV // Physical Review, Part C, Nuclear Physics. – 1996. - Vol.53, No.6. - pp.2885

108. Гангрский П., Зузаан П., Колесников Н. Н. и др. Изомерные отношения в перекрестных реакциях (n,γ) и (γ,n). //Изв. РАН. Сер. физ. - 2001.- Vol.5. No. 1. - pp.111-117.

109. Agostinelli S. et al. Geant4 - a simulation toolkit // Nuclear Physics News. – 2007. -Vol. 17, No. 2. - pp.20-23.

110. Zhaba V.I., Parlag A.M. Methods of calculation of cross section of reaction ^{115}In(γ, n)^{114m}In. // Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear Physics Investigations (64) – 2015. - No3 (97). -pp.34-37.

111. Carlos P., Beil H., Bergere R., Fagot J., Lepretre A., Veyssiere A., Solodukhov G.V. A study of the photoneutron contribution to the giant dipole

resonance of nuclei in the 64 ≦ A ≦ 86 mass region. //Nucl.Phys. A. – 1976. – vol.258. – pp. 365.
112. Attar F.M.D., Dhole S.D., Kailas S., Bhoraskar V.N. Cross-sections for the formation of isomeric pair $^{75\ m,g}$Ge through (n, 2n), (n, p) and (n, α) reactions measured over 13,73 MeV to 14,77 MeV and calculated from near threshold to 20 MeV neutron energies. //Journal Nuclear Physics, Section A. – 2009. - Vol. 828. - pp. 253-258.
113. Birn I., Qaim S.M., Strohmaier B., Freiesleben H. Functions of excitation of neutron threshold reactions on some isotopes of germanium, arsenic and selenium in the energy range from 6.3 to 14.7 MeV. //Journal Nuclear Science and Engineering. – 1994. - Vol. 116. - pp. 125-128.
114. Casanova L., Sanchez M.L. Measurement of (n,p), (n,α), (n,2n) cross sections of Zn, Ga, Ge, As and Se for 14.1 MeV neutrons and analysis of (n,p) cross sections. //Journal Anales de Fisica y Quimica. – 1976. - Vol. 72, part 3. - pp.186.
115. Megha Bhike, Krishichayan, Tornow W. Total and isomeric cross sections of the state for the reaction ^{76}Ge(n,2n)^{75}Ge from the threshold to 14,8 MeV. // Journal Physical Review, Part C, Nuclear Physics. – 2017. - Vol. 95. - pp. 054605.
116. Mazur V.M., Sokolyuk I.V., Bigan Z.M. G,N)-m reaction cross section for ^{78,80,82}Se nuclei in the E1 giant-resonance region // Ядерная физика. – 1991. - Vol. 54. - pp.895-898.
117. Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Nguyen Tuan Khai, Phan Viet Cuong, Nguyen The Vinh, Belov A.G., Maslov O.D. Study of the isomeric ratios in photonuclear reactions of natural Selenium induced by bremsstrahlung with end-point energies in the giant dipole resonance region. //Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. – 2012. - Vol. 292. - pp.1035-1041
118. 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. // 41.Conf.Nucl.Spectroscopy Nucl.Struct., Minsk 1991. – c.175.

119. Davydov M.G., Khamraev F.Sh., Shomurodov E.M. Isomeric ratios of photonuclear reaction yields of some nuclei at $E_{\gamma max}$= 22 MeV // 38. Conf.Nucl.Spectrosc.and Nucl.Struct. – Baku, 1988. – c.320.

120. Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Phan Viet Cuong et al. The isomeric ratios in photonuclear reactions of natural barium induced by bremsstrahlungs with endpoint energies in the giant dipole resonance region. // J. Radioanal. Nucl. Chem. – 2012. - Vol. 92, Issue 3. - pp.1035-1041.

121. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. - Москва: Атомиздат, 1969. - 144 с.

122. Strutinskii V.M., Groshev L.V., Akimova M.K. Spectra of Gamma Rays Produced in the Capture of Thermal Neutrons by Heavy Nuclei. II // J.Exptl. Theoret. Phys. – 1960. - Vol.38, No.2. - pp. 598-602.

123. Эммерих Х.С. Физика быстрых нейтронов. Т.2. - М.: Атомиздат, 1966. - С. 55-91.

124. Guozhu He, Zhongjie Liu, Junhua Luo, Xiangzhong Kong. Cross-section measurements of (n,2n), (n,p) and (n,a) reactions on some selenium isotopes near En=14 MeV. // Indian Journal of Pure and Applied Physics. – 2005. - Vol.43. - pp.729-732.

125. Junhua Luo, Xiaosan Xu, Xuexiang Cao, Xiangzhong Kong. Activation cross sections and isomeric cross section ratios for the (n,2n) reactions on ^{175}Lu, ^{198}Pt and ^{82}Se from 13,5 to 14,6 MeV. //Nucl. Instrum. Methods in Physics Res., Sect.B. – 2007. - Vol.265. - pp. 453-458.

126. Grochulski W., El-Konsol S., Marcinkowski A. Кривые возбуждения реакций, индуцированных быстрыми нейтронами, на ядрах ^{71}Ga, ^{75}As, ^{80}Se, ^{82}Se, ^{117}Sn и ^{118}Sn. //Acta Physica Polonica, Part B. – 1975. - Vol.6. - pp.139-144.

127. Hasan S.S., Prasad R., Seghal M.L. Нейтронные сечения 14,8 МэВ для обогащенных изотопов ^{82}Se, ^{92}Mo, ^{117}Sn, ^{128}Te и ^{130}Te. //Nuclear Physics, Section A. – 1972. - Vol.181. - pp.101-104.

128. Károlyi J., Csikai J., Petö G. Isomeric cross-section ratios for (n, 2n) reactions // Nucl. Phys. A. - 1968. - Vol. 122, № 1. - pp. 234–240.
129. Minetti B., Pasquarelli A. Isomeric cross-section ratios for (n, 2n) reactions induced by 14.7 MeV neutrons in In and Sb // Zeitschrift für Phys. A Hadron. Nucl. - 1968. - Vol. 217, № 1. - pp. 83–90.
130. Fam Zui Hien, Ngo Kuang Zui, Nguen Tak An. Isomer ratio in (n,2n) reaction and spin dependence of level density of nuclei with n about 50. // Nuclear Physics. – 1982. - Vol. 35. - pp.257-262.
131. Zheltonozhsky V.A., Mazur V.M., Bigan Z.M., Symochko D.M. Investigation of isomeric ratios in (γ,n) reactions on rubidium isotopes in giant dipole resonance energy region. //Nuclear Physics and Atomic Energy. – 2008. –No. 2 (24). - pp. 13–17.
132. Demekhina N.A., Danagulyan A.S., Karapetyan G.S. Isomeric ratio analysis in (γ,n) and (γ,p) reactions at giant-resonance energy range. //Physics of Atomic Nuclei. – 2002. - Vol.65, No.2. - pp. 90-395.
133. Бодров И.В., Давыдов М.Г., Михелев А.Р., Пищулина Е.Е., Трухов А.В. Изомерные отношения выходов фотонейтронных реакций на изотопах рубидия // Атомная энергия. – 1993. - Vol. 75, No.1. - С. 75-77.
134. Давыдов М.Г., Хамраев Ф.Ш., Шомуродов Э.М. Сечение реакции ^{85}Rb(γ,n) ^{84}Rb. //Атомная энергия. -1987. - Vol.62, No.3. - pp. 193-194.
135. Chuanxin Zhu, Yuan Chen, Y. Mou, Pu Zheng, Tie He, Xinhua Wang, L. An, Haiping Guo. Measurements of (n,2n) reaction cross sections at 14 MeV for Several Nuclei // Nuclear Science and Engineering. – 2011. - Vol.169. - pp.188.
136. Ying-Jun L.I., Wei-Fan Y. Isomeric cross-section ratio for the reaction ^{85}Rb(n, 2n) by 14.7 MeV neutrons // Chinese Physics C. - 1984. - Vol. 8, № 2. - pp. 241–243.
137. Tran Due Thiep, Nguyen Van Do, Truong Thi An, Nguyen Ngoc Sona. Nuclear reactions with 14 MeV neutrons and bremsstrahlungs in giant dipole

resonance (GDR) region using small accelerators. //Nuclear Physics A. – 2003. - Vol.722. - pp. 568-573.

138. Yuan Xialin, Zhao Wenrong, Yu Weixiang, Lu Hanlin. Cross sections of Rb-85 and Rb-87 for fast neutrons // Chinese J.of Nuclear Physics (Beijing). -1990. - Vol. 12, part 4. - pp.289-294.

139. Watson J.W., Medicus H.A., Turner R.E. Isomer Ratios from Low Primary Excitation of Residual Nuclei. // Phys. Rev. C. – 1972. – vol.7. - pp. 497-505.

140. Давыдов М.Г., Михелев А.Р., Рахманов И.Б. Изомерное отношение выходов реакции ^{89}Y(γ,2n)^{87}Y // Атомная энергия. – 1994. - Vol.77, No. 3. - pp.224-226.

141. Tatari M., Kim G.N., Naik H., Kim K., Yang S.C., Zaman M., Shin S.G., Kye Y.U., Cho M.H. Measurement of isomeric yield ratios of ^{86m,g}Y, ^{87m,g}Y, and ^{89m,g}Zr in the photonuclear reactions of^{89}Y and ^{nat}Zr at the end-point bremsstrahlung energiesof 45 and 55 MeV. //Nucl. Instrum. Methods in Physics Res., Sect.B. - 2015. - Vol. 344. - pp. 76-83.

142. Rahman Md.S., Kim K.S., Lee M.W., Kim G.N., Oh Y.D., Lee H.S., Cho M.H., Ko I.S., Namkung W., Nguyen V.D., Pham D.K., Kim T.T., Ro T.I. Measurement of isomeric yield ratios for ^{90}Zr(γ,n)^{89m,g}Zr, natZr(γ,xn1p)^{86m,g}Y, and ^{89}Y(γ,xn)$^{87m,g;86m,g}$Y reactions with 50-,60-and 70-MeV bremsstrahlung. //Methods in Physics Res., Sect.B. – 2009. -Vol. 267. - pp. 3511-3516.

143. Khandaker M.U., Kim K., Lee M.W., Kim K.S., Kim G.N., Cho Y.S., Lee Y.O. Experimental determination of proton-induced cross-sections on natural zirconium //Applied Radiation and Isotopes. – 2009. - Vol.67, Issues 7–8. - pp.1341-1347.

144. Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N., Peskov N.N. Physical critera for the reliability of data on the photodisintegration of the ^{89}Y nucleus. //Journal Izv. Rossiiskoi Akademii Nauk, Ser.Fiz. - 2017. - Vol.81. - pp. 738,

145. Желтоножский В.А. и др. Поперечное сечение метастабильной государственной популяции в распаде фотонетрона гигантского резонанса E1

для ^{110}Pd, ^{112}Cd и ^{113}In ядер. //Известия РАН. Сер. физ. – 2008. – vol.72, No.11. – pp.1634.
146. Carver J.H., Coote G.E., Sherwood T.R. Isomeric (γ, n) cross section ratios and the spin dependence of the nuclear level density //Nucl. Phys. – 1962. -No.37. - pp.449-453.
147. Демехина Н.А., Данагулян А.С., Карапетян Г.С. Анализ изомерных отношений в (γ, n) и (γ, p) реакциях в области энергий гигантского резонанса // Ядерная физика. - 2002. - Vol. 65, № 2. - pp. 390–395.
148. Kolev D., Dobreva E., Ненов Н., Тодоров В. Удобный метод экспериментального определения выходов и изомерных соотношений в фотоядрных реакциях, измеренных методом активации. //Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A. -1995. - No. 356. - pp. 390-396.
149. Rahman M.S. et al. Measurement of isomeric-yield ratios of 109m,gPd and 115m,gCd with 50-, 60-, and 70-MeV bremsstrahlung // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms. - 2012. - Vol. 276. - pp. 44–50.
150. Mazur V.M., Bigan Z.M., Symochko D.M. Excitation of ^{109}Pd and ^{112}In nuclear isomers in (γ, n) reactions // Phys. Part. Nucl. Lett. - 2008. - Vol. 5, № 4. - pp. 374–378.
151. Sakane H. et al. Measurement of activation cross-sections for (n,2n) reactions producing short-lived nuclei in the energy range between 13.4 and 14.9 MeV // Ann. Nucl. Energy. - 2001. - Vol. 28, № 12. - pp. 1175–1192.
152. Ryves T.B. et al. Indium cross sections between 14 and 18 MeV // J. Phys. G Nucl. Phys. - 1983. - Vol. 9, № 12. - P. 1549–1564.
153. Holub E., Cindro N. Study of some systematic trends and non-equilibrium effects in (n,2n) reactions for nuclei far from the symmetry line // J. Phys. G Nucl. Phys. - 1976. - Vol. 2, № 6. - pp. 405–419.
154. Белов А.Б., Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабапов Н.П., Христов Х.Г. Измерение изомерных отношений в реакциях (γ, n) на изотопах бария в

области гигантского дипольного резонанса. //Ядерная физика. – 1996. - Vol. 59, № 3. - pp. 389–394.
155. Белов А.Б., Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабанов Н.П. Возбуждение изомерных состояний $1h_{11/2}$ в реакциях (γ, n). //Ядерная физика. – 1996. - Vol. 59, № 4. - pp. 585–591.
156. Thiep T.D. et al. Channel effect in isomeric ratio of ^{137m,g}Ce produced in different nuclear reactions // J. Radioanal. Nucl. Chem. - 2017. - Vol. 314, № 3. - pp. 1777–1784.
157. Leprêtre A. et al. A study of the giant dipole resonance of vibrational nuclei in the 103 ≦ A ≦ 133 mass region // Nucl. Phys. A. - 1974. - Vol. 219, № 1. - pp. 39–60.
158. Zhou Muyao, Zhang Yongfa, Wang Chuanshan, Zhang Lu, Chen Yitai, Zhou Shuxin, Zhang Shenjin, Xie Kuanzhong, Zhou Shenmuo, Chen Xueshi, Zhang Yiping,Yan Qinguan//Chinese J.of Nuclear Physics (Beijing). – 1987. - Vol. 9. - pp. 34-38.
159. Gonçalves I.F. et al. (n,p), (n,α) and (n,2n) reaction cross-sections for some isotopes of Zr, Pd, and Cd at 14.8 MeV // Int. J. Radiat. Appl. Instrumentation. Part A. Appl. Radiat. Isot. - 1987. - Vol. 38, № 11.- pp. 989–991.
160. Belov A.G. et al. Excitation of isomeric 1h 11/2 states in nuclear reactions induced by γ rays and neutrons and in beta decay // Phys. At. Nucl. - 2001. - Vol. 64, № 11. - pp. 1901–1908.
161. Mazur V. M., Bigan Z. M., Derechkey P. S. Study of the excitation of $11/2^-$ isomeric state of the nucleus ^{139}Ce in reaction $(\gamma, n)^m$ in the giant e1-resonance region. //Nuclear Physics and Atomic Energy. – 2017. - Vol. **18** No. 2. - pp.146-150.
162. Mazur V.M. et al. Excitation of 11/2− isomeric state in 137Ce in (γ,n) reaction within 10–22MeV energy range // Int. J. Mod. Phys. E. - 2016. - Vol. 25, № 09. - pp. 1650070.

163. Thiep T.D. et al. The isomeric ratios in some photonuclear reactions (γ, n), (γ, p), (γ, 2n), and (γ, np) induced by bremsstrahlungs with end-point energies in the Giant Dipole Resonance region // Phys. Part. Nucl. Lett. - 2009. - Vol. 6, № 2.- pp. 126–133.
164. Leprêtre A. et al. A study of the giant dipole resonance in doubly even tellurium and cerium isotopes // Nucl. Phys. A. -1976. - Vol. 258, № 2. - pp. 350–364.
165. Hayward E. Nuclear Photo-Disintegration . J. S. Levinger. Oxford University Press, New York, 1960. - 144 p.
166. Migdal A.B., Lushnikov A.A., Zaretsky D.F. Theory of dipole photoabsorption of nuclei // Nucl. Phys. - 1965. - Vol. 66, № 1. - pp. 193–208.
167. Bharud V.D. et al. Cross sections for formation of 139mCe radioisotope through the 140Ce (n, 2n) reaction over 13.73–14.77 MeV neutrons // Appl. Radiat. Isot. - 2019. - Vol. 146. - pp. 10–17.
168. Teng Dan, Zhao Wenrong, Fan Peiguo, Lu Hanlin. Cerium cross sections between 12 to 18 MeV. //Chinese J.of Nuclear Physics (Beijing). – 1985. - Vol. 7, part.4. - pp. 307-313.
169. Xiangzhong Kong, Yongchang Wang, Jingkang Yang, Junqian Yuan. Cross sections for (n,p), (n,a) and (n,2n) reactions on rare-earth isotopes at 14.7 MeV. //Radiochimica Acta. – 1997. - Vol.76. - pp.11-13.
170. Junhua Luo, Li An, Li Jiang. Ground-state and isomeric-state cross sections for the ^{138}Ce(n,2n)^{137}Ce reaction from its threshold to 20 MeV. //Radiochimica Acta. – 2015. -Vol.103. - pp.613-618.
171. Carlos P., Beil H., Bergere R., et al. The giant dipole resonance in the transition region of the samarium isotopes. //Nucl.Phys. A. – 1974. – vol.225. –pp. 171-176.
172. Bergere R., Beil H., Carlos P., Veyssiere A. Photoneutron cross sections of La, Tb, Ho and Ta. //Nucl.Phys. - 1969. - Vol. A133. - pp.417-422.

173. Желтоножський В.А., Мазур В.М., Біган З.М., Симочко Д.М. Дослідження ізомерних відношень виходів у (γ, n)-реакціях для ядер 109 Pd та ^{112}In в області E1-гігантського резонансу // Ядерна Фізика та энергетика. - 2007. - Vol. 3, № 21. –pp.37-41

174. Dewanjee M.K., Preiss I.L. Decay of samarium isotopes: ^{140}Sm, ^{141m}Sm, ^{142}Sm and $^{143(m+g)}$Sm // J. Inorg. Nucl. Chem. - 1972. - Vol. 34, № 4. - pp. 1105–1117.

175. Sigg R.A., Kuroda P.K. 14.6-MeV Neutron Activation Cross Section for the Xenon Isotopes //Journal of Nuclear Science and Engineering. - 2017. - Vol. 60. - pp.235-238.

176. An Jong Do, Dresler J., Garuska U. et al. The cross-sections of the (n,2n) reactions on ^{134}Ba, ^{142}Nd, ^{150}Nd and ^{144}Sm. //A. Jour. of Physics, Part G (Nucl.and Part.Phys.). - 1984. - Vol.10. - pp.91-94.

177. Reyhancan I.A., Bostan M., Durusoy A. et all. Measurements of isomeric cross sections for (n,2n) reaction on 140Ce, 142Nd and 144Sm isotopes around 14 MeV. //Annals of Nuclear Energy. - 2003. - Vol.30. - pp.1539-1544.

178. Давыдов М.Г., Хамраев Ф.Ш., Шомуродов Э.М. Изомерные отношения выходов реакции ^{76}Ge(γ,n)^{75m,g}Ge районе гигантского дилольного резонанса // Тезисы докл. 37-го сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. - Л.: Наука, 1987. - С. 375.

179. Беседа И.З., Биган Э.М., Бохинюк В.С. и др. Изомерное отношение выхода реакции ^{118}Sn(γ,n)^{117m,g}In // Тезисы докл. Межд. сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. - СПб.: Наука, 1992. - С. 245.

180. Аракелян А.А., Данагулян А.С., Демехина Н.А. Изомерные отношения выходов реакций ^{85}Rb(γ, n) ^{84m,g}Rb и ^{130}Te (y, n) ^{129m,g}Te //Тезисы докл. 41-го сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. - Л.: Наука, 1991. - С. 292.

181. Fuchs H., Kosiek R., Meyer-Berkhout U. Ausbeuteverhältnisse einiger durch Kernphotoreaktionen in Cer und Silber erzeugter Akivitäten // Zeitschrift für Phys. -1962. - Vol. 166, № 5. - pp. 590–593.
182. Желтоножский В.А., Мазур В.М., Биган Э.М., Сычев С.И. Изомерные отношения выходов реакции ^{142}Nd(y, n) ^{141m,g}Nd // Тезисы докл. 41-го сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. - Л.: Наука, 1991. - С. 293.
183. Джилавнн Л.З., Лазарева Л.Е., Пономарев В.Н. и др. Изомерные отношения выходов реакций ^{197}Au(y, n) ^{196m,g}Au и ^{197}Au(e, e'n) ^{196m,g}Au при энергиях 10-90 МэВ //Ядерная физика. – 1981. - Vol. 33, No. 3. - pp. 591-600.
184. Hien N.T. et al. Measurement of isomeric yield ratios for the ^{110}Pd(γ,n)^{109m,g}Pd reaction // J. Radioanal. Nucl. Chem. - 2017. - Vol. 311.- pp. 1559–1564.
185. Zheltonozhsky O., Mazur V.M., Symochko D.M., Bigan Z.M., Poltorzhytska T.V. Investigation of the isomeric states excitation processes for ^{111}Cd and ^{115}Cd isotopes in (γ, n) reaction at the γ-quantum energies in giant dipole resonance region/ *J* Âderna Fìzika ta Energetika. – 2012. - Vol. 13, No. 2. - pp. 140-145.
186. Vyshnevskyi I.M., Davidoskaya O.I., Zheltonozhsky V.O., Savrasov A.M., Trifonov P.M., Mazur V.M., Symochko D.M. Investigation of isomeric yields ratio in (γ, n)-reaction in nucleus of ^{121}Sb // Nuclear Physics and Atomic Energy. – 2009. - Vol.10, No.4. - pp.352-357.
187. Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Phan Viet Cuong, Nguyen Tuan Khai, Nguyen The Vinh, A.G.Belov, O.D.Maslov. The isomeric ratios in photonuclear reactions of natural tellurium induced by bremsstrahlung with endpoint energies in in the giant dipole resonance region // Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. – 2011. - Vol.289. - pp.637-644.
188. Poltorzhytska T.V., Pitchenko G.F. Energy dependence of isomeric yields ratios for the ^{124}Te(γ,n)^{123m,g}Te reaction in the 10-20 MeV region // Naukovny Visnyk Uzhgorods'kogo Univ., Ser.Fiz. – 2011. - Vol.29. - pp.162-167.

189. Белов А.Г., Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабанов Н.П., Христов Х.Г. Измерение изомерных отношений в реакциях (γ,n) на изотопах бария в области гигантского дипольного резонанса. // Ядерная физика. - 1996. - Vol. 59, - № 3. - pp. 389–394.

СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ, ЕДИНИЦ ИЗМЕРЕНИЯ, СИМВОЛОВ И ТЕРМИНОВ

Аббревиатуры

ТИЭ – тормозное излучение электронов

ФЯР – фотоядерная реакция

ИО – изомерное отношение

ГДР – гигантский дипольный резонанс

ГАА – гамма-активационный анализ

НАА – нейтронно-активационный анализ

ТИ – тормозное излучение

МНА – метод наведенной активности

Обозначения физических величин

Z – атомный номер (зарядовое число атомного ядра)

E_0 – начальная энергия электрона

$E_{\gamma max}$ – максимальная энергия тормозного излучения

E_m – положение максимума сечения

Γ – полуширина пика сечения

σ_m – сечение в максимуме

σ_{int} – интегральное сечение реакции

$r=\sigma_m/\sigma_g$ – изомерное отношение сечений реакции

$R=\sigma_m/\sigma_{tot}=\sigma_m/(\sigma_m+\sigma_g)$ – изомерное отношение сечений реакции

$d=Y_m/Y_g$ или $\eta=Y_m/Y_{tot}=Y_m/(Y_m+Y_g)$ – изомерные отношения выходов реакции

E_e – кинетическая энергиея электронов

$H(t)$ – индукция магнитного поля

m_0c^2 – энергия покоя электрона

$\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$ – вероятность радиоактивного распада