

ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Бахшиян Тируи Максимеловна

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИИ
С ЦЕЛЬЮ ПОЛУЧЕНИЯ МЕДИЦИНСКИХ ИЗОТОПОВ И
АНАЛИЗА ИЗОМЕРНЫХ ОТНОШЕНИИ**

Специальность

01. 04.16 «Физика ядра, элементарных частиц и космических лучей»

**Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук**

Научный руководитель:

Доктор физико-математических наук, профессор

Данагулян А.С.

Ереван – 2017

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

ГЛАВА 1.

§1. ЛИНЕЙНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ ЛУЭ 50 ННЛА

§2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

§3. ИЗМЕРЕНИЕ И РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ПРОДУКТОВ МЕТОДОМ НАВЕДЕННОЙ АКТИВНОСТИ

ГЛАВА 2.

§1. ВЫХОДЫ ПРОДУКТОВ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА МИШЕНЯХ

$^{112,118,124}\text{Sn}$, $^{\text{nat}}\text{Te}$, $^{\text{nat}}\text{Hf}$

§2. ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ

§3. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И РАСЧЕТНЫХ ДАННЫХ ИЗОМЕРНЫХ ОТНОШЕНИЙ ОСТАТОЧНЫХ ЯДЕР ^{119}Te , ^{121}Te , ^{117}In , ^{123}Sn

ГЛАВА 3.

§1. ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ В МЕДИЦИНЕ

§2. ПОЛУЧЕНИЕ МЕДИЦИНСКИХ РАДИОИЗОТОПОВ ^{111}In , $^{117\text{m}}\text{Sn}$, ^{124}Sb и ^{177}Lu

В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

ГЛАВА 4.

§1. ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ В (p, n) ; $(d, 2n)$ и $(\alpha, p3n)$ РЕАКЦИЯХ

§2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИО ЯДЕР-ПРОДУКТОВ Sb , Ag , Rh , Tc , In , ОБРАЗОВАННЫХ В (p, n) И $(d, 2n)$ РЕАКЦИЯХ

§3. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

§4. ВЫСОКОСПИНОВЫЕ ИРАСТ УРОВНИ

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

ЛИТЕРАТУРА

ВВЕДЕНИЕ

Ядерная медицина (термин «ядерная» объединил несколько методов по общему признаку – использованию радиоактивных изотопов), является современным широко распространённым методом лечения. Столь пристальное внимание к развитию методов ядерной медицины связано с тем, что с ее помощью можно достичь терапевтического эффекта и качества диагностики (на клеточном уровне), которые оказываются недостижимы при применении других медицинских методик.

Ядерная медицина часто применяется при лечении онкологических заболеваний.

Радионуклидные методы диагностики, кроме онкологии с успехом применяются и в других направлениях медицины: в кардиологии (измерение кровотока и определение сужения коронарных артерий до появления симптомов заболевания), в неврологии (эпилепсия, нарушение памяти), при исследованиях головного мозга, поджелудочной железы, заболеваний печени, почек, при определении места и интенсивности кишечного кровотечения и для диагностики многих других недугов.

В целом преимущества ядерной медицины связаны с возможностью постановки диагноза на ранних стадиях заболеваний, недостижимой при других методах исследования, и эффективностью радиотерапевтических процедур.

Развитие ядерной медицины напрямую связано с возможностью генерации необходимых радионуклидов, их стоимостью и доступностью. Кроме того, для снижения дозовой нагрузки на пациента при радиодиагностике желательно применять радионуклиды с коротким периодом полураспада и удобным для регистрации спектром гамма излучения.

Первоначально в качестве основных установок для производства радиоизотопов были ядерные реакторы, способные к наработке больших количеств различных, но, прежде всего, нейтронно-избыточных радиоизотопов. Позже выявились значительные потребности и в нейтронно-дефицитных радиоизотопах, наработку которых в основном стали вести на ускорителях легчайших ядер. Однако к настоящему времени стали существенными различные ограничения и недостатки, присущие к применению только этих двух типов источников. Это обусловлено тем,

что для используемых реакторов наработка радиоизотопов, всегда составлявшая только вторичную задачу, сильно пострадала при крупных сокращениях финансовой поддержки их первичных задач, связанных с исследованиями физики ядра и элементарных частиц, а также с ядерным оружием и энергетикой. Кроме того, существующие методики наработки на ядерных реакторах медицинских радиоизотопов приводят к образованию сопутствующих радиоактивных отходов, утилизация которых вызывает трудности, связанные с соблюдением все возрастающих требований экологической безопасности. Еще одним недостатком ядерных реакторов является их относительная малочисленность, удаленность от крупных населенных пунктов, что создает трудности для широкого использования наработанных радионуклидов в многочисленных медицинских центрах.

В последнее время для производства медицинских радиоизотопов стали использовать электронные ускорители с применением фотоядерных реакций. При этом электронные ускорители и полученная на них радионуклидная продукция (с учетом возможных радиационных отходов) экологически более безопасны и имеют меньшую стоимость, чем ядерные реакторы и циклотроны.

В Армении принято решение относительно создания комплекса по производству радионуклидов [1], включающего циклотрон CYCLONE-18 (Бельгия), линейный ускоритель электронов и радиохимическую лабораторию.

В настоящее время в Ереванском физическом институте проводятся исследования с целью получения радионуклидов для медицины с использованием имеющегося в институте электронного ускорителя ЛУЭ-50.

Облучение мишеней проводилось на линейном ускорителе электронов ЛУЭ 50 ННЛА. В настоящей работе представлены результаты, полученные на основе этого облучения. Во время этих работ для сбора и обработки экспериментальных данных использовались различные компьютерные программы. Проведены теоретические расчеты с использованием программного пакета TALYS. Этот код позволяет рассчитывать различные характеристики ядерных реакций. При анализе экспериментальной и расчетной информации были выявлены закономерности и замечены некоторые несоответствия экспериментальных и расчетных данных. Для объяснения этих несоответствий были изучены высокоспиновые ирраст уровни. На основе полученных результатов некоторые экспериментальные данные и выводы были получены и сделаны впервые.

Анализ экспериментальных данных в сравнении с расчетными результатами позволил определить некоторые закономерности, для объяснения которых был привлечен вклад высокоспиновых (ираст) состояний.

В диссертации были проведены следующие работы:

- Облучение мишеней обогащенных изотопов олова $^{112,118,124}\text{Sn}$ и натурального состава Te , HfO_2 при максимальной энергии фотонов $E_{\gamma\text{max}} = 40$ МэВ.
- Измерение выходов фотоядерных процессов для разработки методики получения медицинских радиоизотопов ^{111}In , $^{117\text{m}}\text{Sn}$, ^{124}Sb , ^{177}Lu .
- Оценка целесообразности получения радиоактивных изотопов ^{111}In , $^{117\text{m}}\text{Sn}$, ^{124}Sb , ^{177}Lu для применения в ядерной медицине.
- Расчет выходов и изомерных отношений (ИО) остаточных продуктов $^{119\text{m,g}}\text{Te}$, $^{121\text{m,g}}\text{Te}$, $^{117\text{m,g}}\text{In}$, $^{123\text{m,g}}\text{Sn}$ фотоядерных реакций измеренных методом наведенной активности. Рассматривается зависимость ИО от энергии γ квантов и массового числа продукта. Экспериментальные данные сравниваются с данными рассчитанными по коду TALYS 1.4.
- С помощью программного пакета TALYS 1.4 были рассчитаны ИО для ядер-продуктов от $^{44\text{m,g}}\text{Sc}$ до $^{127\text{m,g}}\text{Xe}$, образованных в (p, n) , $(d, 2n)$ и $(\alpha, p3n)$ реакциях с одинаковыми массовыми числами мишеней и ядер-продуктов.
- Обсуждается зависимость ИО от типа и энергии налетающей частицы, спина мишени и ядра-продукта, массового числа продукта и отношения $R_{(d,2n)}/R_{(p,n)}$, $R_{(\alpha,p3n)}/R_{(p,n)}$.
- Для объяснения несоответствий расчетных и экспериментальных данных были изучены схемы γ переходов ядер продуктов $^{44}_{21}\text{Sc}_{23}$, $^{82}_{37}\text{Rb}_{45}$, $^{86}_{39}\text{Y}_{47}$, $^{87}_{39}\text{Y}_{48}$, $^{96}_{43}\text{Tc}_{53}$, $^{99}_{43}\text{Tc}_{56}$, $^{127}_{52}\text{Te}_{75}$, $^{129}_{52}\text{Te}_{77}$, $^{131}_{52}\text{Te}_{79}$. Был проведен анализ возможного вклада высокоспиновых ираст состояний на значения изомерных отношений.

Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения. Она содержит 123 страниц, включает в себя 6 таблиц, 53 рисунков и список литературы из 203 наименований.

Основные результаты диссертационной работы были представлены на международных конференциях:

1. A.S. Danagulyan, G.H. Hovhannisyanyan, T.M. Bakhshiyanyan et al., Formation of the medical radionuclides ^{111}In , $^{117\text{m}}\text{Sn}$, ^{124}Sb and ^{177}Lu in photonuclear reactions, NUCLEUS 2013, Moscow, October 8 – 12, p. 252 (2013).
2. A.S. Danagulyan, T.M. Bakhshiyanyan, G.H. Hovhannisyanyan, Some Features of isomeric ratios in nuclear reactions induced by p , d , and α , NUCLEUS 2015, Saint-Petersburg, June 29 – July 3, p. 119 (2015).

Список работ, составивших содержание диссертации:

1. А.С. Данагулян, Г.О. Оганесян, Т.М. Бахшиян, Р.О. Авакян, А.Э. Аветисян, И.А. Керобян, Р.К. Даллакян, Фотоядерные реакции на мишенях $^{112,118,124}\text{Sn}$, $^{\text{nat}}\text{Te}$, $^{\text{nat}}\text{Hf}$, ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, том 77, №11, с. 1378–1385 (2014).
2. А.С. Данагулян, Г.О. Оганесян, Т.М. Бахшиян, Р.О. Авакян, А.Э. Аветисян, И.А. Керобян, Р.К. Даллакян, Получение медицинских радиоизотопов ^{111}In , $^{117\text{m}}\text{Sn}$, ^{124}Sb и ^{177}Lu в фотоядерных реакциях, ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, том 78, №6, с. 483–488 (2015).
3. Т. М. Бахшиян, Обсуждение изомерных отношений в (p, n) и $(d, 2n)$ реакциях, ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, том 79, №1, с. 2 – 7 (2016).

4. А.С. Данагулян, Г.О. Оганесян, Т.М. Бахшиян, Г.В. Мартиросян, Особенности изомерных отношений в ядерных реакциях с различными налетающими частицами, ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, том 79, №3, с. 220–228 (2016).
5. А.С. Данагулян, Г.О. Оганесян, Т.М. Бахшиян, И.А. Керобян, Анализ изомерных отношений среднетяжелых ядер, ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, том 79, №5, с. 461–467 (2016).

ГЛАВА 1

§1. ЛИНЕЙНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ ЛУЭ 50 ННЛА

Ускорители различаются типом ускоряемых частиц, характеристиками пучка (энергией, интенсивностью и др.), а также конструкцией. Традиционно используются ускорители электронов и протонов.

В настоящей работе мишени были облучены на линейном ускорителе электронов (ЛУЭ 50 ННЛА) [2].

С целью повышения интенсивности пучка электронов в пушке был установлен новый катод металлического типа с высокой эмиссионной способностью. В результате этой замены ток электронного пучка вырос от 4-5 мкА до 9-10 мкА.

Для конвертации электронов в γ кванты на входном окне была установлена специальная пластина-мишень. Выход фотонов зависит от материала и толщины конвертера. Увеличить выход фотонов можно так же выбором оптимальной энергии электронов.

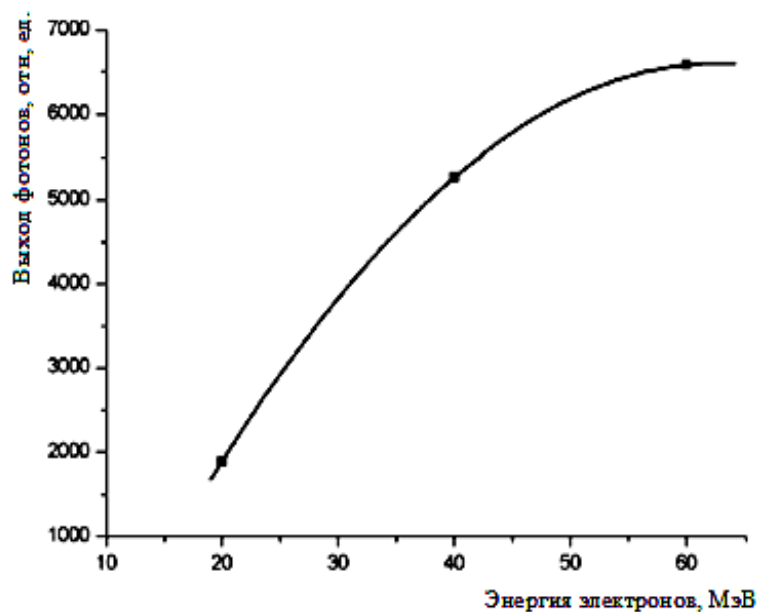


Рис. 1. Зависимость выхода фотонов от начальной энергии электронов.

Для определения условий, позволяющих увеличить выход фотонов, проведены расчеты с использованием программного пакета PENELOPE [3]. Расчеты проделаны для энергий электронов 20, 40, 60 МэВ. На рис. 1 приведена зависимость выхода фотонов от начальной энергии электронов.

При увеличении энергии от 20 до 40 МэВ выход фотонов увеличивается в 2.8 раз. Дальнейший рост энергии электронов до значения 60 МэВ ведет к слабому увеличению количества фотонов (в 1.25 раза). Однако в этом случае мишенный модуль сильнее нагревается и требуется дополнительное охлаждение.

С целью выбора оптимального конвертера проведены расчеты для различных материалов (тантал и вольфрам) и толщин. Расчеты показали, что выход фотонов больше в случае тантала. На рис. 2 приведена зависимость выхода фотонов от толщины танталового конвертера.

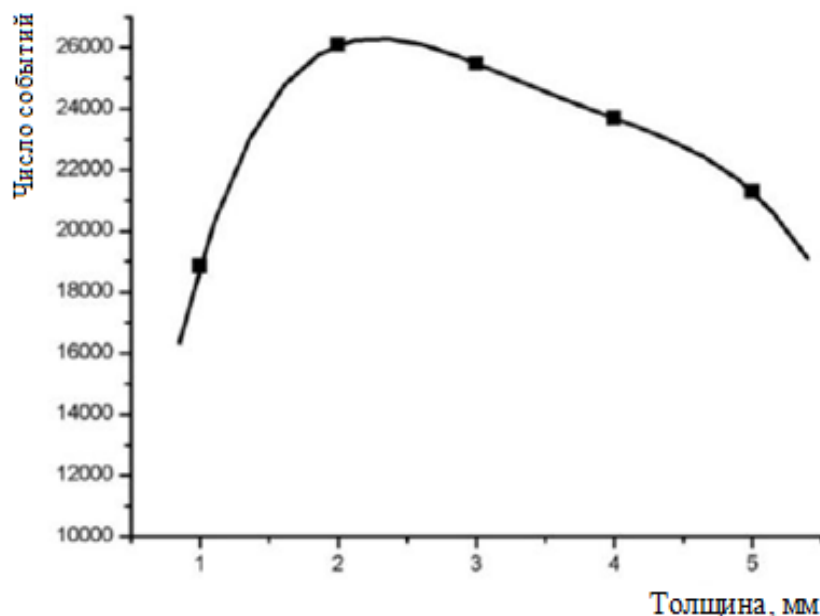


Рис. 2. Зависимость выхода фотонов от толщины танталового конвертера.

Выход фотонов растет при увеличении толщины конвертера до определенной величины. Дальнейшее увеличение толщины ведет к уменьшению выхода гамма-квантов из-за поглощения в материале конвертера (рис. 2). Основываясь на результатах расчетов, в качестве оптимального конвертера выбран тантал толщиной 2 мм, поскольку в этом случае выход гамма-квантов максимален.

За конвертором была установлена мониторинговая мишень из натуральной меди весом 0.095 г, диаметром 17 мм и толщиной 50 мкм (поглощением фотонов в медной мишени можно пренебречь ввиду ее малой толщины). Мишень из меди служит для определения потока частиц пучка фотонов, поскольку выходы фотоядерных реакций на меди хорошо измерены [4]. Выбор мониторинговой реакции определяется надежностью имеющихся экспериментальных данных о ней, удобством и доступностью материала, из которого можно приготовить образцы.

В настоящей работе для регистрации продуктов ядерных реакций использовался метод наведенной активности. Этот метод является одним из простых экспериментальных методов, не требующих привлечения сложной аппаратуры, и при этом, дающий возможность идентифицировать одновременно множество различных каналов реакций и с высокой точностью определять абсолютные значения сечений образования различных продуктов. Наведенная активность в мишенях измерялась при помощи сверхчистого германиевого

детектора. Радиоактивные ядра идентифицировались по периодам полураспадов и энергиям характерных гамма-линий. Использование HpGe-детекторов позволило идентифицировать образованные в результате ядерных реакций радиоактивные ядра с большой точностью. Фотоэффективность детектора была определена при помощи стандартных гамма-источников (ОСГИ) (более подробно в приложении). Разрешение детектора составляло 1.66 кэВ для линии 1.33 МэВ и 618 эВ для линии 122 кэВ.

§2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В данной работе исследуемые мишени обогащенных изотопов олова $^{112,118,124}\text{Sn}$ и натурального состава Te, HfO_2 были облучены на линейном ускорителе электронов ЛУЭ 50 ННЛА при энергии $E_e = 40$ МэВ и среднем токе 10 мкА. В качестве мишени-монитора была выбрана медная фольга натурального состава толщиной 50 мкм. Натуральная медь имеет 2 изотопа - ^{63}Cu (69.15%) и ^{65}Cu (30.85%). Значения выходов мониторинговых реакций равны 53 мбн для реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ и 2.6 мбн для реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$. ^{64}Cu имеет период полураспада 12.7 часа и при распаде излучает гамма кванты с энергией 1345.77 кэВ (0.473% интенсивностью). Период полураспада ^{61}Cu составляет 3.333 часа, энергия излученных γ квантов равно 283 кэВ (12.2% интенсивностью) и 656 кэВ (10.77% интенсивностью).

Таблица 1.

Степень обогащения или изотопный состав мишеней, их вес и толщина.

| Мишень | Обогащение или состав, % | Толщина мишени, мкм | Вес мишени, г |
|--------------------------|--|---------------------|---------------|
| ^{112}Sn | 91 | 100 | 0.163 |
| ^{118}Sn | 98.5 | 100 | 0.167 |
| ^{124}Sn | 91.9 | 100 | 0.161 |
| $^{\text{nat}}\text{Te}$ | $^{120}\text{Te} - 0.096$ $^{122}\text{Te} - 2.603$ $^{123}\text{Te} - 0.908$ $^{124}\text{Te} - 4.816$ $^{125}\text{Te} - 7.139$ $^{126}\text{Te} - 18.95$ | 300 | 1.48 |

| | | | |
|------------------|--|-----|------|
| | $^{128}\text{Te} - 31.69$ $^{130}\text{Te} - 33.80$ | | |
| HfO ₂ | $^{174}\text{Hf} - 0.162$ $^{176}\text{Hf} - 5.206$ $^{177}\text{Hf} - 18.606$ $^{178}\text{Hf} - 27.297$ $^{179}\text{Hf} - 13.629$ $^{180}\text{Hf} - 35.100$ | 300 | 1.36 |

Мишени $^{112,118,124}\text{Sn}$ также представляли собой тонкие фольги. Для изготовления мишеней из HfO₂ и ^{nat}Te порошкообразный материал был спрессован в таблетки. В табл. 1 приведены характеристики мишеней (степень обогащения, толщина и вес).

Было проведено два облучения. При первом облучении мишень-монитор и мишени HfO₂, Te и ^{112}Sn облучались в течение 18 мин. При втором облучении мишень-монитор и мишени HfO₂, Te и ^{118}Sn облучались 44 мин. Число падающих фотонов на монитор и остальные мишени считалось одинаковым, поскольку все мишени тонкие и поглощение фотонов незначительное. Интенсивность пучка N_γ была определена посредством мониторинговой реакции. Для первого облучения интенсивность пучка получилось равно 1.06×10^{16} и 2.35×10^{15} фотонов/час для второго облучения соответственно.

§3. ИЗМЕРЕНИЕ И РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ПРОДУКТОВ МЕТОДОМ НАВЕДЕННОЙ АКТИВНОСТИ

В отличие от методов прямой регистрации продуктов реакций, вылетевших из мишени, активационный метод позволяет регистрировать радиоактивные продукты, образованные в результате взаимодействия.

Для образовавшихся в результате взаимодействия налетающих частиц с мишенью радиоактивных продуктов справедливо следующее равенство:

$$\frac{dN}{dt} = N_\gamma N_{\text{яд}} \sigma - \lambda N, \quad (1.1)$$

где $\lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}}$ – константа радиоактивного распада,

σ – сечение образования данного радиоактивного изотопа в см^2 ,

N_γ – число бомбардирующих частиц ($1 / \text{см}^2 \text{сек}$),

$N_{\text{яд}}$ – число ядер мишени ($1/\text{см}^2$),

$[N_{\text{яд}} = \frac{PN_A}{SA}$, P – вес, S – площадь, A – массовое число мишени, N_A – число Авогадро],

N – число ядер образованного радиоактивного изотопа.

Если N_γ не зависит от времени в течение всего периода облучения, то решением уравнения 1.1 является

$$N(t_1) = N_\gamma N_{\text{яд}} \sigma (1 - e^{-\lambda t_1}) / \lambda, \quad (1.2)$$

где t_1 – время облучения мишени.

Учитывая, что за время от конца облучения до начала измерений (t_2) число ядер образованного изотопа уменьшается по экспоненциальному закону

$$N(t_2) = N_0(t_1) e^{-\lambda t_2}, \quad (1.3)$$

где N_0 – число ядер, образовавшихся к концу облучения, и что число распадов ΔN за время измерения t_3 равно

$$\Delta N = N_0(t_1) e^{-\lambda t_2} - N_0(t_1) e^{-\lambda(t_2+t_3)} = \frac{N_\gamma N_{\text{яд}} \sigma}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} (1 - e^{-\lambda t_3}), \quad (1.4)$$

то сечение образования рассматриваемого радиоактивного изотопа можно посчитать по формуле:

$$\sigma = \frac{\Delta N \lambda}{k \eta \varepsilon N_\gamma N_{\text{яд}} (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} (1 - e^{-\lambda t_3})}, \quad (1.5)$$

где ε – эффективность детектора,

η – относительная интенсивность γ перехода в исследуемом ядре,

k – коэффициент поглощения γ лучей в материале мишени, крышке детектора и в воздушном слое между источником и детектором.

$[k = e^{-\mu x}$, где μ – суммарное сечение ослабления, x – толщина поглощающего слоя].

Величина ΔN в формуле (1.5) представляет собой площадь под фотопиком за время набора спектра с вычетом соответствующего естественного фона.

Выход $Y(E_{\gamma\max})$ фотоядерной реакции (γ, x) с порогом E_{th} , и сечением $\sigma(E_\gamma)$ представляет собой свертку сечений и спектра фотонов $W(E_{\gamma\max}, E_\gamma)$ по энергии фотона [5]:

$$Y(E_{\gamma\max}) = \alpha \int_{E_{th}}^{E_{\gamma\max}} \sigma(E_\gamma) W(E_{\gamma\max}, E_\gamma) dE_\gamma \quad , \quad (1.6)$$

где α – нормировочная постоянная,

$E_{\gamma\max}$ – максимальная энергия тормозного спектра.

Обычно используется аппроксимация тормозного спектра в форме $W(E_{\gamma\max}, E) \sim \text{const} \cdot (1/E_\gamma)$. Рассчитав значения сечений σ_i для энергий, лежащих в интервале от порога реакции до $E_{\gamma\max}$, и считая на малом интервале (1 МэВ) σ_i постоянной, можно перейти от сечений к выходам:

$$Y(E_{\gamma\max}) = \alpha \int_{E_{th}}^{E_{\gamma\max}} W(E_{\gamma\max}, E) \sigma(E) dE = b \sum_i \sigma_i \int_{E_1}^{E_2} \frac{1}{E} dE, \quad (1.7)$$

где b – нормировочная постоянная.

ГЛАВА 2

§1. ВЫХОДЫ ПРОДУКТОВ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

НА МИШЕНЯХ $^{112,118,124}\text{Sn}$, $^{\text{нат}}\text{Te}$, $^{\text{нат}}\text{Hf}$

Фотоядерные реакции это ядерные реакции, происходящие при поглощении гамма квантов ядрами атомов. При поглощении γ кванта ядро получает избыток энергии без изменения своего нуклонного состава. При достаточно высокой энергии возбуждения (выше энергии связи нуклонов в ядре) распад ядра мишени происходит чаще всего с испусканием нуклонов: реакции типа (γ, n) и (γ, p) .

Фотоядерные реакции исследовались в течение многих лет. Благодаря этим исследованиям стало возможным определение ряда общих свойств ядер и параметров их отдельных уровней, что послужило хорошей основой для развития и усовершенствования различных теоретических моделей. На сегодняшний день существуют международные базы данных, объединяющие все доступные экспериментальные данные по фотоядерным реакциям в области энергий гигантского дипольного резонанса и выше [7]. Однако некоторые реакции до сих пор не исследованы. Например, отсутствуют экспериментальные данные относительно выходов продуктов $^{173,175}\text{Hf}$, образованных в (γ, xn) реакциях [5, 7]. Выходы фотоядерных реакций на мишенях обогащенных изотопов олова $^{112,118,124}\text{Sn}$ и натурального состава Te , HfO_2 приведены в табл. 2. Вместе с этим в таблице приведены периоды полураспадов продуктов, характеристические γ линии и их интенсивности, а также реакции, ведущие к образованию рассматриваемых продуктов.

Анализируя полученные результаты, можно заметить, что, в основном, выходы (γ, n) реакций растут с увеличением массового числа ядра-мишени A_t . Это объясняется тем, что с увеличением массового числа ядра становятся нейтроноизбыточными. Выходы (γ, p) реакций намного меньше выходов (γ, n) реакций (табл. 2).

Таблица 2.

Выходы фотоядерных реакций на мишенях $^{112,118,124}\text{Sn}$, Te и HfO₂.

| Ядро продукт | $T_{1/2}$ | Спин и парность | E_{γ} кэВ | I % | Тип реакции | Выход σ , мбн |
|--------------------|-----------|-----------------|-----------------------|------------------|--|----------------------|
| ^{110}Sn | 4.11 ч | 0^+ | 280.462 | 100 | $^{112}\text{Sn}(\gamma, 2n)^{110}\text{Sn}$ | 3.2 ± 0.3 |
| ^{117m}In | 116.2 мин | $1/2^-$ | 158.56 315.302 | 16 19.1 | $^{118}\text{Sn}(\gamma, p)^{117m}\text{In}$ | 1.4 ± 0.14 |
| ^{117g}In | 43.2 мин | $9/2^+$ | 158.56 552.9 | 87 100 | $^{118}\text{Sn}(\gamma, p)^{117g}\text{In}$ | 1.25 ± 0.12 |
| ^{123m}Sn | 40.06 мин | $3/2^+$ | 160.33 | 86 | $^{124}\text{Sn}(\gamma, n)^{123m}\text{Sn}$ | 280 ± 25 |
| ^{123g}Sn | 129.2 дн | $11/2^-$ | 1088.64 | 0.6 | $^{124}\text{Sn}(\gamma, n)^{123g}\text{Sn}$ | 138 ± 40 |
| ^{123m}Te | 119.7 дн | $11/2^-$ | 158.97 | 84 | $^{124}\text{Te}(\gamma, n)^{123m}\text{Te}$ $^{125}\text{Te}(\gamma, 2n)^{123m}\text{Te}$ $^{126}\text{Te}(\gamma, 3n)^{123m}\text{Te}$ | 5.3 ± 0.6 |
| ^{121m}Te | 154 дн | $11/2^-$ | 212.189 | 81.4 | $^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121m}\text{Te}$ $^{124}\text{Te}(\gamma, 3n)^{121m}\text{Te}$ | 1.6 ± 0.2 |
| ^{121g}Te | 16.78 дн | $1/2^+$ | 507.591 573.139 | 17.7 80.3 | $^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121g}\text{Te}$ $^{124}\text{Te}(\gamma, 3n)^{121g}\text{Te}$ | 9.0 ± 0.8 |
| ^{119m}Te | 4.7 дн | $11/2^-$ | 270.53 1212.73 | 28 66 | $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m}\text{Te}$ $^{122}\text{Te}(\gamma, 3n)^{119m}\text{Te}$ | 0.075 ± 0.008 |
| ^{119g}Te | 16.03 ч | $1/2^+$ | 644.01 | 84 | $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119g}\text{Te}$ $^{122}\text{Te}(\gamma, 3n)^{119g}\text{Te}$ | 0.75 ± 0.07 |
| ^{129m}Te | 33.6 дн | $11/2^-$ | 459.6 | 4.93 | $^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129m}\text{Te}$ | 23.3 ± 3 |
| ^{126g}Sb | 12.46 дн | 8^- | 666.3 414.81 | 100 83.3 | $^{128}\text{Te}(\gamma, pn)^{126g}\text{Sb}$ $^{130}\text{Te}(\gamma, p3n)^{126g}\text{Sb}$ | 0.06 ± 0.008 |
| ^{127}Sb | 3.85 дн | $7/2^+$ | 473 685.7 783.7 | 25.7 37 15 | $^{128}\text{Te}(\gamma, p)^{127}\text{Sb}$ $^{130}\text{Te}(\gamma, p2n)^{127}\text{Sb}$ | 1.2 ± 0.15 |
| ^{129g}Sb | 4.4ч | $7/2^+$ | 812.8 544.7 | 43 17.9 | $^{130}\text{Te}(\gamma, p)^{129g}\text{Sb}$ | 0.27 ± 0.02 |
| ^{173}Hf | 23.6 ч | $1/2^-$ | 296.974 | 33.9 | $^{174}\text{Hf}(\gamma, n)^{173}\text{Hf}$ $^{176}\text{Hf}(\gamma, 3n)^{173}\text{Hf}$ | 2.1 ± 0.2 |
| ^{175}Hf | 70 дн | $5/2^-$ | 343.4 | 84 | $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$ $^{177}\text{Hf}(\gamma, 2n)^{175}\text{Hf}$ $^{178}\text{Hf}(\gamma, 3n)^{175}\text{Hf}$ | 61 ± 3 |
| ^{179}Lu | 4.59 ч | $7/2^+$ | 214.33 | 11.3 | $^{180}\text{Hf}(\gamma, p)^{179}\text{Lu}$ | 4.0 ± 0.4 |

На рис. 3 приведена зависимость выходов (γ, n) реакций от массового числа продукта ($A_t - 1$). Помимо полученных нами результатов на рисунке приведены данные работы [6].

Выходы (γ , n) реакций линейно растут с увеличением массового числа ядра-мишени. Выпадают из общей зависимости продукты ^{47}Ca и ^{123}Sn , образованные из сильно нейтроноизбыточных ядер ^{48}Ca и ^{124}Sn ($N/Z(^{48}\text{Ca}) = 1.4$, $N/Z(^{124}\text{Sn}) = 1.48$).

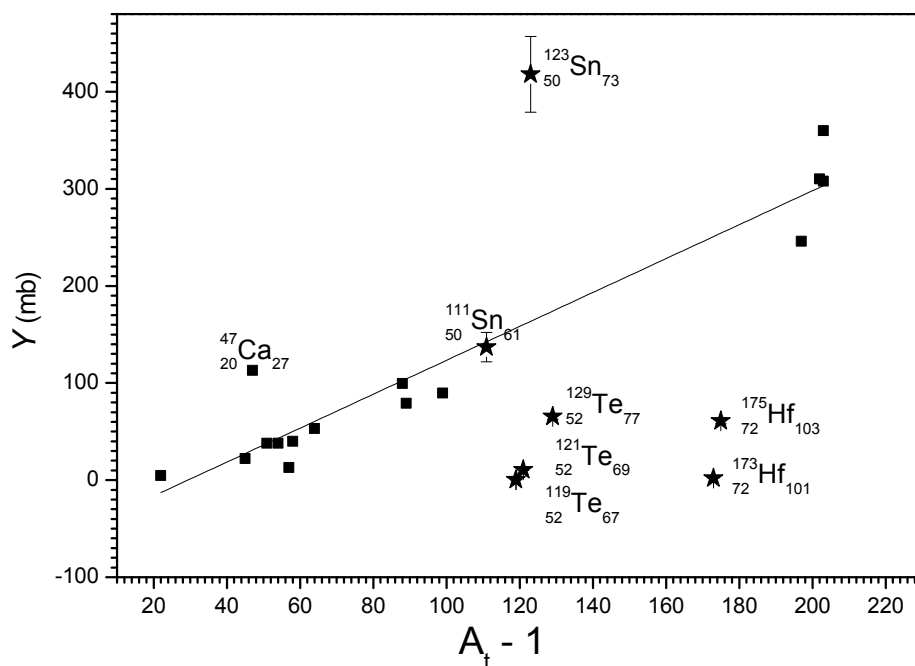


Рис. 3. Зависимость выходов (γ , n) реакций от массового числа продукта ($A_t - 1$).

Выходы продуктов ^{119}Te , ^{121}Te , ^{129}Te и ^{173}Hf , ^{175}Hf расположены ниже, поскольку эти продукты образованы из мишеней натурального состава. Однако увеличение значений выходов этих продуктов с ростом массового числа (или с увеличением количества нейтронов в ядре-мишени) очевидно.

§2. ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ

Несмотря на значительное число работ, посвященных исследованию ИО, до сих пор некоторые вопросы по-прежнему остаются актуальными. Изомерные отношения зависят от большого числа параметров: типа реакции, сорта и энергии падающих частиц, ядерных характеристик мишени и снаряда, энергетических и спиновых переменных ядер участвующих в реакции. Систематизация величин изомерных отношений затруднена ввиду недостатка, неточности и неоднозначности экспериментальных данных. Вследствие этого дополнительная информация о характере зависимости изомерных отношений от определенных переменных

представляет интерес для понимания механизма в целом. Экспериментальные данные по ИО представляют ценность для астрофизики, физики радиационной защиты, а также производства радионуклидов, применяемых в медицине.

В работе подробно обсуждается влияние структур возбужденных состояний ядер-продуктов на значения ИО.

В настоящее время известно более сотни возбужденных изомерных состояний. Основной причиной изомерии является большая разница спинов изомерного и основного состояний ядер ($\Delta I \geq 3$).

В экспериментах с использованием методики наведенной активности в мишенях могут быть идентифицированы как основные, так и изомерные состояния некоторых ядер продуктов и определены изомерные отношения выходов высокоспиновых состояний к низкоспиновым:

$$R = Y(I_h) / Y(I_l),$$

Следует отметить, что исследования изомерных отношений фотоядерных реакций проводились достаточно интенсивно как в области гигантского резонанса [8, 9], так и при больших энергиях (до 5 ГэВ) [10, 11, 13]. Исследовались зависимости изомерных отношений от типа и энергии налетающей частицы, спина мишени и ядра-продукта, разницы спинов изомерного и основного состояний продуктов, массового числа продукта.

Нашей группой проведены исследования изомерных отношений и получены выходы основных и изомерных состояний для остаточных ядер ^{119}Te , ^{121}Te , ^{117}In , ^{123}Sn . ИО зависит, прежде всего, от механизма фотоядерной реакции. Сравнение экспериментальных результатов с расчетными данными позволяет судить о правильности выбора механизма. Исследование изомерных состояний ядер также дает возможность получить информацию для уточнения вида функции распределения плотности ядерных уровней возбужденных состояний.

Рассматриваемые продукты образованы в реакциях с вылетом одного или нескольких нуклонов и имеют значения меньше единицы (табл. 3), т.е. заселение высокоспиновых состояний происходит с меньшей вероятностью.

Полученный результат качественно можно интерпретировать в рамках статистической модели составного ядра. В результате развития каскада из ядра-мишени вылетают высокоэнергетические нуклоны. Последующая испарительная стадия сопровождается вылетом низкоэнергетических нуклонов и γ квантов. С

увеличением числа вылетевших частиц первичное спиновое распределение расширяется. Следовательно, с увеличением числа каскадных частиц высокоспиновое состояние образуется с большей вероятностью по сравнению с низкоспиновым.

Таблица 3.

Экспериментальные и рассчитанные при помощи кода TALYS 1.4 значения ИО

(*Данные относительно выхода ^{129g}Te ($3/2^+$) взяты из [17]).

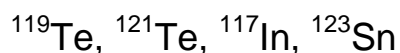
Таким образом, ИО имеют значения больше единицы для продуктов каскадно-

| Ядро-продукт | Спин-четность основного и изомерного уровней | Эксперимент | TALYS | | | | | | | |
|-------------------|--|-------------------|-------|-------|------|-------|-------|-------|------|------|
| | | | (1) | | (2) | | (3) | | (4) | (5) |
| | | | (6) | (7) | (6) | (7) | (6) | (7) | | |
| ^{117}In | $9/2^+$ $1/2^-$ | 0.89 ± 0.09 | 0.87 | 0.88 | 0.91 | 0.88 | 0.89 | 0.85 | 1.11 | 1.25 |
| ^{119}Te | $11/2^-$ $1/2^+$ | 0.10 ± 0.02 | 0.12 | 0.11 | 0.13 | 0.13 | 0.12 | 0.12 | 0.15 | 0.18 |
| ^{121}Te | $11/2^-$ $1/2^+$ | 0.18 ± 0.03 | 0.14 | 0.14 | 0.16 | 0.16 | 0.15 | 0.14 | 0.19 | 0.21 |
| ^{129}Te | $11/2^-$ $3/2^+$ | $0.55 \pm 0.11^*$ | 0.08 | 0.09 | 0.1 | 0.1 | 0.09 | 0.1 | 0.16 | 0.13 |
| ^{123}Sn | $11/2^-$ $3/2^+$ | 0.49 ± 0.14 | 0.267 | 0.267 | 0.29 | 0.294 | 0.272 | 0.272 | 0.36 | 0.35 |

испарительного процесса. Если продукты образованы в результате простых реакций с вылетом малого числа нуклонов, то следует ожидать, что значения ИО будут меньше единицы [10, 12, 13]. Для расчета сечений и выходов по статистической модели необходимо иметь информацию об энергетических уровнях возбужденного послекаскадного ядра. Если информация о дискретных уровнях возбуждения ядра недоступна или неполна, то для расчетов используется функция распределения плотности ядерных уровней.

Для сравнения полученных экспериментальных данных с теоретическими нами выполнены расчеты при помощи кода TALYS 1.4.

§3. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И РАСЧЕТНЫХ ДАННЫХ ИЗОМЕРНЫХ ОТНОШЕНИЙ ОСТАТОЧНЫХ ЯДЕР



С течением времени создатели программного пакета TALYS исходя, из новых экспериментальных данных усовершенствовали его. Этот код дает возможность вычислять сечения изомерных и основных состояний продуктов при различных (γ , n , p , d , t , α , h) налетающих частицах в диапазоне энергий 1 кэВ – 200 МэВ для мишеней с массовыми числами от 12 до 339.

Для расчета сечений и выходов по статистической модели необходимо иметь информацию об энергетических уровнях возбужденного послекаскадного ядра. Если информация о дискретных уровнях возбуждения ядра недоступна или неполна, то для расчетов используется функция распределения плотности ядерных уровней. В TALYS 1.4 по сравнению с TALYS 1.2 расширены возможности выбора вида функции распределения плотности ядерных уровней.

TALYS 1.4 содержит пять различных моделей для функции распределения плотности ядерных уровней.

Три из них – это феноменологические модели, дающие несколько отличающиеся друг от друга виды функции распределения:

- ☼ модель Постоянная температура + Ферми газа (*Constant temperature + Fermi gas model*) (в табл. 2 и на рис. 1 модель отмечена как (1));
- ☼ смещенная модель Ферми-газа (*Back-shifted Fermi gas model*) (модель (2));
- ☼ Обобщенная сверхтекучая модель (*Generalised superfluid model*) (модель (3)).

Функция распределения плотности ядерных уровней содержит параметр “обрезания спина” (*spin-cut parameter*), который определяет ширину распределения угловых моментов. При микроскопических вычислениях было замечено, что параметр обрезания спина зависит от оболочечных эффектов. TALYS 1.4 позволяет делать расчеты с использованием параметра обрезания спина как зависящим от оболочечных эффектов, так и независящим (*Spin-cut model 1*, *Spin-cut model 2*) (в табл. 2 модели отмечены как (6) и (7)) [12].

Две из них – это другие модели для функции распределения плотности ядерных уровней с микроскопическим подходом:

- ☼ плотности уровней берутся из таблицы Гориели (*Microscopic level densities from Goriely's table*) (модель (4) в табл. 2), в которой приведены плотности уровней на основе расчетов, проделанных Хартри-Фоком;

☛ включает в себя детальные вычисления собственных плотностей ядерных уровней и изменений (*Microscopic level densities from Hilaire's table*) (модель (5) в табл. 2), возникающих за счет коллективных эффектов.

В TALYS 1.4 добавлены также потенциалы оптической модели, что позволяет улучшить результаты расчетов поперечного сечения реакции под действием дейтронов. Оптическая модель используется для сферических, сфероидальных и деформированных ядер. Для этих ядер кроме одночастичных состояний вводятся коллективные вибрационные и ротационные состояния (полосы). Включена новая феноменологическая модель Конни Калбаха для реакций распада, что позволяет решить некоторые проблемы в прогнозировании поперечного сечения, имеющиеся в более ранних версиях TALYS.

В TALYS 1.6 расширены опции выходящих данных, и теперь возможно получить в выходящем файле активность продукта в МБк или Ки как функцию времени, что очень удобно при планировании экспериментов, связанных с производством радионуклидов [15].

В табл. 3 приведены экспериментальные и рассчитанные описанным способом значения ИО (Y_n/Y_1), полученные при использовании всех возможных моделей для распределения плотности ядерных уровней. В случае феноменологических моделей проделаны расчеты с выбором двух различных видов параметра обрезания спина [14].

Заметим, что в настоящей работе в качестве мишени использовался натуральный теллур. Изотопы $^{119m,g}\text{Te}$ и $^{121m,g}\text{Te}$ в этом случае образуются посредством двух каналов: в (γ, n) и $(\gamma, 3n)$ реакциях. Однако поскольку пороги рассматриваемых $(\gamma, 3n)$ реакций порядка 30 МэВ и сечения (γ, n) значительно превосходят сечения $(\gamma, 3n)$ реакций [7], то основным каналом образования $^{119m,g}\text{Te}$ и $^{121m,g}\text{Te}$ в данном случае можно считать (γ, n) реакции.

Как можно заметить, значения ИО, полученные при помощи феноменологических моделей, мало отличаются друг от друга и во всех случаях меньше значений, полученных при использовании микроскопических моделей. Наибольшее расхождение экспериментальных и расчетных данных наблюдается в случае нейтроноизбыточных ядер ^{129}Te и ^{123}Sn . Для ядра ^{117}In микроскопические модели дают значения ИО, большие 1, что не соответствует эксперименту. В остальных случаях соответствие удовлетворительное.

Некоторые авторы обсуждают зависимость ИО от величины разности спинов ΔI изомерного и основного состояний. Уменьшение значений ИО с ростом ΔI замечено в работе [8] при рассмотрении реакций (γ, γ') в области гигантского резонанса. В работе [16] наблюдалась аналогичная зависимость в области энергий 100 – 500 МэВ. Согласно полученным нами экспериментальным результатам (см. табл. 3), большим значениям разностей спинов соответствуют меньшие значения ИО.

Если рассматривать одинаковый тип реакции при одинаковых энергиях возбуждения и одних и тех же спинах начального и конечного состояний, то значения ИО будут зависеть от структуры уровней, через которые происходит заселение изомерного состояния [8] (для получения дополнительной информации см. в главе 4).

На рис. 4 приведены ИО для изотопов Te, измеренные в (γ, n) реакциях при $E_{\gamma\max} = 40$ МэВ. В метастабильном состоянии рассматриваемые ядра имеют спин $11/2^-$, в основном состоянии ^{119}Te , ^{121}Te имеют спин $1/2^+$, ядро ^{129}Te имеет спин $3/2^+$. Как можно заметить, для ядер Te, которые находятся вблизи замкнутого по числу протонов ядра Sn и характеризуются небольшим значением параметра деформации, значения ИО растут с увеличением числа нейтронов. Аналогичная зависимость была замечена в работах [8, 9] при $E_{\gamma\max} = 25$ МэВ.

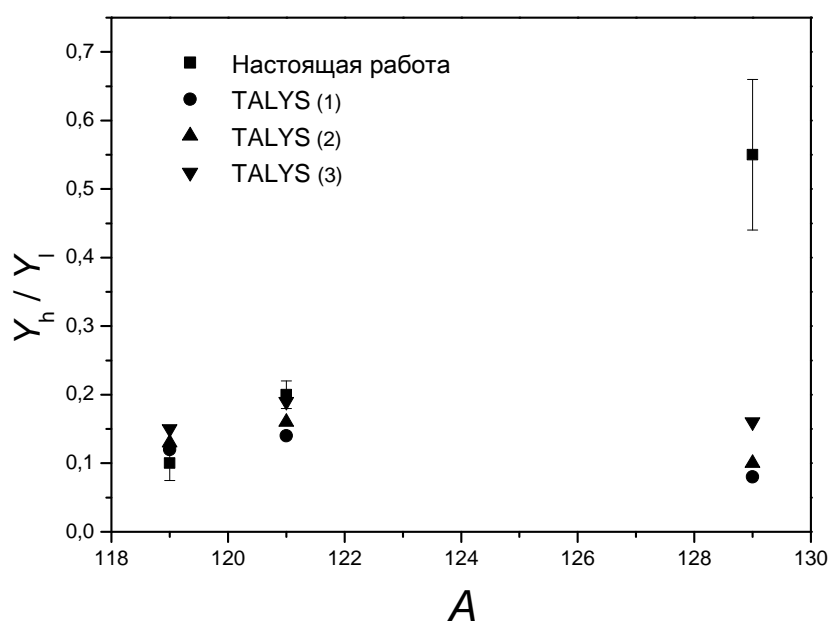


Рис. 4. Зависимость ИО от массового числа продукта для изотопов теллура.

На рис. 4 помимо экспериментальных данных приведены значения ИО, рассчитанные при помощи кода TALYS 1.4 с использованием трех феноменологических моделей для функции распределения плотности ядерных уровней. Можно сказать, что модельные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными в случае ядер ^{119}Te и ^{121}Te . В случае же ядра ^{129}Te экспериментальные данные почти в 5 раз превосходят модельные. Заметим, что приведенные в работах [17, 18, 19] экспериментальные данные по ИО для ^{129}Te при энергиях E_{ymax} 30 и 50 МэВ, совпадают с приведенным на рисунке 4 данными в пределах 10-12%.

Полученные экспериментальные данные показывают, что для ядер теллура значения ИО растут с увеличением числа нейтронов. Модельные данные не отражают этой зависимости. Поскольку значения ИО зависят от структуры высоколежащих уровней, с которых идет последний переход на основное или изомерное состояния, можно предположить, что расхождение может быть связано с неточным модельным представлением плотностей уровней в зависимости от заполнения нейтронных оболочек (для получения дополнительной информации см. в главе 4).

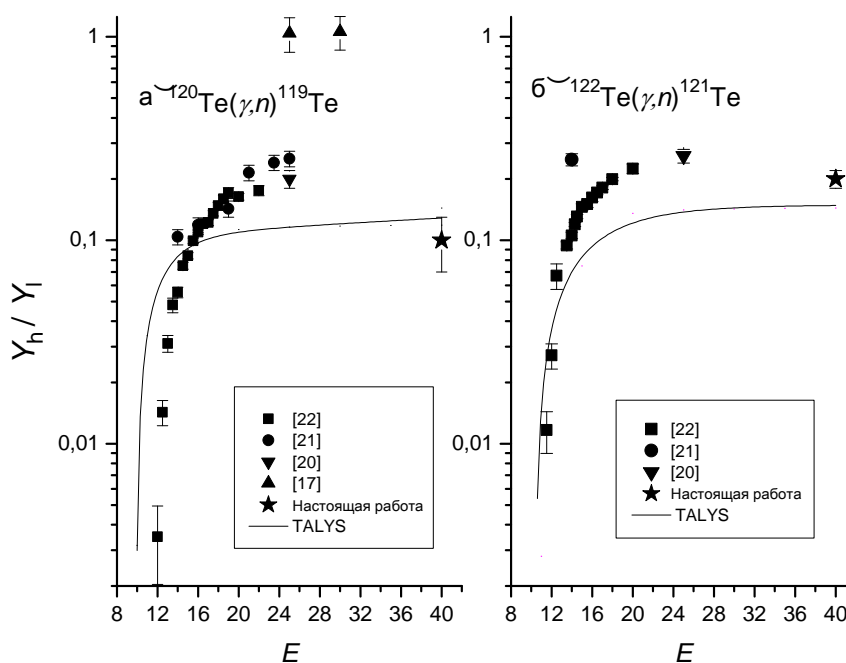


Рис. 5. Зависимость ИО от максимальной энергии тормозного излучения для реакций

$$\text{а) } ^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m,g}\text{Te}, \quad \text{б) } ^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121m,g}\text{Te}.$$

Рассмотрим зависимость ИО выходов продуктов от максимальной энергии тормозного спектра. Согласно [8, 9], значения ИО (γ, n) реакций растут с энергией в области гигантского дипольного резонанса.

На рис. 5 приведены зависимости ИО от максимальной энергии тормозного излучения для реакций $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m,g}\text{Te}$ и $^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121m,g}\text{Te}$. Помимо полученных результатов использованы данные работ [17, 20, 21, 22]. Имеющиеся экспериментальные данные в основном хорошо согласуются, кроме данных работы [17], где для ИО реакций $^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m,g}\text{Te}$ получены значения, большие единицы. Наблюдается крутой рост значений ИО начиная с порога до гигантского дипольного резонанса, затем рост замедляется, а при $E_{\gamma\text{max}} = 40$ МэВ значение ИО несколько уменьшается. Рост кривых, очевидно, связан с увеличением энергии возбуждения остаточного ядра, в котором развивается каскад γ квантов. С увеличением максимальной энергии тормозного излучения (начиная с энергии 25 МэВ) вклад прямых процессов испускания нейтронов увеличивается, что особенно заметно для околомагических ядер, и ведет к снижению вероятности образования высоковозбужденного состояния ядра [8]. В работе [23] собраны имеющиеся в литературе данные по ИО реакций $^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129m,g}\text{Te}$ в области энергий до $E_{\gamma\text{max}} = 72$ МэВ, где хорошо видна аналогичная зависимость.

На рис. 5 приведены также данные, полученные с использованием кода TALYS 1.4. В области энергий за максимумом дипольного резонанса расчетные кривые расположены ниже экспериментальных. Начиная с энергии ~ 25 МэВ расчетные ИО практически не меняются, в то время как экспериментальные значения несколько уменьшаются.

Для изомерной пары $^{117m,g}\text{In}$ спин метастабильного состояния имеет меньшее значение ($1/2^-$), по сравнению со спином основного состояния ($9/2^+$) (табл. 3). В некоторых работах [17, 21, 24, 25, 26] приводятся значения отношений Y_m/Y_g , тогда как в работах [18, 19, 27] и в настоящей работе рассматриваются отношения выходов высокоспинового состояния к низкоспиновому (Y_h/Y_l). Приведение имеющихся данных по ИО реакций $^{118}\text{Sn}(\gamma, p)^{117m,g}\text{In}$ к виду Y_h/Y_l позволяет проследить аналогичную с предыдущими рисунками зависимость, несмотря на значительный разброс данных (рис. 6).

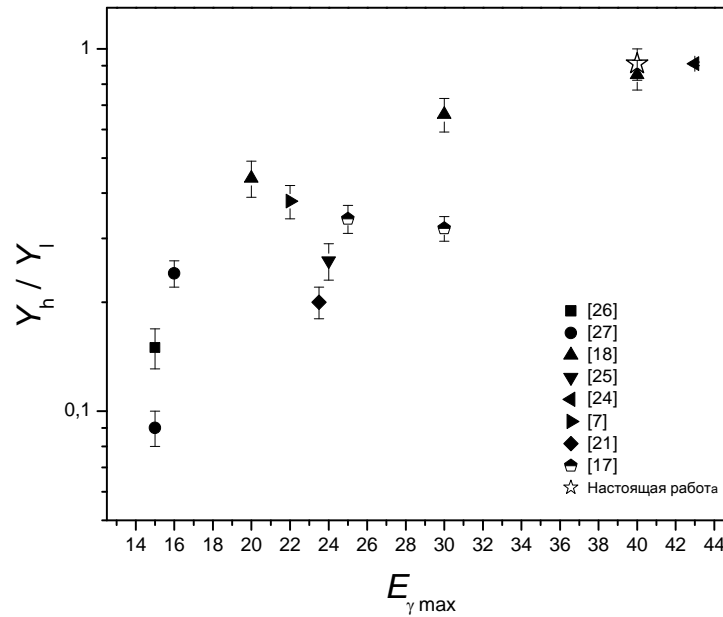


Рис. 6. Зависимость ИО от максимальной энергии тормозного излучения для реакции $^{118}\text{Sn}(\gamma, n)^{117m,g}\text{In}$.

Замедление роста зависимости значений ИО от $E_{\gamma \max}$, связанное с вкладом прямых процессов испускания протонов, должно наблюдаться при больших энергиях из-за существования кулоновского барьера.

ГЛАВА 3.

§1. ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ

В МЕДИЦИНЕ

В настоящее время радиоактивные изотопы или, как их ещё называют, меченые атомы широко применяются в медицине для диагностики (именно для диагностических целей используется сегодня около 98% изотопов, поступающих в медицинский сектор) и терапии различных заболеваний в виде радиофармпрепаратов (вещества, в состав которых с диагностической или терапевтической целью введен радионуклид, называют радионуклидными фармацевтическими препаратами - РФП) или специальным образом приготовленных закрытых источников [28]. До сих пор потребность в определенных радионуклидах достаточно велика. Широкое применение изотопов в современной медицине создало на рынке такую ситуацию, при которой спрос на эту продукцию оказался гораздо выше предложения.

В данном параграфе обсуждается применение радионуклидов ^{111}In , $^{117\text{m}}\text{Sn}$, ^{124}Sb и ^{177}Lu в ядерной медицине.

^{111}In

Радиоизотоп ^{111}In применяется для диагностики опухолей головы и шеи, легких и конечностей, в сочетании с ОФЭКТ (одnofотонная эмиссионная компьютерная томография) и рентгеновской компьютерной томографией. Кроме того этот радиоизотоп используется в Оже-терапии [29].

Оже терапия – молодое направление в лучевой терапии. В нем используются радионуклиды, испытывающие электронный захват или внутреннюю конверсию, например ^{67}Ga , $^{99\text{m}}\text{Tc}$, ^{103}Pd , ^{111}In , ^{123}I , ^{125}I , ^{201}Tl . В результате этих процессов испускается большое количество оже-электронов с малой кинетической энергией (~ 20 – 500 эВ).

Радионуклиды, испускающие оже-электроны, внедряются в специально подобранные молекулы. С помощью этих молекул радионуклиды доставляются в раковые клетки, в непосредственную близость к ДНК (дезоксирибонуклеиновая кислота). Таким образом, оже-электроны с их очень коротким пробегом позволяют реализовать более эффективную адресную лучевую терапию с минимальным ущербом для нормальной ткани.

Интерес к новому виду лучевой терапии обусловлен: необходимостью разработки новых эффективных методов лучевой терапии по сравнению с другими источниками ионизирующего излучения (электронов, гамма-излучения, протонов,

нейтронов и ионов углерода), стоимостью аппаратуры, ее мобильностью и возможностью массового применения в различных медицинских учреждениях.

^{117m}Sn

Свойства радионуклида ^{117m}Sn позволяют использовать его в диагностических и терапевтических целях. Единственная гамма-линия (158.56 кэВ с 86.4% интенсивностью) удобна для осуществления визуализации (таб. 4). Относительно небольшой период полураспада (13.6 дн) обеспечивает приемлемую дозовую нагрузку на пациента. Радиофармацевтические препараты, включающие в себя ^{117m}Sn , используются в паллиативной терапии при костных метастазах [30].

Системная радионуклидная терапия начала применяться для паллиативного лечения метастазов в кости только в последние годы. Этот метод предполагает подведение терапевтической дозы радиации в костные метастазы путем системного введения радиоактивных остеотропных (действие которых основано на проникновении вглубь кости) препаратов.

^{124}Sb

^{124}Sb изотоп применяется в качестве калибровочного источника высокоэнергетичных фотонов. Помимо этого, наличие β - группы с большой энергией и γ -излучения позволяет использовать ^{124}Sb в интраваскулярной брахитерапии (внутрисосудистой брахитерапии) [31].

Брахитерапия (внутренняя (контактная) лучевая терапия) – лучевая терапия, при которой источник излучения располагается как можно ближе к патологическому очагу (опухоли) или непосредственно в опухоли. Это позволяет снизить риск повреждения окружающих здоровых тканей, обеспечивая при этом высокую дозу радиации на опухолевые клетки.

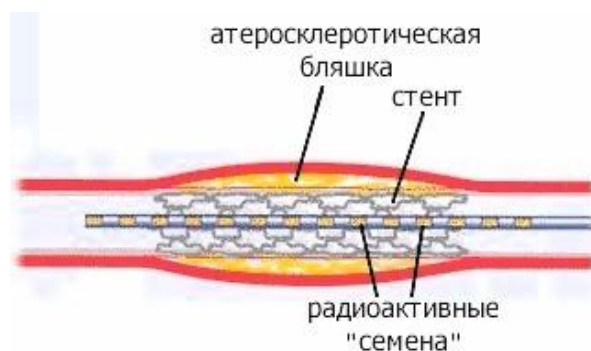


Рис. 7. Схема внутрисосудистой брахитерапии.

Внутрисосудистая брахитерапия (рис. 7) применяется для лечения рестеноза (сужения) коронарных сосудов, происходящей после стентирования или балоналастики. Обычно применяется источники β или γ излучения, которые временно вводятся в сосуд (временные имплантаты). Этот метод успешно применяется во всем мире. Однако существуют определенные сложности, связанные с дорогой аппаратурой и риском облучения персонала. В настоящее время разрабатываются методики введения постоянных радиоактивных имплантатов, которые наносятся непосредственно на стент. При этом исчезает необходимость повторного медицинского вмешательства. В качестве постоянного радиоактивного имплантата можно использовать ^{124}Sb .

^{177}Lu

Радиоизотоп ^{177}Lu широко используется в ядерной медицине, поскольку имеет удобные распадные характеристики ($T_{1/2} = 6.7$ дн, $E_{\gamma} = 112.95$ кэВ с 6.4% интенсивностью; 208.37 кэВ с 11.0% интенсивностью) (см. таб. 4) и хорошо координируемые химические свойства. Будучи короткоживущим β - излучателем ^{177}Lu пригоден для радиотерапии. Он может использоваться как заменитель ^{131}I или усилитель ^{90}Y [32].

В настоящее время лантаноид ^{177}Lu используется для лучевой терапии рецептора соматостатина (пептидный гормон) [33], радио-иммунотерапии [34], паллиативной терапии костей [35] и радио-синовэктомии (иссечение синовиальной оболочки сустава) [36, 37].

§2. ПОЛУЧЕНИЕ МЕДИЦИНСКИХ РАДИОИЗОТОПОВ

^{111}In , $^{117\text{m}}\text{Sn}$, ^{124}Sb и ^{177}Lu в

ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Для производства радиоизотопов используются, в основном, реакторы и циклотроны, поскольку сечения нейтронной и протонной активации велики. В то же время, ускорители имеют ряд преимуществ, таких как безопасность, относительно дешевая эксплуатация, образование меньшего количества радиоактивных отходов. Фотоядерные реакции в большинстве случаев имеют малые сечения по сравнению с другими реакциями. Однако, для некоторых радионуклидов сечения фотоядерных реакций сравнимы с сечениями соответствующих реакций с участием нейтронов и протонов.

В данном параграфе обсуждается возможность фотоядерного производства медицинских радиоизотопов ^{111}In , $^{117\text{m}}\text{Sn}$, ^{124}Sb , ^{177}Lu . Для первоначальной качественной оценки возможности фотопроизводства того или иного радионуклида целесообразно сравнить выход фотоядерной реакции с сечением реакции, которая используется для коммерческого производства рассматриваемого радиоизотопа.

Фотопроизводству различных радиоизотопов на сегодняшний день посвящено довольно много публикаций. Например, в работах [38, 39, 40] рассматривается возможность производства ^{111}In и $^{117\text{m}}\text{Sn}$ в фотоядерных реакциях. Авторы анализируют удельную активность образца (активность, приведенная к массе облучаемого материала, току пучка и времени облучения), которая меняется в зависимости от размеров мишени.

Целью данной главы является измерение выходов реакций $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{In}$; $^{118}\text{Sn}(\gamma, n)^{117\text{m}}\text{Sn}$; $^{\text{nat}}\text{Te}(\gamma, pxn)^{124}\text{Sb}$; $^{\text{nat}}\text{Hf}(\gamma, pxn)^{177}\text{Lu}$. Отметим, что по выходам реакций $^{\text{nat}}\text{Hf}(\gamma, pxn)^{177}\text{Lu}$ и $^{125}\text{Te}(\gamma, p)^{124}\text{Sb}$; $^{126}\text{Te}(\gamma, pn)^{124}\text{Sb}$ нет данных в литературе [41].

^{111}In

^{111}In является одним из наиболее используемых в диагностике радионуклидов, поскольку является короткоживущим ($T_{1/2} = 2.8$ дн) гамма - излучателем (таб. 4). На рис. 8 представлен спектр облученного материала, на котором хорошо видны основные гамма линии, образовавшиеся в результате фотоядерных реакций $^{112}\text{Sn}(\gamma, p) \rightarrow ^{111}\text{In}$ и $^{112}\text{Sn}(\gamma, n) \rightarrow ^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111}\text{In}$ по получению изотопа ^{111}In . Спектр облученного материала был измерен с помощью детектора из сверхчистого германия с высоким разрешением HPGe.

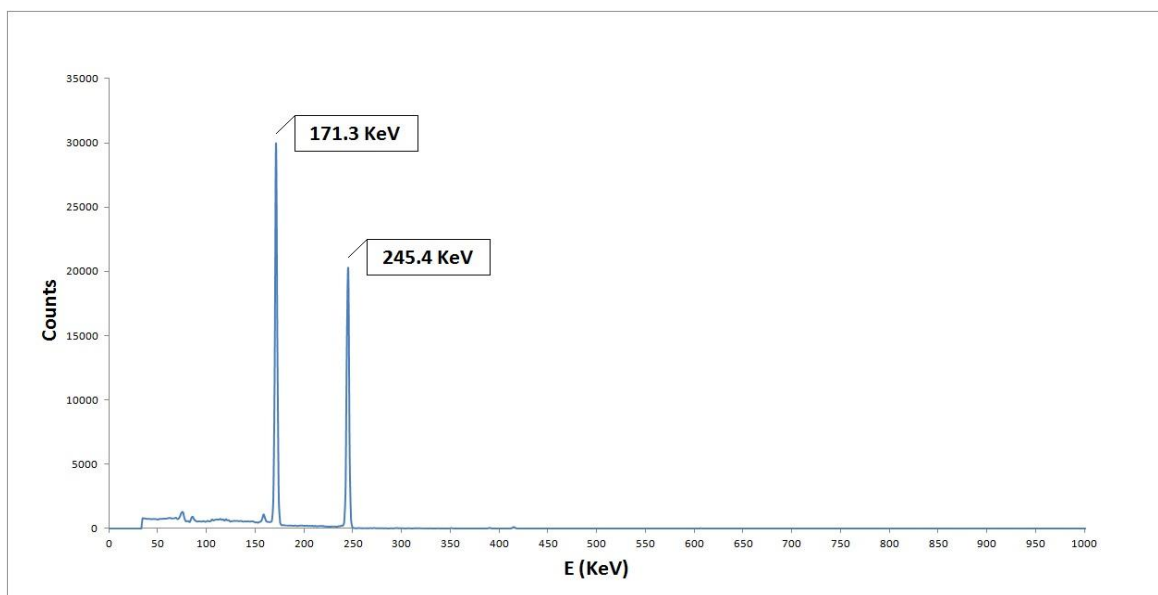


Рис. 8. γ -спектр облученного материала через 332 часа.

^{111}In изотоп формируется в мишени ^{112}Sn посредством двух каналов одновременно:

- ❖ в (γ, n) реакции образуется ядро ^{111}Sn , которое распадается в ^{111}In с периодом полураспада 35.3 минут [$^{112}\text{Sn}(\gamma, n) \rightarrow ^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111}\text{In}$];
- ❖ в (γ, p) реакции образуется непосредственно конечный радиоизотоп ^{111}In [$^{112}\text{Sn}(\gamma, p) \rightarrow ^{111}\text{In}$].

Отметим, что выход реакции $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ невозможно измерить, поскольку ядро ^{111}Sn не имеет удобной для регистрации γ линии и с периодом полураспада $T_{1/2} = 35$ мин переходит в ядро ^{111}In . Таким образом, ^{111}In образуется в результате как продукт реакции $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$, а также как продукт распада материнского ядра ^{111}Sn , и экспериментально регистрируется суммарный выход.

Оценить выход $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ реакции можно, учитывая, что при $E_{\gamma\text{max}} = 40$ МэВ выход (γ, n) реакции на ядре ^{112}Sn примерно на порядок превосходит выход (γ, p) реакции [42]. Однако преимущество (γ, p) реакций в том, что мишень и продукт являются различными химическими элементами и значит их разделение не так сложно. Таким образом, два канала образования ведут к большому выходу (152 мбн) продукта ^{111}In без носителя (таб. 4).

Для коммерческого производства ^{111}In используется реакция взаимодействия протонов с натуральным кадмием. Сечение этой реакции имеет большое значение (сечение реакции $^{111}\text{Cd}(p, n)^{111}\text{In}$ при $E_p = 30$ МэВ равно 809 мбн). Однако в этом случае в образцах всегда присутствует долгоживущий $^{114\text{m}}\text{In}$. Нарбатывается ^{111}In на ^{112}Cd (24%) в реакции с протонами $^{112}\text{Cd}(p, 2n)^{111}\text{In}$. При $E_p = 24$ МэВ, $I = 70$ мкА

выход радиоизотопа на конец облучения составит 10 Ки (370 ГБк) для обогащенной изотопом ^{112}Cd мишени [43].

Фотоядерный способ получения ^{111}In из мишени олова позволяет получить образцы, не содержащие примеси долгоживущих изотопов In. Образование $^{114\text{m}}\text{In}$ возможно в реакции $^{115}\text{Sn}(\gamma, p)^{114\text{m}}\text{In}$. В случае использования обогащенной мишени ^{112}Sn наличие изотопа ^{115}Sn исключается.

В мишени из обогащенного олова ^{112}Sn возможна реакция $^{112}\text{Sn}(\gamma, np)^{110}\text{In}$. Сечение этой реакции невелико (согласно TENDL 2014 максимум функции распределения наблюдается при 30 МэВ, сечение равно 3.74 мбн), порог реакции составляет 17.61 МэВ, кулоновский барьер равно 10.78 МэВ. Поскольку поток тормозных фотонов резко уменьшается с ростом энергии, то число фотонов с энергией, необходимой для реализации этой реакции, мало. Следовательно, реакция будет протекать с малой вероятностью.

Другая возможная в мишени реакция $^{112}\text{Sn}(\gamma, 2n)^{110}\text{Sn}$. Образованный в результате этой реакции радионуклид ^{110}Sn ($T_{1/2} = 4.11$ ч) распадается в $^{110\text{m}}\text{In}$ ($T_{1/2} = 69.1$ мин), а $^{110\text{m}}\text{In}$ распадается в стабильный Cd.

Таким образом, можем заключить, что фотоядерные реакции позволяют получать достаточно большие активности радиоизотопа ^{111}In без долгоживущих радиоактивных примесей.

$^{117\text{m}}\text{Sn}$

В данной работе мы также измерили выход радиоизотопа $^{117\text{m}}\text{Sn}$ из мишени ^{118}Sn . Использование обогащенной мишени позволяет избежать образования долгоживущего радиоизотопа ^{113}Sn в фотоядерных реакциях. Возможные реакции в мишени $^{118}\text{Sn}(\gamma, p)^{117\text{m,g}}\text{In}$ ($T_{1/2} (^{117\text{m}}\text{In}) = 116.2$ мин, $T_{1/2} (^{117\text{g}}\text{In}) = 43.2$ мин). Таким образом, в мишени помимо $^{117\text{m}}\text{Sn}$ образуется только короткоживущие изотопы $^{117\text{m,g}}\text{In}$.

На сегодняшний день в коммерческих целях $^{117\text{m}}\text{Sn}$ с большой удельной активностью к концу облучения получают в высокоточном реакторе с использованием ядерной реакции $^{117}\text{Sn}(n, n')^{117\text{m}}\text{Sn}$. Основной примесью является изотоп ^{113}Sn . Этот метод производства дорогой, поскольку требует высокой степени обогащения мишени и длительного времени облучения.

^{117m}Sn возможно получать и в протон-ядерных реакциях с использованием реакции $^{nat}\text{Sn}(p, pxn)^{117m}\text{Sn}$ ($\sigma = 37.99 \pm 2.79$ мбн при $E = 39.2 \pm 0.3$ МэВ и $\sigma \approx 60$ мбн при $E = 50$ МэВ). В этом случае степень загрязнения долгоживущим $^{113}\text{Sn} \sim 4\%$ [44].

Несмотря на то, что выход ^{117m}Sn в фотоядерных реакциях меньше, фотопроизводство этого радионуклида может обеспечить активности, необходимые для терапевтического использования без долгоживущих радиоактивных примесей при использовании обогащенной мишени.

^{124}Sb

Рассмотрим возможность получения ^{124}Sb в фотоядерных реакциях на мишени натурального Те.

Облучение мишени Те натурального состава ведет к различным каналам реакций и формированию множества долгоживущих радиоизотопов [45]. Гамма-спектр облученной мишени ^{nat}Te приведен на рисунке 9.

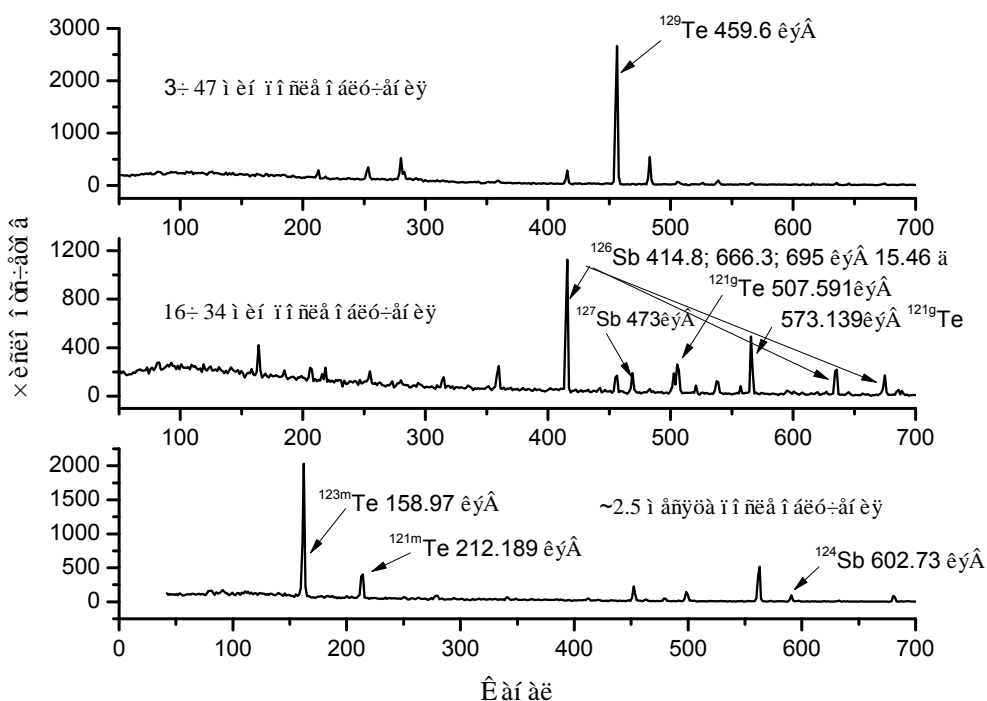


Рис. 9. γ -спектр облучений мишени ^{nat}Te .

Выход изотопа ^{124}Sb невелик (таб. 4). При использовании обогащенной мишени ^{125}Te , выход ^{124}Sb может возрасти до 10 мбн (предполагая основным каналом образования ^{124}Sb реакцию $^{125}\text{Te}(\gamma, p)^{124}\text{Sb}$, выход реакции в случае

обогащенной до 100% мишени можно получить умножением значения на 14, приведенного в табл. 4).

В настоящее время основной метод производства ^{124}Sb это реакция $^{123}\text{Sb}(n, \gamma)^{124}\text{Sb}$ ($\sigma = 3.88$ бн), нежелательная примесь ^{122}Sb (2.7 дн). Протоны низкой энергии (до 12 МэВ) могут обеспечить большие выходы (до 50 мбн) изотопа ^{124}Sb без носителя при использовании обогащенной мишени. Реакции, вызванные дейтронами на мишени из натурального олова (13 МэВ) обеспечивают выход 57.5 мбн [46], который возрастет в 17 раз при использовании обогащенной мишени.

Принимая во внимание небольшой выход ^{124}Sb в фотоядерных реакциях, фотопроизводство ^{124}Sb кажется не рациональным.

^{177}Lu

Облучение мишени HfO_2 натурального состава ведет к различным каналам реакций и формированию множества долгоживущих радиоизотопов [45]. Гамма спектр облучений мишени HfO_2 приведен на рисунке 10.

В случае фотопроизводства ^{177}Lu из мишени Hf натурального состава основным каналом образования интересующего нас радиоизотопа является $^{178}\text{Hf}(\gamma, p)^{177}\text{Lu}$. Другие реакции (таб. 4) маловероятны из-за большого энергетического барьера. Выход реакции для случая обогащенной до 100% мишени можно найти умножая приведенное в таблице значение на фактор 3.66 (в этом случае выход будет равен 2.33 мбн). Таким образом, малый выход реакции не может обеспечить достаточных активностей даже в случае использования обогащенной мишени.

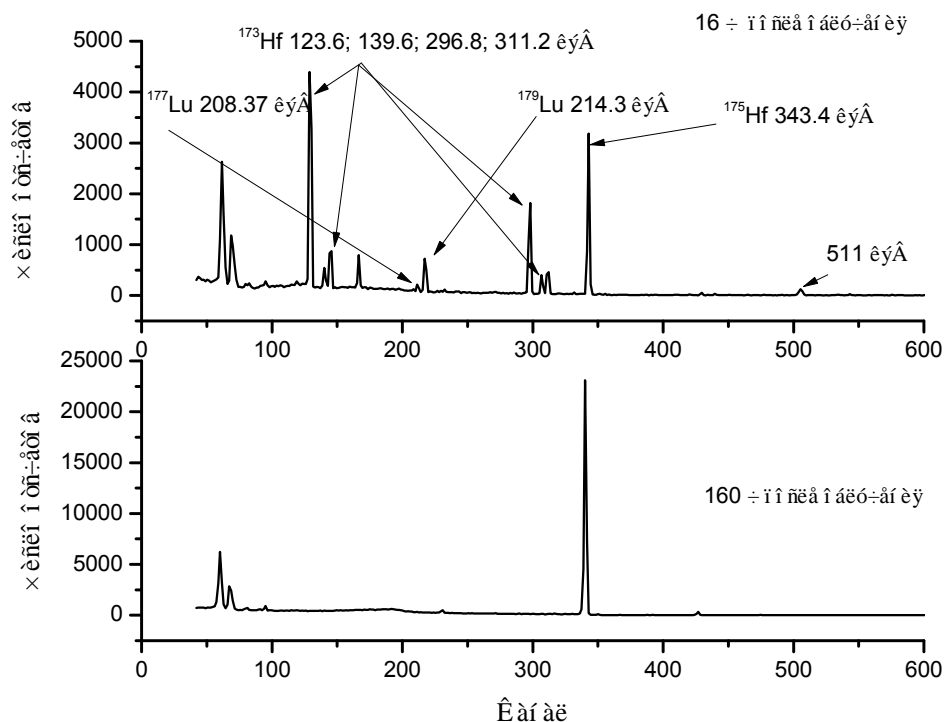


Рис. 10. γ спектр облучений мишени HfO_2 .

В работе [47] приведены экспериментальные и теоретические сечения реакций, вызванных протонами на мишенях Te и Hf при энергиях 108 и 195 MeV. Наибольшее сечение (~ 20 мбн) было получено для мишени Hf при энергии 195 MeV, но одновременно образуются изотопы ^{171}Lu и ^{172}Lu со сравнимыми с ^{177}Lu периодами полураспадов.

Конечно, производство ^{177}Lu на базе ускорителя не может обеспечить такие большие выходы, как в высокоточных реакторах.

В таблице 4 приведены распадные характеристики радиоактивных ядер ^{111}In , $^{117\text{m}}\text{Sn}$, $^{124\text{g}}\text{Sb}$, $^{177\text{g}}\text{Lu}$, их каналы образования и измеренные выходы. Выходы других радиоактивных ядер остатков из рассматриваемых мишеней приведены в таблице 2.

Таблица 4.

Распадные характеристики радиоактивных ядер ^{111}In , $^{117\text{m}}\text{Sn}$, $^{124\text{g}}\text{Sb}$, $^{177\text{g}}\text{Lu}$, их каналы образования и выходы.

| Ядро продукт | $T_{1/2}$ | Реакция | Порог реакции + кулоновский | E_γ (кэВ), Интенсивность | Выход мбн |
|--------------|-----------|---------|-----------------------------|------------------------------------|-----------|
|--------------|-----------|---------|-----------------------------|------------------------------------|-----------|

| | | | барьер МэВ | (%) | |
|---------------------------|--------|---|--------------------------------------|-------------------------------|-----------------|
| ^{111}In | 2.81 д | $^{112}\text{Sn}(\gamma, n) ^{111}\text{Sn}$ ↓ $^{112}\text{Sn}(\gamma, p) ^{111}\text{In}$ | 10.79 7.55 + 11.3 | 171.28, 90% 245.395, 94% | 152 ± 15 |
| $^{117\text{m}}\text{Sn}$ | 13.6 д | $^{118}\text{Sn}(\gamma, n) ^{117\text{m}}\text{Sn}$ | 9.33 | 158.56, 86.4% | 17.5 ± 1.7 |
| $^{124\text{g}}\text{Sb}$ | 60.2 д | $^{125}\text{Te}(\gamma, p) ^{124}\text{Sb}$ $^{126}\text{Te}(\gamma, pn) ^{124}\text{Sb}$ | 8.69 + 11.3 17.8 + 11.3 | 602.729, 98.26% | 0.71 ± 0.03 |
| $^{177\text{g}}\text{Lu}$ | 6.73 д | $^{178}\text{Hf}(\gamma, p) ^{177}\text{Lu}$ $^{179}\text{Hf}(\gamma, pn) ^{177}\text{Lu}$ $^{180}\text{Hf}(\gamma, p2n) ^{177}\text{Lu}$ | 7.34 + 14 13.44 + 14 20.7 + 14 | 112.95, 6.4% 208.37, 11.0% | 0.61 ± 0.06 |

Исходя из вышесказанного, можно сделать вывод, что выход ^{111}In (152 ± 15 мбн) обеспечивает получение образцов высокой активности без носителя и не содержащих примесей долгоживущих изотопов индия. Выход радионуклида $^{117\text{m}}\text{Sn}$ (17.5 ± 1.7 мбн) также может обеспечить терапевтические количества этого радиоизотопа без долгоживущих радиоактивных примесей.

Малые значения выходов ^{124}Sb и $^{177\text{g}}\text{Lu}$ (0.71 ± 0.03 мбн и 0.61 ± 0.06 мбн, соответственно) из натуральных мишеней Te и HfO₂ и образование большого количества побочных долгоживущих радиоизотопов делают фотоядерное производство этих изотопов нецелесообразным. Фотопроизводство этих радиоизотопов нецелесообразно даже при использовании обогащенных мишеней.

ГЛАВА 4.

§1. ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ В (p, n); ($d, 2n$) И ($\alpha, p3n$) РЕАКЦИЯХ

В ходе ядерных реакций атомные ядра претерпевают превращения в результате их взаимодействия с элементарными частицами, γ квантами или с другими атомными ядрами. Изучение ядерных реакции с различными бомбардирующими частицами является основным источником сведений о свойствах возбужденных состояний ядер. Исследование таких реакций позволяет определить ряд параметров отдельных уровней: спин, четность, электрические и магнитные моменты, а также судить о плотности и структуре энергетических уровней и о механизмах ядерных реакций.

В данном параграфе анализируются ИО ядер продуктов, образованных в (p, n), ($d, 2n$) и ($\alpha, p3n$) реакциях. Обсуждается зависимость значений изомерных отношений от типа и энергии налетающей частицы, спина мишени и ядра-продукта, отношения $R_{(d,2n)}/R_{(p,n)}$, $R_{(\alpha,p3n)}/R_{(p,n)}$.

С помощью программного пакета TALYS 1.4 были рассчитаны изомерные отношения для ядер-продуктов от $^{44m,g}\text{Sc}$ до $^{127m,g}\text{Xe}$ (см. таб. 5) в реакциях с одинаковыми массовыми числами мишеней и ядер-продуктов при энергиях от порога до 50 МэВ (с шагом $\Delta E = 1$ МэВ). Выбор реакции с одинаковыми массовыми числами мишеней и ядер-продуктов позволяют нам получить зависимость значений ИО от типа бомбардирующих частиц и механизма реакции. В расчетах ИО определялось

как отношение сечения образования ядра в высокоспиновом состоянии к сечению в состоянии с меньшим спином $R = \sigma_h / \sigma_1$. Существует множество работ, в которых показано, что расчеты, выполненные при помощи программного пакета TALYS, хорошо согласуются с экспериментом [22, 44, 46, 48, 49].

В таблице 5 приведены характеристики (спин, четность и период полураспада) 46 мишеней, ядер-продуктов изомерного и основного состояния, исследуемых в данной главе и их каналы образования.

Таблица 5.
Характеристики мишеней и ядер-продуктов
(спин-четность и период полураспада) и их каналы образования.

| Мишень | I^p | Ядро-продукт | I^p | $T_{1/2}$ | E_γ (кэВ) | Интенсивность (%) |
|-------------------|-------|--------------------|-------|-----------|--|--|
| ^{86}Sr | 0^+ | $^{86m}\gamma$ | 8^+ | 48 м | 1076.64 1153.01 627.21 | 0.69 0.69 0.69 |
| | | $^{86g}\gamma$ | 4^- | 14.74 ч | 1076.64 1854.38 1153.01 627.72 443.14 1920.72 703.34 | 82 17.2 30.5 32.6 16.9 20.8 15.4 |
| ^{116}Sn | 0^+ | ^{116m}Sb | 8^- | 60.3 м | 1293.54 931.8 2225.33 | 85 24.7 14.2 |
| | | ^{116g}Sb | 3^+ | 15.8 м | 1293.54 931.8 2225.33 | 85 24.7 14.2 |
| ^{118}Sn | 0^+ | ^{118m}Sb | 8^- | 5.00 ч | 1229.68 1050.69 41.0 253.68 | 100 97 30 99 |
| | | ^{118g}Sb | 1^+ | 3.6 м | 1229.68 | 2.5 |
| ^{120}Sn | 0^+ | ^{120m}Sb | 8^- | 5.76 д | 1171.3 1023.1 89.9 | 100 99.4 79.5 |

| | | | | | | |
|-------------------|-------|--------------------|-------|---------|--------------------|---------------|
| | | | | | 197.3 | 87 |
| | | ^{120g}Sb | 1^+ | 15.89 м | 1171.3 | 1.7 |
| ^{122}Sn | 0^+ | ^{122m}Sb | 8^- | 4.21 м | 61.413 76.06 | 53.65 18.5 |
| | | ^{122g}Sb | 2^- | 2.7 д | 564.119 692.794 | 69 3.78 |

Таблица 5 (продолжение).

| | | | | | | |
|-------------------|-------|--------------------|-------|---------------------------|--|--|
| ^{124}Sn | 0^+ | ^{124m}Sb | 8^- | 20.2 м | 602.73 498.3 | 25 25 |
| | | ^{124g}Sb | 3^- | 60.2 д | 602.729 1690.98 | 97.8 47.3 |
| ^{92}Zr | 0^+ | ^{92m}Nb | 7^+ | $3.47 \cdot 10^{17}$ г | 934.46 561.03 | 100 100 |
| | | ^{92g}Nb | 2^+ | 10.15 д | 934.46 | 99 |
| ^{94}Mo | 0^+ | ^{94m}Tc | 7^+ | 293 м | 871.082 702.626 849.74 | 100 99.6 95.7 |
| | | ^{94g}Tc | 2^+ | 52 м | 871.082 | 94 |
| ^{96}Mo | 0^+ | ^{96m}Tc | 7^+ | 4.28 д | 778.224 849.929 812.581 1126.965 | 100 98 82 15.2 |
| | | ^{96g}Tc | 4^+ | 51.5 м | 778.224 | 1.9 |
| ^{108}Cd | 0^+ | ^{108m}In | 7^+ | 58 м | 632.96 875.46 1.32.85 325.6 1056.7 242.84 1299.3 | 100 100 35 13.7 29 41 15.1 |
| | | ^{108g}In | 2^+ | 39.6 м | 632.96 1986.8 | 76 12.4 |
| ^{110}Cd | 0^+ | ^{110m}In | 7^+ | 4.9 ч | 657.762 884.685 937.493 | 98.3 92.9 68.4 |
| | | ^{110g}In | 2^+ | 69.1 м | 657.762 | 98 |
| ^{44}Ca | 0^+ | ^{44m}Sc | 6^+ | 58.6 ч | 271.13 | 86.746 |
| | | ^{44g}Sc | 2^+ | 3.927 ч | 1157.031 | 99.9 |
| ^{52}Cr | 0^+ | ^{52m}Mn | 6^+ | 5.591 д | 1434.068 935.538 744.233 | 100 94.9 90.6 |
| | | ^{52g}Mn | 2^+ | 21.1 м | 1434.068 | 98.3 |

| | | | | | | |
|------------------|-------|--------------------------|-------|---------|-------------------------|----------------------------|
| ^{84}Kr | 0^+ | $^{84\text{m}}\text{Rb}$ | 6^- | 20.26 м | 60.2 29.498 36.12 | 248.02 215.61 463.62 |
| | | $^{84\text{g}}\text{Rb}$ | 2^- | 32.77 д | 881.61 | 69 |

Таблица 5 (продолжение).

| | | | | | | |
|-------------------|-------|---------------------------|-------|---------------------|--|--|
| ^{86}Kr | 0^+ | $^{86\text{m}}\text{Rb}$ | 6^- | 1.017 м | 555.3 | 98.17 |
| | | $^{86\text{g}}\text{Rb}$ | 2^- | 18.63 д | 1076.64 | 9 |
| ^{94}Zr | 0^+ | $^{94\text{m}}\text{Nb}$ | 6^+ | $2.03 \cdot 10^4$ г | 871.082 702.626 | 100 97.9 |
| | | $^{94\text{g}}\text{Nb}$ | 3^+ | 6.263 м | 871.082 | 0.50 |
| ^{102}Ru | 0^+ | $^{102\text{m}}\text{Rh}$ | 6^+ | 2.9 г | 475.07 631.28 1046.58 766.84 697.49 1112.84 | 95 55.9 33.9 33.9 43.9 19 |
| | | $^{102\text{g}}\text{Rh}$ | 2^- | 207 д | 475.07 | 47 |
| ^{106}Pd | 0^+ | $^{106\text{m}}\text{Ag}$ | 6^+ | 8.28 д | 511.842 616.174 717.24 429.64 1045.83 748.44 450.97 824.79 1527.65 | 88 21.6 28.9 13.2 29.6 20.6 28.2 15.3 16.3 |
| | | $^{106\text{g}}\text{Ag}$ | 1^+ | 23.96 м | 511.842 | 17 |
| ^{108}Pd | 0^+ | $^{108\text{m}}\text{Ag}$ | 6^+ | 418 г | 433.937 614.281 722.938 | 90 89.8 90.8 |
| | | $^{108\text{g}}\text{Ag}$ | 1^+ | 2.37 м | 632.96 | 1.76 |
| ^{110}Pd | 0^+ | $^{110\text{m}}\text{Ag}$ | 6^+ | 249.8 д | 657.7622 884.685 937.493 706.682 763.944 1384.3 | 94 72.2 34.13 16.33 22.14 24.12 |
| | | $^{110\text{g}}\text{Ag}$ | 1^+ | 24.6 с | 657.76 | 4.5 |
| ^{58}Fe | 0^+ | $^{58\text{m}}\text{Co}$ | 5^+ | 9.15 ч | 810.764 | 99 |
| | | $^{58\text{g}}\text{Co}$ | 2^+ | 70.82 д | 24.889 | 0.0369 |
| ^{80}Se | 0^+ | $^{80\text{m}}\text{Br}$ | 5^- | 4.42 ч | 37.052 | 39.1 |

Таблица 5 (продолжение).

| | | | | | | |
|-------------------|--------|--------------------|---------|---------|---------|-------|
| ^{80}Se | 0^+ | ^{80g}Br | 1^+ | 17.68 м | 616.6 | 7 |
| ^{82}Se | 0^+ | ^{82m}Br | 5^- | 35.3 ч | 776.517 | 83.5 |
| | | | | | 698.374 | 28.49 |
| 1474.88 | 16.32 | | | | | |
| 1044.002 | 27.23 | | | | | |
| 619.106 | 43.4 | | | | | |
| 1317.473 | 26.48 | | | | | |
| ^{82g}Br | 2^- | 6.13 м | 45.949 | 0.237 | | |
| | | | 776.517 | 0.26 | | |
| ^{82}Kr | 0^+ | ^{82m}Rb | 5^- | 6.472 ч | 776.517 | 84 |
| | | | | | 698.374 | 26.3 |
| 1474.88 | 15.53 | | | | | |
| 1044.002 | 32.068 | | | | | |
| 619.106 | 37.975 | | | | | |
| 1317.473 | 23.7 | | | | | |
| ^{82g}Rb | 1^+ | 1.27 м | 776.517 | 13 | | |
| ^{100}Ru | 0^+ | ^{100m}Rh | 5^+ | 4.6 м | 32.7 | 8 |
| | | | | | 74.78 | 6.4 |
| | | ^{100g}Rh | 1^- | 20.8 ч | 539.59 | 78.4 |
| | | | | | 822.6 | 20.1 |
| | | | | | 1362.0 | 15.1 |
| | | | | | 1107.1 | 13.2 |
| | | | | | 1929.7 | 12.2 |
| | | 2376.1 | 35.3 | | | |
| ^{104}Ru | 0^+ | ^{104m}Rh | 5^+ | 4.34 м | 555.796 | 0.13 |
| | | | | | 51.422 | 48.2 |
| | | ^{104g}Rh | 1^+ | 42.3 с | 555.796 | 2 |
| ^{102}Pd | 0^+ | ^{102m}Ag | 5^+ | 12.9 м | 556.52 | 91 |
| | | | | | 719.4 | 58 |
| 1581.54 | 13.7 | | | | | |
| 1744.99 | 17.3 | | | | | |
| | | 1257.1 | 12.7 | | | |
| | | ^{102g}Ag | 2^+ | 7.7 м | 556.52 | 48 |
| | | | | | 1834.7 | 9.8 |
| ^{104}Pd | 0^+ | ^{104m}Ag | 5^+ | 69.2 м | 555.796 | 92.6 |
| | | | | | 767.72 | 65.7 |
| | | | | | 926.2 | 12.5 |
| | | | | | 941.7 | 25 |

Таблица 5 (продолжение).

| | | | | | | |
|-------------------|-------|--------------------|-------|--------|---------|----|
| ^{104}Pd | 0^+ | ^{104g}Ag | 2^+ | 33.5 м | 555.796 | 91 |
|-------------------|-------|--------------------|-------|--------|---------|----|

| | | | | | | |
|-------------------|---------|---------------------------|----------|---------------------|---------------------------------------|------------------------------|
| ^{116}Cd | 0^+ | $^{116\text{m}}\text{In}$ | 5^+ | 54.41 м | 1293.54 2112.1 1097.3 416.86 | 84.4 15.5 56.2 28.9 |
| | | $^{116\text{g}}\text{In}$ | 1^+ | 14.10 с | 162.39 | 100 |
| ^{114}Cd | 0^+ | $^{114\text{m}}\text{In}$ | 5^+ | 49.51 д | 558.454 725.298 190.29 | 4.4 4.4 15.44 |
| | | $^{114\text{g}}\text{In}$ | 1^+ | 71.9 с | 1299.9 | 0.14 |
| ^{112}Cd | 0^+ | $^{112\text{m}}\text{In}$ | 4^+ | 20.56 м | 156.56 | 13.2 |
| | | $^{112\text{g}}\text{In}$ | 1^+ | 14.97 м | 617.27 | 4.6 |
| ^{121}Sb | $5/2^+$ | $^{121\text{m}}\text{Te}$ | $11/2^-$ | 154 д | 212.189 | 81.4 |
| | | $^{121\text{g}}\text{Te}$ | $1/2^+$ | 16.78 д | 507.591 573.139 | 17.7 80.3 |
| ^{123}Sb | $7/2^+$ | $^{123\text{m}}\text{Te}$ | $11/2^-$ | 119.7 д | 158.97 | 84 |
| | | $^{123\text{g}}\text{Te}$ | $1/2^+$ | $1 \cdot 10^{13}$ г | - | - |
| ^{77}Se | $1/2^-$ | $^{77\text{m}}\text{Br}$ | $9/2^+$ | 4.28 м | 105.87 | 13.6 |
| | | $^{77\text{g}}\text{Br}$ | $3/2^-$ | 57.04 ч | 238.996 520.639 | 23 22.4 |
| ^{85}Rb | $5/2^-$ | $^{85\text{m}}\text{Sr}$ | $9/2^+$ | 64.84 д | 514.007 | 96 |
| | | $^{85\text{g}}\text{Sr}$ | $1/2^-$ | 67.63 с | 151.159 | 12.9 |
| ^{87}Sr | $9/2^+$ | $^{87\text{m}}\text{Y}$ | $9/2^+$ | 13.37 ч | 380.79 | 78.05 |
| | | $^{87\text{g}}\text{Y}$ | $1/2^-$ | 79.8 ч | 388.531 484.805 | 82 89.7 |
| ^{89}Y | $1/2^-$ | $^{89\text{m}}\text{Zr}$ | $9/2^+$ | 78.41 ч | 908.96 | 100 |
| | | $^{89\text{g}}\text{Zr}$ | $1/2^-$ | 4.18 м | 587.83 | 89.5 |
| ^{91}Zr | $5/2^+$ | $^{91\text{m}}\text{Nb}$ | $9/2^+$ | 680 г | - | - |
| | | ^{91}Nb | $1/2^-$ | 60.86 д | 1204.77 | 2.9 |
| ^{95}Mo | $5/2^+$ | $^{95\text{m}}\text{Tc}$ | $9/2^+$ | 20.0 ч | 765.794 | 93.82 |

Таблица 5 (продолжение).

| | | | | | | |
|------------------|---------|--------------------------|---------|------|-------------------------------|-------------------------|
| ^{95}Mo | $5/2^+$ | $^{95\text{g}}\text{Tc}$ | $1/2^-$ | 61 д | 204.117 582.082 835.149 | 63.25 29.96 26.63 |
|------------------|---------|--------------------------|---------|------|-------------------------------|-------------------------|

| | | | | | | |
|-------------------|---------|--------------------|---------|--------------------|------------------------------|--------------------|
| ^{97}Mo | $5/2^+$ | ^{97m}Tc | $9/2^+$ | $2.6 \cdot 10^6$ г | - | - |
| | | ^{97g}Tc | $1/2^-$ | 90.1 д | 96.5 | 0.314 |
| ^{99}Ru | $5/2^+$ | ^{99m}Rh | $9/2^+$ | 4.7 ч | 340.71 617.8 | 70 12 |
| | | ^{99g}Rh | $1/2^-$ | 16.1 д | 89.65 528.24 | 29 33 |
| ^{101}Ru | $5/2^+$ | ^{101m}Rh | $9/2^+$ | 4.34 д | 306.85 | 87 |
| | | ^{101g}Rh | $1/2^-$ | 3.3 г | 127.23 324.8 | 73 13.4 |
| ^{111}Cd | $1/2^+$ | ^{111m}In | $9/2^+$ | 2.805 д | 245.422 171.28 | 94 90 |
| | | ^{111g}In | $1/2^-$ | 7.7 м | 537.22 | 87.5 |
| ^{127}I | $5/2^+$ | ^{127m}Xe | $9/2^-$ | 69.2 с | 124.7 172.4 | 69 37.95 |
| | | ^{127g}Xe | $1/2^+$ | 36.4 д | 202.86 172.132 374.991 | 68 25.5 17.2 |
| ^{105}Pd | $5/2^+$ | ^{105m}Ag | $7/2^+$ | 7.23 м | 25.48 | 99.66 |
| | | ^{105g}Ag | $1/2^-$ | 41.29 д | 280.41 344.520 644.55 | 30.2 41 11.1 |
| ^{113}In | $9/2^+$ | ^{113m}Sn | $7/2^+$ | 21.4 м | 77.38 | 0.501 |
| | | ^{113g}Sn | $1/2^+$ | 115.09 д | 391.690 | 64 |

В таблице 6 приведены значения ИО для 46 ядер-продуктов, полученных в (p, n), ($d, 2n$) и ($\alpha, p3n$) реакциях. В таблице приведены также отношения $R_{(d,2n)}/R_{(p,n)}$, $R_{(\alpha,p3n)}/R_{(p,n)}$. ИО рассчитывались при тех значениях энергии, когда сечение образования изомерного состояния изучаемого ядра-продукта имеет максимальное значение, то есть на максимумах функций возбуждения. Из таблицы видно, что ИО в ($d, 2n$) и ($\alpha, p3n$) реакциях во всех случаях больше, чем в (p, n) реакциях. При сравнении значений ИО в ($\alpha, p3n$) и ($d, 2n$) реакциях видно, что в основном ИО в ($\alpha, p3n$) больше, чем в ($d, 2n$) реакциях, но есть некоторые исключения (таб. 6). В случае мишеней ^{102}Ru , ^{100}Ru , ^{108}Pd , ^{80}Se , ^{123}Sb , ^{91}Zr и ядер продуктов ^{102}Rh , ^{100}Rh , ^{108}Ag , ^{80}Br , ^{123}Te , ^{91}Nb соответственно значения ИО в ($\alpha, p3n$) реакциях меньше, чем в ($d, 2n$) реакциях.

Из сравнения таблиц 5 и 6 видно, что отношения $R_{(d,2n)}/R_{(p,n)}$, $R_{(\alpha,p3n)}/R_{(p,n)}$ зависят от спина изомерного состояния и типа налетающих частиц. На рис. 11 – 14

по оси ординат отложены значения $R_{(p,n)}/R_{(p,n)}$, $R_{(d,2n)}/R_{(p,n)}$ и $R_{(\alpha,p3n)}/R_{(p,n)}$, а по оси абсцисс - значения массового числа падающих частиц для ядер-продуктов со спином 8^\pm (рис. 11), 7^+ (рис. 12), 6^\pm (рис. 12) и 5^\pm (рис. 14).

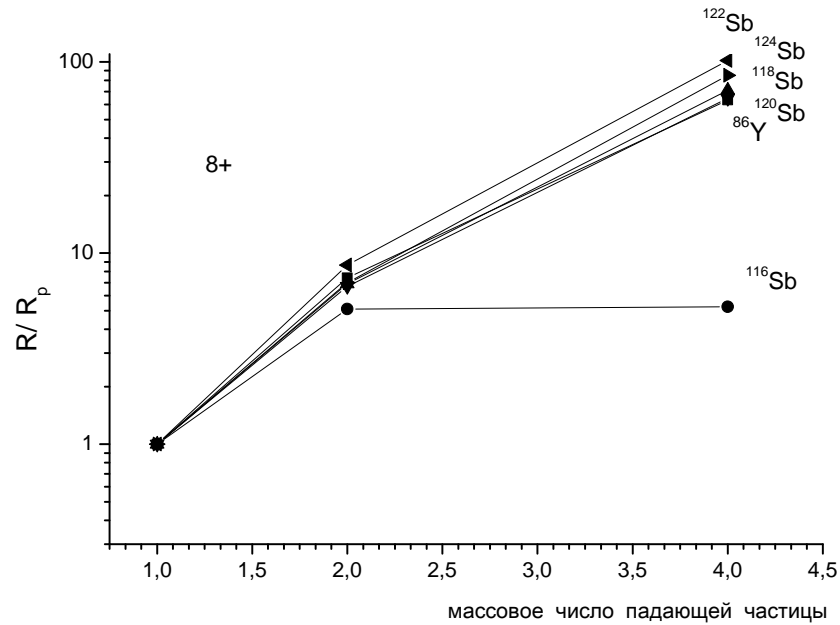


Рис. 11. Кривые зависимости нормированных значений R от массового числа падающих частиц для ядер продуктов со спином 8^\pm .

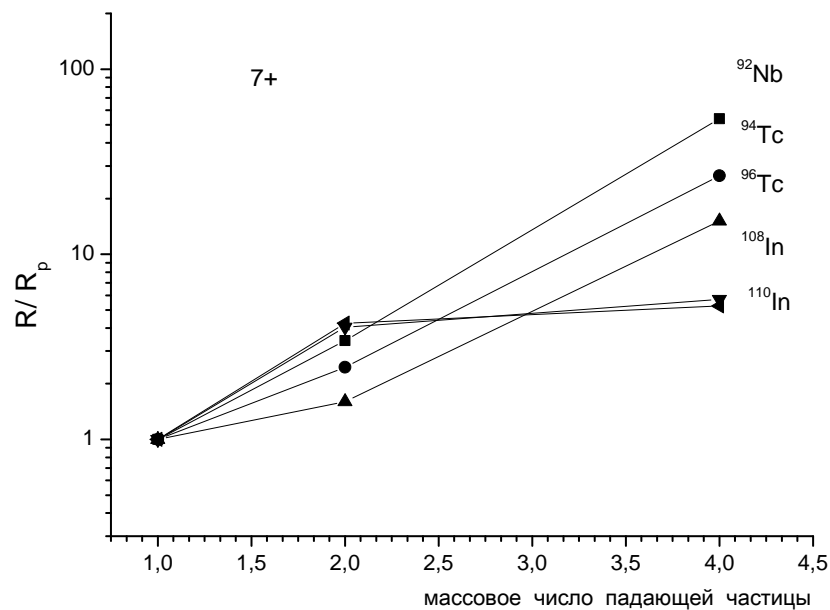


Рис. 12. Кривые зависимости нормированных значений R от массового числа падающих частиц для ядер продуктов со спином 7^+ .

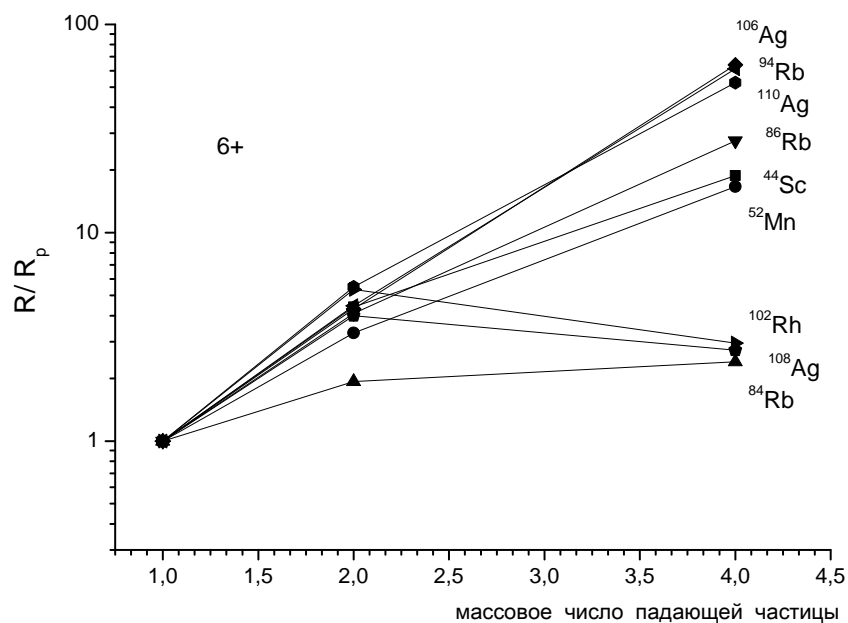


Рис. 13. Кривые зависимости нормированных значений R от массового числа падающих частиц для ядер продуктов со спином 6^\pm .

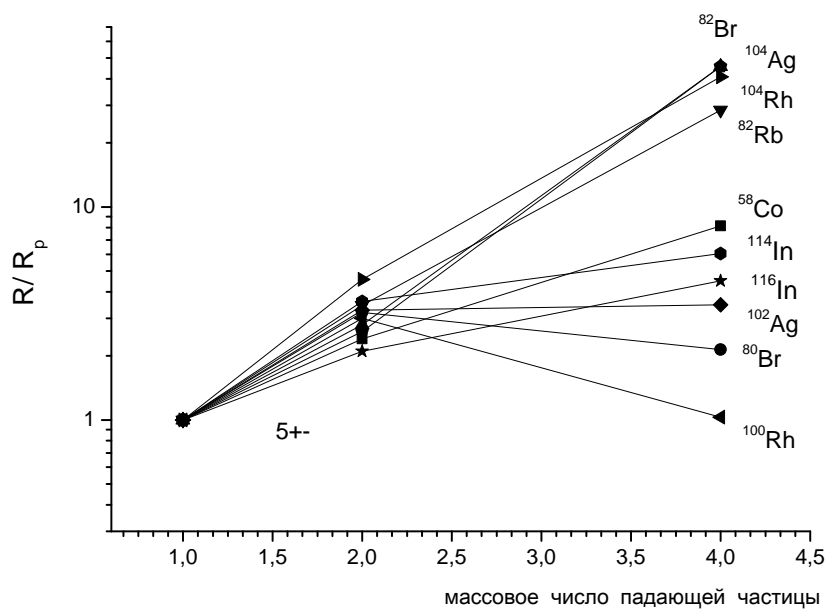


Рис. 14. Кривые зависимости нормированных значений R от массового числа падающих частиц для ядер продуктов со спином 5^\pm .

Из сравнения рисунков 11 - 14 следует:

- при увеличении массового числа налетающей частицы отношения R/R_p увеличивается $[R_{(\alpha,p3n)}/R_{(p,n)} > R_{(d,2n)}/R_{(p,n)}]$. Вероятно это связано с тем, что частица с большей массой при взаимодействии с мишенью вносит большой угловой момент. Однако есть отклонения для ядер продуктов ^{116}Sb (8^-); ^{108}In , ^{110}In (7^+); ^{102}Rh , ^{108}Ag , ^{84}Rb (6^\pm); ^{114}In , ^{102}Ag , ^{80}Br , ^{100}Rh (5^\pm). Во всех случаях значения ИО в $(d, 2n)$ реакциях больше, чем в (p, n) реакциях (таб. 6). Для ядер-продуктов ^{116}Sb , ^{108}In , ^{110}In , ^{84}Rb , ^{114}In и ^{102}Ag отношения $R_{(\alpha,p3n)}/R_{(p,n)} > R_{(d,2n)}/R_{(p,n)}$, только угол наклона кривых меньше, чем в других случаях. Для ядер-продуктов ^{102}Rh , ^{108}Ag , ^{80}Br и ^{100}Rh значения ИО в $(\alpha, p3n)$ реакциях меньше, чем в $(d, 2n)$ реакциях.
- наблюдается также зависимость от значения спина изомерного состояния ядра продукта. При этом с увеличением спина наклон кривых становятся более резким. Вероятнее всего, это связано с наличием ираст-состояний (высокоспиновых состояний), которые возникают благодаря коллективным движениям вращательного типа, характеризующиеся высоким спином (более подробную информацию см. в §4 данной главы).

Из таблицы 6 видно, что отношения $R_{(d,2n)}/R_{(p,n)}$ меняются в пределах от 1.1 до 8.7. Далее, ИО имеют большие значения (5.1 – 8.7) при больших значениях спина изомерного состояния (8^\pm) и уменьшаются с уменьшением последнего. Наконец, для магических и околomagических по числу нейтронов или протонов мишеней и ядер-продуктов ИО имеют небольшие значения (1.1–1.45).

Отношения $R_{(\alpha,p3n)}/R_{(p,n)}$ имеют значения в пределах от 1.03 до 101.7. Можно заметить, что в случае изомеров с большим спином (8^\pm) отношения $R_{(\alpha,p3n)}/R_{(p,n)}$ имеют наибольшие значения (59 – 101). Для меньших спинов (7^+ , 6^\pm , 5^\pm) значения ИО имеют меньшие значения.

Таблица 6.

Значения ИО (R), отношения $R_{(d,2n)}/R_{(p,n)}$, $R_{(\alpha,p3n)}/R_{(p,n)}$.

| Мишень | Ядро-продукт | <i>R</i> | | | $\frac{R(d, 2n)}{R(p, n)}$ | $\frac{R(a, p3n)}{R(p, n)}$ |
|-------------------------------|-------------------------------|-----------------|------------------|-------------------|----------------------------|-----------------------------|
| | | (<i>p, n</i>) | (<i>d, 2n</i>) | (<i>a, p3n</i>) | | |
| ${}^{86}_{38}\text{Sr}_{48}$ | ${}^{86}_{39}\text{Y}_{47}$ | 0.054 | 0.397 | 3.42 | 7.4 | 63.3 |
| ${}^{116}_{50}\text{Sn}_{66}$ | ${}^{116}_{51}\text{Sb}_{65}$ | 0.13 | 0.662 | 7.7 | 5.1 | 59.23 |
| ${}^{118}_{50}\text{Sn}_{68}$ | ${}^{118}_{51}\text{Sb}_{67}$ | 0.081 | 0.559 | 5.76 | 6.9 | 71.1 |
| ${}^{120}_{50}\text{Sn}_{70}$ | ${}^{120}_{51}\text{Sb}_{69}$ | 0.11 | 0.73 | 7.1 | 6.7 | 64.5 |
| ${}^{122}_{50}\text{Sn}_{72}$ | ${}^{122}_{51}\text{Sb}_{71}$ | 0.06 | 0.52 | 6.1 | 8.67 | 101.7 |
| ${}^{124}_{50}\text{Sn}_{74}$ | ${}^{124}_{51}\text{Sb}_{73}$ | 0.12 | 0.84 | 10.2 | 7 | 85 |
| ${}^{92}_{40}\text{Zr}_{52}$ | ${}^{92}_{41}\text{Nb}_{51}$ | 0.24 | 0.82 | 12.95 | 3.42 | 53.96 |
| ${}^{94}_{42}\text{Mo}_{52}$ | ${}^{94}_{43}\text{Tc}_{51}$ | 2 | 4.9 | 53.1 | 2.45 | 26.6 |

Таблица 6 (продолжение).

| | | | | | | |
|-------------------------------|-------------------------------|------|------|-------|------|-------|
| ${}^{96}_{42}\text{Mo}_{54}$ | ${}^{96}_{43}\text{Tc}_{53}$ | 1.35 | 2.11 | 20.44 | 1.6 | 15.14 |
| ${}^{108}_{48}\text{Cd}_{60}$ | ${}^{108}_{49}\text{In}_{59}$ | 0.23 | 0.93 | 1.31 | 4.04 | 5.7 |
| ${}^{110}_{48}\text{Cd}_{62}$ | ${}^{110}_{49}\text{In}_{61}$ | 0.12 | 0.51 | 0.63 | 4.25 | 5.25 |
| ${}^{44}_{20}\text{Ca}_{24}$ | ${}^{44}_{21}\text{Sc}_{23}$ | 0.09 | 0.4 | 1.69 | 4.4 | 18.8 |
| ${}^{52}_{24}\text{Cr}_{28}$ | ${}^{52}_{25}\text{Mn}_{27}$ | 0.36 | 1.2 | 6.1 | 3.3 | 16.94 |
| ${}^{84}_{36}\text{Kr}_{48}$ | ${}^{84}_{37}\text{Rb}_{47}$ | 0.15 | 0.29 | 0.36 | 1.93 | 2.4 |
| ${}^{86}_{36}\text{Kr}_{50}$ | ${}^{86}_{37}\text{Rb}_{49}$ | 0.25 | 1.03 | 6.9 | 4.1 | 27.6 |
| ${}^{94}_{40}\text{Zr}_{54}$ | ${}^{94}_{41}\text{Nb}_{53}$ | 0.13 | 0.58 | 7.96 | 4.46 | 61.23 |
| ${}^{102}_{44}\text{Ru}_{58}$ | ${}^{102}_{45}\text{Rh}_{57}$ | 0.2 | 1.07 | 0.59 | 5.35 | 2.95 |
| ${}^{106}_{46}\text{Pd}_{60}$ | ${}^{106}_{47}\text{Ag}_{59}$ | 0.34 | 1.48 | 21.72 | 4.3 | 63.9 |
| ${}^{108}_{46}\text{Pd}_{62}$ | ${}^{108}_{47}\text{Ag}_{61}$ | 0.22 | 0.99 | 0.6 | 4.5 | 2.73 |
| ${}^{110}_{46}\text{Pd}_{64}$ | ${}^{110}_{47}\text{Ag}_{63}$ | 0.16 | 0.89 | 8.4 | 5.5 | 52.5 |

| | | | | | | |
|-----------------------------|-----------------------------|-------|------|-------|------|-------|
| $^{58}_{26}\text{Fe}_{32}$ | $^{58}_{27}\text{Co}_{31}$ | 0.34 | 0.81 | 2.77 | 2.4 | 8.15 |
| $^{80}_{34}\text{Se}_{46}$ | $^{80}_{35}\text{Br}_{45}$ | 0.49 | 1.54 | 1.05 | 3.2 | 2.14 |
| $^{82}_{34}\text{Se}_{48}$ | $^{82}_{35}\text{Br}_{47}$ | 0.299 | 0.84 | 13.65 | 2.8 | 45.65 |
| $^{82}_{36}\text{Kr}_{46}$ | $^{82}_{37}\text{Rb}_{45}$ | 0.69 | 2.38 | 19.68 | 3.45 | 28.5 |
| $^{100}_{44}\text{Ru}_{56}$ | $^{100}_{45}\text{Rh}_{55}$ | 0.37 | 1.12 | 0.38 | 3 | 1.03 |
| $^{104}_{44}\text{Ru}_{60}$ | $^{104}_{45}\text{Rh}_{59}$ | 0.37 | 1.69 | 15.1 | 4.57 | 40.8 |
| $^{102}_{46}\text{Pd}_{56}$ | $^{102}_{47}\text{Ag}_{55}$ | 1.3 | 4.26 | 4.51 | 3.28 | 3.47 |
| $^{104}_{46}\text{Pd}_{58}$ | $^{104}_{47}\text{Ag}_{57}$ | 0.57 | 1.48 | 26.03 | 2.6 | 45.7 |
| $^{114}_{48}\text{Cd}_{66}$ | $^{114}_{49}\text{In}_{65}$ | 0.82 | 2.94 | 4.95 | 3.6 | 6.04 |
| $^{116}_{48}\text{Cd}_{68}$ | $^{116}_{49}\text{In}_{67}$ | 0.81 | 1.73 | 3.65 | 2.1 | 4.5 |

Таблица 6 (продолжение).

| | | | | | | |
|-----------------------------|-----------------------------|------|-------|-------|------|-------|
| $^{112}_{48}\text{Cd}_{64}$ | $^{112}_{49}\text{In}_{63}$ | 0.94 | 3.12 | 3.1 | 3.3 | 3.3 |
| $^{121}_{51}\text{Sb}_{70}$ | $^{121}_{52}\text{Te}_{69}$ | 1.32 | 2.82 | 18.18 | 2.1 | 13.8 |
| $^{123}_{51}\text{Sb}_{72}$ | $^{123}_{52}\text{Te}_{71}$ | 1.66 | 3.58 | 1.01 | 2.2 | 0.61 |
| $^{77}_{34}\text{Se}_{43}$ | $^{77}_{35}\text{Br}_{42}$ | 0.55 | 1.999 | 14.03 | 3.6 | 25.5 |
| $^{85}_{37}\text{Rb}_{48}$ | $^{85}_{38}\text{Sr}_{47}$ | 2.69 | 3.6 | 38.97 | 1.34 | 14.49 |
| $^{87}_{38}\text{Sr}_{49}$ | $^{87}_{39}\text{Y}_{48}$ | 4.69 | 5.47 | 25.76 | 1.2 | 5.49 |
| $^{89}_{39}\text{Y}_{50}$ | $^{89}_{40}\text{Zr}_{49}$ | 1.1 | 2.84 | 35.9 | 2.6 | 32.6 |
| $^{91}_{40}\text{Zr}_{51}$ | $^{91}_{41}\text{Nb}_{50}$ | 1.39 | 2.03 | 0.92 | 1.05 | 0.66 |
| $^{95}_{42}\text{Mo}_{53}$ | $^{95}_{43}\text{Tc}_{52}$ | 2.68 | 4.42 | 43.9 | 1.65 | 16.4 |
| $^{97}_{42}\text{Mo}_{55}$ | $^{97}_{43}\text{Tc}_{54}$ | 3.95 | 5.8 | 49.9 | 1.47 | 12.6 |
| $^{99}_{44}\text{Ru}_{55}$ | $^{99}_{45}\text{Rh}_{54}$ | 2.63 | 3.82 | 25.2 | 1.5 | 9.6 |
| $^{101}_{44}\text{Ru}_{57}$ | $^{101}_{45}\text{Rh}_{56}$ | 2 | 3.1 | 14.37 | 1.5 | 7.2 |

| | | | | | | |
|-----------------------------|-----------------------------|------|------|------|------|------|
| $^{111}_{48}\text{Cd}_{63}$ | $^{111}_{49}\text{In}_{62}$ | 1.91 | 4.05 | 46.1 | 2.12 | 24.1 |
| $^{127}_{53}\text{I}_{74}$ | $^{127}_{54}\text{Xe}_{73}$ | 1.04 | 2.5 | 15.6 | 2.4 | 15 |
| $^{105}_{46}\text{Pd}_{59}$ | $^{105}_{47}\text{Ag}_{58}$ | 3.92 | 6.3 | 42.6 | 1.6 | 10.9 |
| $^{113}_{49}\text{In}_{64}$ | $^{113}_{50}\text{Sn}_{63}$ | 18.9 | 20.1 | 92.2 | 1.1 | 4.9 |

§2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИО ЯДЕР ПРОДУКТОВ Sb, Ag, Rh, Tc, In ОБРАЗОВАННЫХ В (p, n) И $(d, 2n)$ РЕАКЦИЯХ

В данном параграфе обсуждается энергетическая зависимость изомерных отношений от массового числа продукта, типа налетающей частицы, разницы спинов изомерного и основного состояния продуктов.

Для сбора и обработки экспериментальных данных в настоящее время широко используется компьютерная техника. Ее применение позволяет увеличить скорость обработки исходной экспериментальной и расчетной информации, выявить закономерности. Одной из наиболее удачных программ, которая используется в данной работе, стала программа ORIGIN. Это пакет программ фирмы OriginLab

Corporation для численного анализа данных и научной графики. Программа ORIGIN позволяет систематизировать данные, их обрабатывать с использованием различных стандартных функций, а при необходимости – с использованием функций, создаваемых пользователями. Этот пакет дает нам возможность создать двумерные, трёхмерные научные графики. После создания изображения оно может быть отредактировано с помощью меню и диалогов: оси координат, метки, графические символы и т.д., сохранять отдельно график из проекта для использования в другой программе, позволяет размещать несколько графиков на одной странице. Можно экспортировать полученные графики и таблицы в ряд форматов, таких как PDF, EPS, WMF, TIFF, JPEG, GIF и др. необходимых для пользователя.

Рассмотрим энергетическую зависимость ИО для ядер продуктов с четными и нечетными массовыми числами при энергиях от порога до 50 МэВ (рис. 15 – 24).

ИО в области энергий налетающих протонов или дейтронов до 20 МэВ резко возрастают, затем рост замедляется, а начиная, с энергий 30 – 35 МэВ функция возбуждения ИО выходит на плато. Такую зависимость, вероятно, можно объяснить следующим образом: в области гигантского резонанса (до 20 МэВ) начальная частица взаимодействует с ядром в целом и передает ему большую энергию возбуждения. В этой области вероятности прямых и полупрямых реакций малы. Сечение образования состояния с высоким спином увеличивается с ростом энергии. При более высоких энергиях происходят полупрямые и прямые процессы, когда начальная частица взаимодействует с одним нуклоном ядра и выбивает его, передавая ему большую долю своей энергии. Остаточному ядру передается малое значение энергии возбуждения, и поэтому рост ИО постепенно прекращается.

Из рисунков 15 – 24 видно, что для всех четно-четных ядер продуктов при пороговой энергии значения ИО совпадают и близки к нулю. Четно-четное ядро мишень имеет спин (0^+), и в составное ядро вносит угловой момент только налетающая частица. Из рисунков 17 – 24 видно, что кривые зависимости для нечетных ядер продуктов (^{95}Tc ; ^{97}Tc ; $^{99m,g}\text{Rh}$; $^{101m,g}\text{Rh}$; $^{105m,g}\text{Ag}$; ^{111}In) лежат выше и для (p, n), и для ($d, 2n$) реакции. В этих случаях спин мишени суммируется со спином начальной частицы, и при пороговой энергии ИО имеют большие значения, чем в случае четных ядер. При этом энергетическая зависимость характеризуется пиком при энергии ~ 15 МэВ в (p, n) и ~ 18 МэВ в ($d, 2n$) реакциях, хотя в ($d, 2n$) реакции этот пик так четко не выражен.

На рис. 15 приведены кривые зависимости ИО от энергии налетающей частицы для $\text{Sn}(p, n)\text{Sb}$ реакции. В этом случае ядро-мишень (Sn) является магическим, а ядро продукт (Sb) – околомагическим по числу протонов. Самые большие значения ИО наблюдаются для наиболее нейтроноизбыточного ядра-продукта ^{124}Sb . Минимальные значения ИО имеет ядро продукт ^{116}Sb , т.е. наблюдается уменьшение значения ИО с уменьшением числа нейтронов в конечном ядре. Такая же зависимость наблюдается и в $\text{Sn}(d, 2n)\text{Sb}$ реакции (рис. 16).

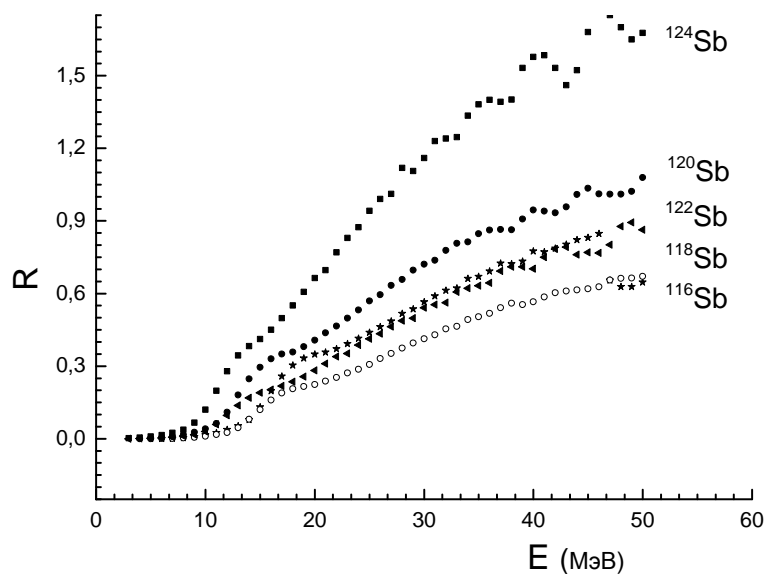


Рис. 15. Кривые зависимости ИО от энергии начальной частицы в $\text{Sn}(p, n)\text{Sb}$ реакциях.

На рис. 16 приведены кривые зависимости ИО ($R = \sigma_n/\sigma_i$) от энергии налетающей частицы для $\text{Sn}(d, 2n)\text{Sb}$ реакции. При сравнении рис. 15 и 16 видно что, вид кривых зависимости ИО от энергии налетающей частицы для $\text{Sn}(p, n)\text{Sb}$ и $\text{Sn}(d, 2n)\text{Sb}$ реакции одинаковый, учитывая, что ИО в $(d, 2n)$ реакциях во всех случаях больше, чем в (p, n) реакциях (таб. 6).

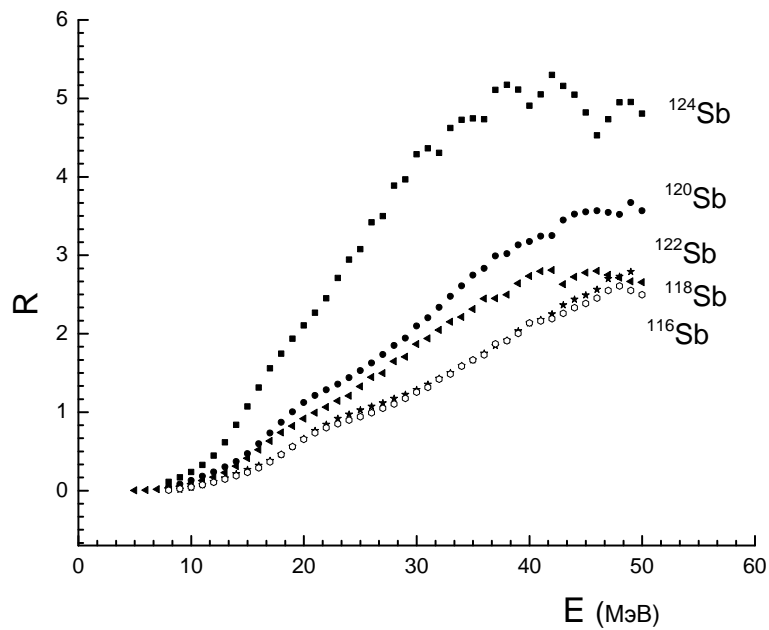


Рис. 16. Кривые зависимости ИО от энергии начальной частицы в $\text{Sn}(d, 2n)\text{Sb}$ реакциях.

На рис. 17 приведены кривые энергетической зависимости ИО для реакции $\text{Pd}(p, n)\text{Ag}$. В этом случае ни мишень, ни ядро-продукт не являются магическими или околomagическими. Наибольшие значения ИО имеет ядро ^{105}Ag , являющееся нечетным по массовому числу.

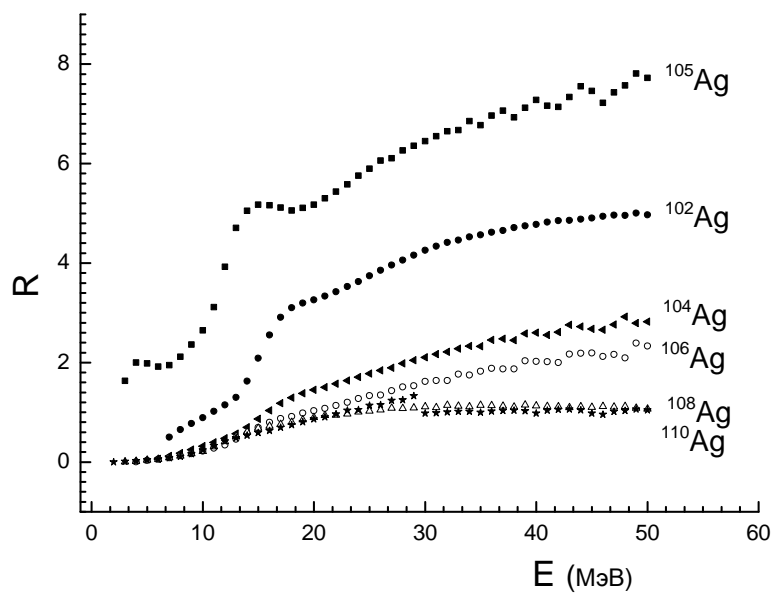


Рис. 17. Кривые зависимости ИО от энергии начальной частицы в $\text{Pd}(p, n)\text{Ag}$ реакциях.

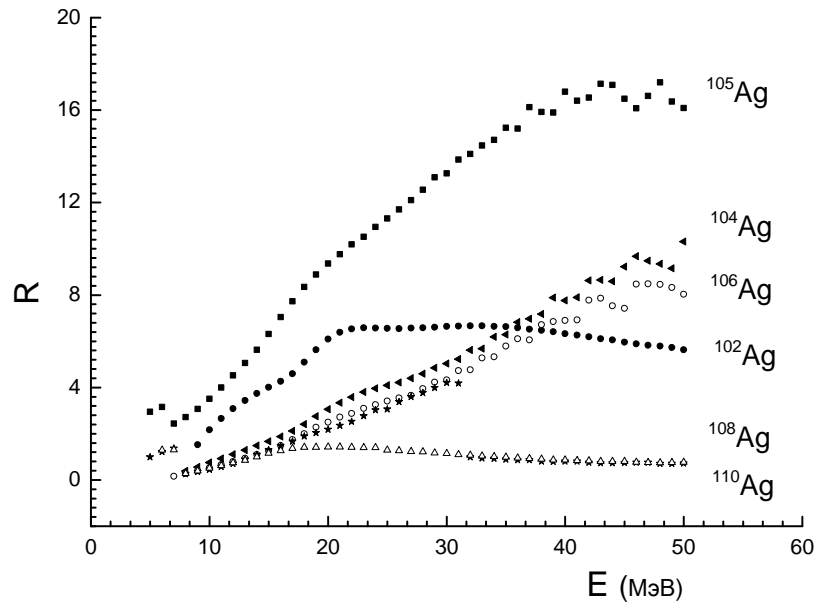


Рис. 18. Кривые зависимости ИО от энергии начальной частицы в $Pd(d, 2n)Ag$ реакциях.

Остальные продукты Ag являются четными по массовому числу, и для них наблюдается уменьшение ИО с ростом числа нейтронов. Та же самая картина энергетической зависимости ИО наблюдается и в случае $Pd(d, 2n)Ag$ реакции (рис. 18).

Энергетические зависимости ИО для реакции $Ru(p, n)Rh$ приведены на рис. 19. Для ядер продуктов ^{99}Rh ; ^{101}Rh с нечетным A кривые лежат выше, чем для ядер продуктов с четными A . Важно подчеркнуть, что для ядер продуктов ^{100}Rh ; ^{102}Rh ; ^{104}Rh ИО увеличиваются с ростом числа нейтронов. Аналогичная картина наблюдается и для $Ru(d, 2n)Rh$ реакции (см. рис. 20).

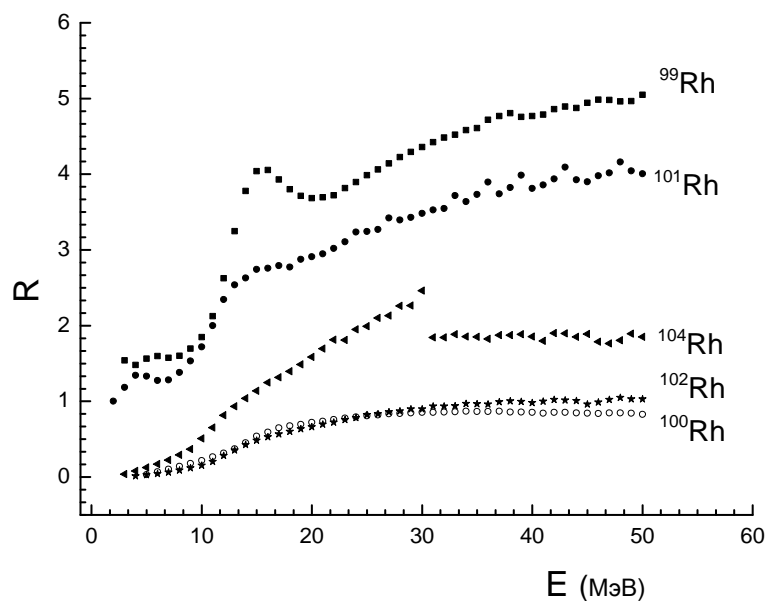


Рис. 19. Кривые зависимости ИО от энергии начальной частицы в $Ru(p, n)Rh$ реакциях.

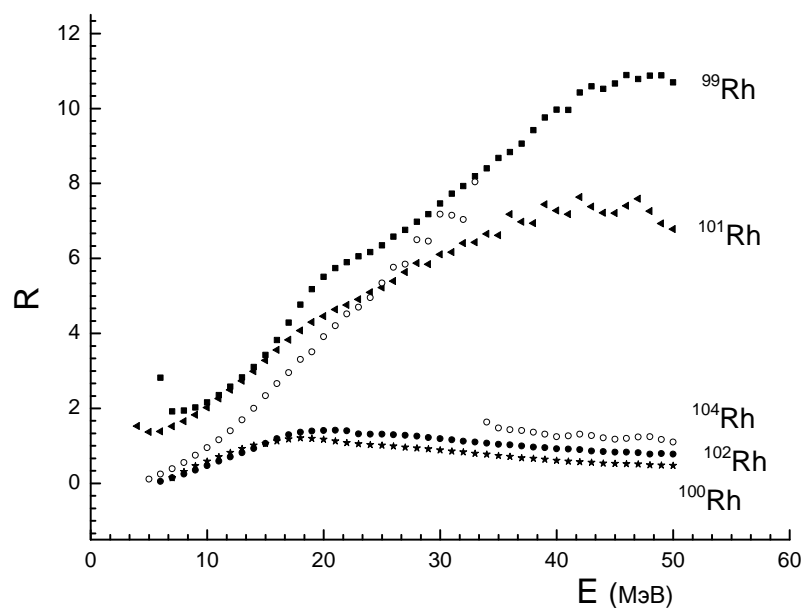


Рис. 20. Кривые зависимости ИО от энергии начальной частицы в $Ru(d, 2n)Rh$ реакциях.

На рис. 21 и 23 приведены зависимости ИО для $Mo(p, n)Tc$ и $Cd(p, n)In$ реакций. В обеих реакциях ИО имеют наибольшие значения для ядер-продуктов с нечетными значениями A .

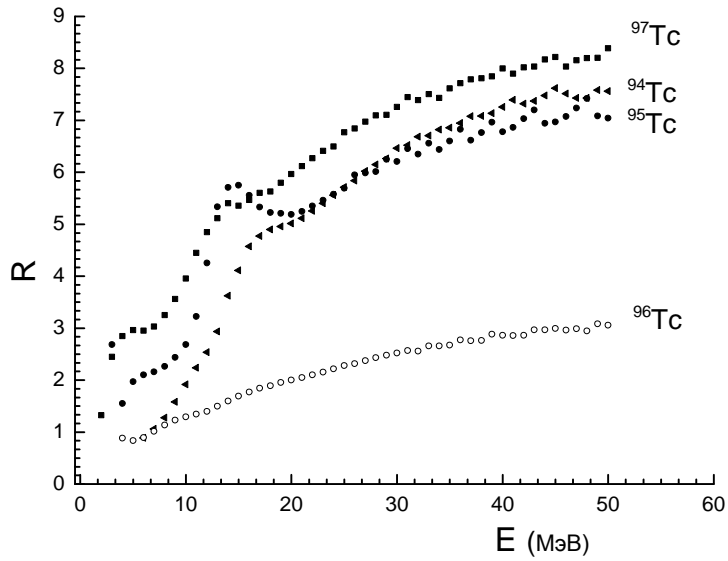


Рис. 21. Кривые зависимости ИО от энергии начальной частицы в $\text{Mo}(p, n)\text{Tc}$ реакциях.

Для четных по A ядер продуктов такого увеличения не наблюдается. Аналогичная ситуация наблюдается для $\text{Mo}(d, 2n)\text{Tc}$ и $\text{Cd}(d, 2n)\text{In}$ реакций (рис. 22 и 24).

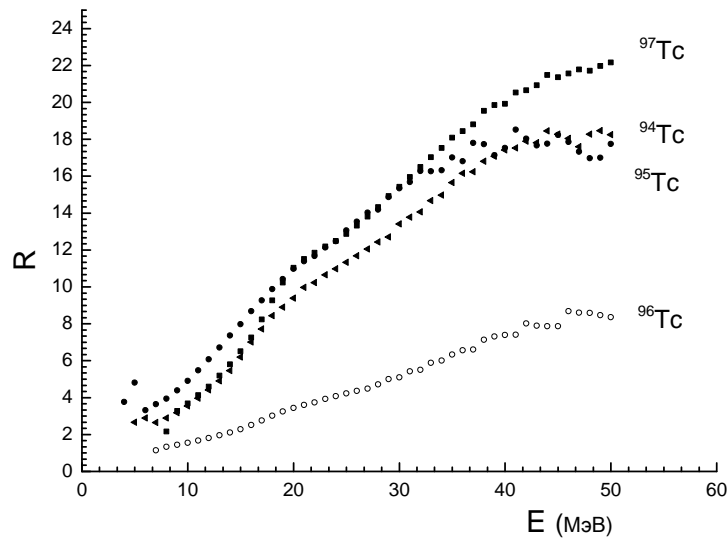


Рис. 22. Кривые зависимости ИО от энергии начальной частицы в $\text{Mo}(d, 2n)\text{Tc}$ реакциях.

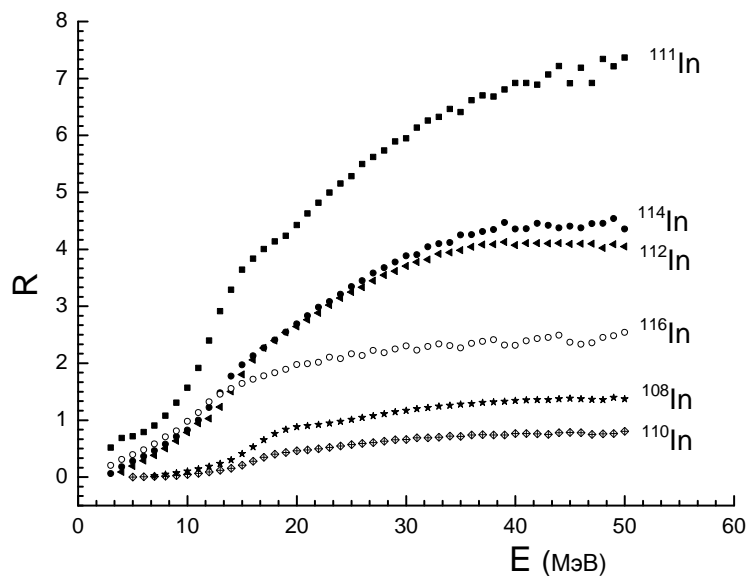


Рис. 23. Кривые зависимости ИО от энергии начальной частицы в $Cd(p, n)In$ реакциях.

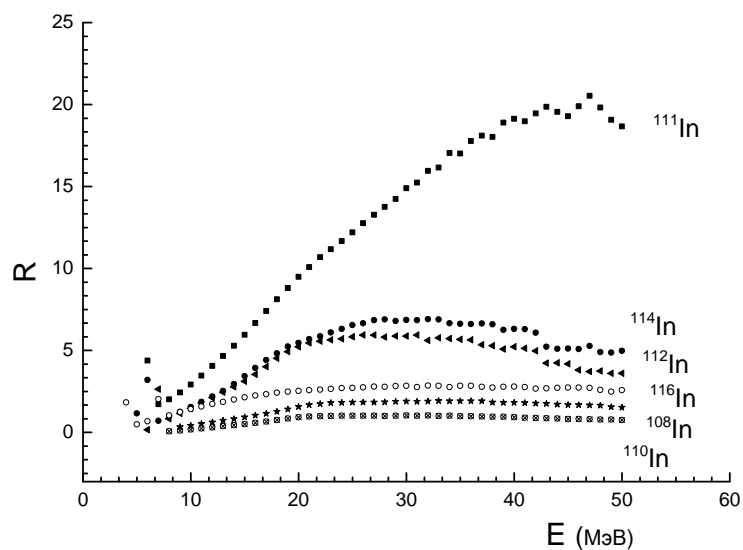


Рис. 24. Кривые зависимости ИО от энергии начальной частицы в $Cd(d, 2n)In$ реакциях.

На рис. 25, 26 приведены зависимости ИО для нечетных ядер от разницы спинов изомерного и основного состояния ядер-продуктов и мишени $\Delta = (I_m - I_g - I_{tag})$ при энергии 10 МэВ. С ростом Δ наблюдается уменьшение ИО и для (p, n) , и для $(d, 2n)$ реакций.

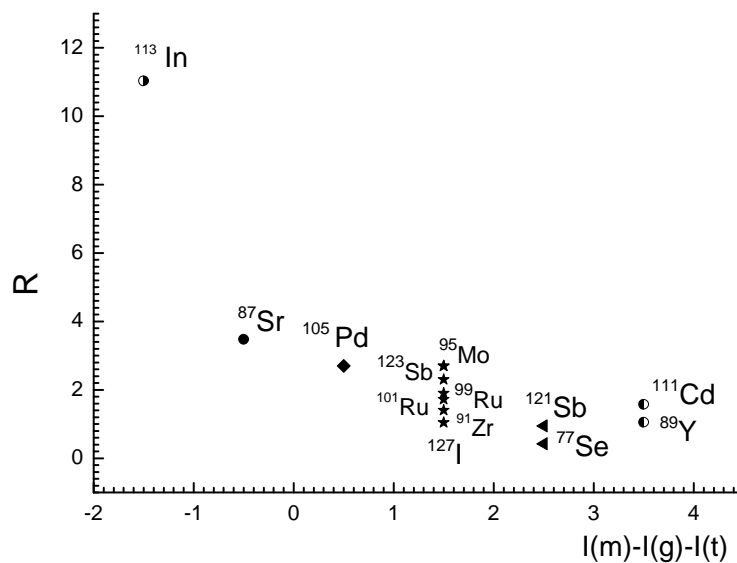


Рис. 25. Зависимость ИО от разницы спинов изомерного и основного состояния продуктов и мишени в (p, n) реакциях.

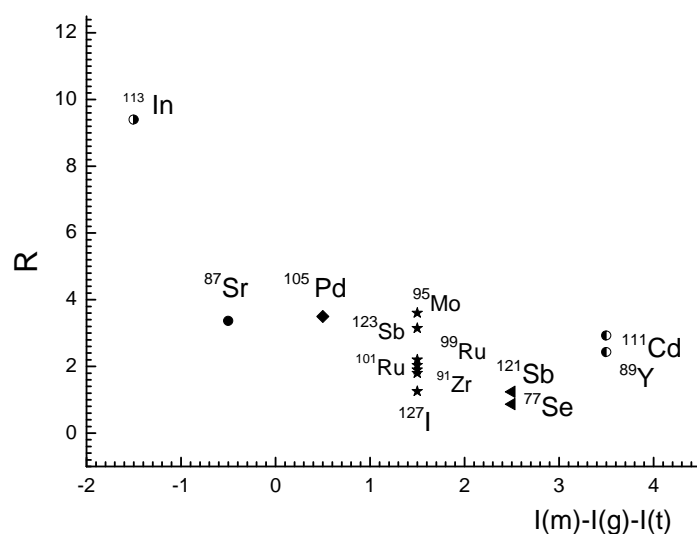


Рис. 26. Зависимость ИО от разницы спинов изомерного и основного состояния продуктов и мишени в $(d, 2n)$ реакциях.

§3. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Проведение экспериментов невозможно без предварительного тщательного планирования и проведения теоретических расчетов. Существующие модели позволяют проводить планирование экспериментов в различных энергетических

областях. В свою очередь, новые экспериментальные данные служат основой постоянных обновлений в модельных представлениях. В данном параграфе рассчитанные с помощью программного пакета TALYS 1.4 изомерные отношения для 46 ядер-продуктов от $^{44m,g}\text{Sc}$ до $^{127m,g}\text{Xe}$ (таб. 5) сопоставляются с экспериментальными данными, взятыми из работ [50 - 71]. Сравнение полученных данных с экспериментальными данными позволили выделить те случаи, когда наблюдается значительное расхождение в теоретических предсказаниях и экспериментальных данных.

В расчетах ИО определялось как отношение сечения образования ядра в высокоспиновом состоянии к сечению в основном состоянии с меньшим спином

$$R = \frac{\sigma_h}{\sigma_1} . \text{ В некоторых работах (например, [64]) ИО определялось как } R = \frac{\sigma_h}{\sigma_h + \sigma_1} .$$

При сравнении с экспериментом теоретические ИО приводились к такому же виду.

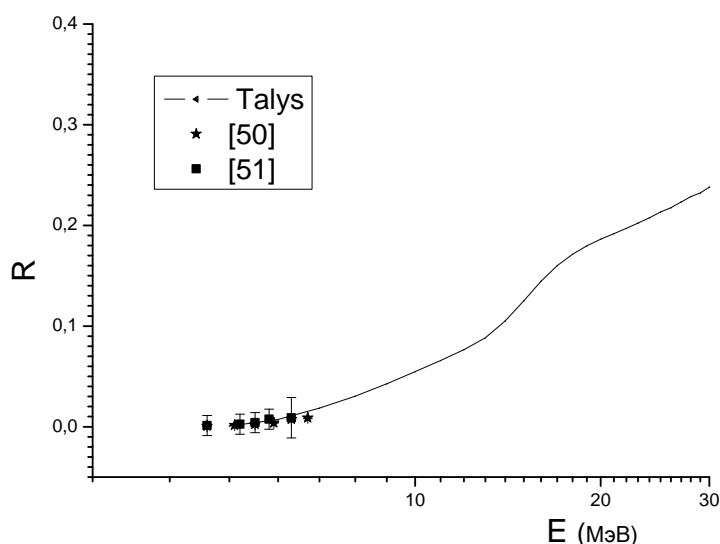


Рис. 27. Энергетическая зависимость ИО в $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$ реакции.

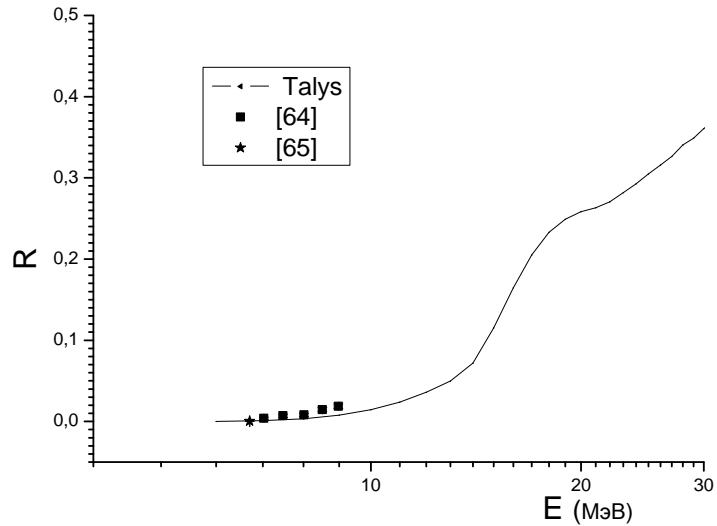


Рис. 28. Энергетическая зависимость ИО в $^{116}\text{Sn}(p, n)^{116}\text{Sb}$ реакции.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных ИО показало, что при низких энергиях (до 10 МэВ) расчетные ИО достаточно хорошо согласуются с имеющимися в литературе экспериментальными данными (рис. 27, 28).

С увеличением энергии (до 18 МэВ) совпадение можно считать хорошим только с учетом ошибок (рис. 29).

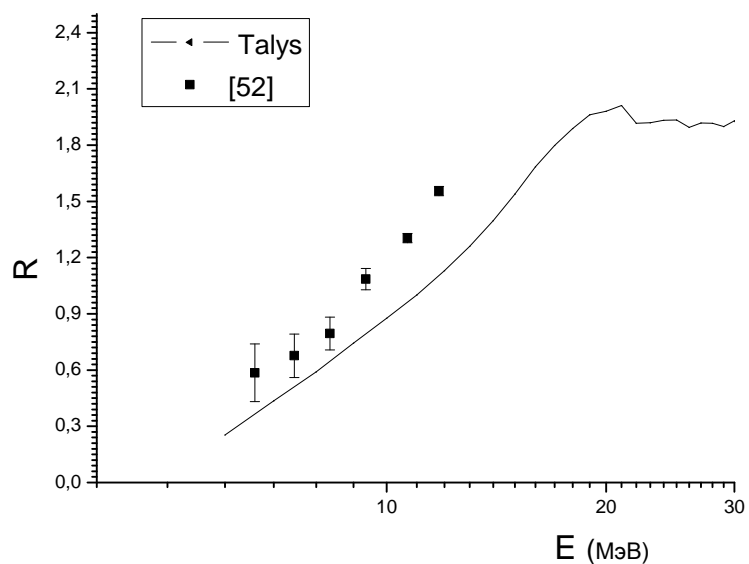


Рис. 29. Энергетическая зависимость ИО в $^{80}\text{Se}(d, 2n)^{80}\text{Br}$ реакции.

Экспериментальные значения ИО при более высоких энергиях в литературе отсутствуют.

Нами так же были сравнены расчетные данные для сечений реакций (p, n), ($d, 2n$), ($\alpha, p3n$), ($3He, xn$), (α, xn) с экспериментальными данными. Сравнение показало, что в некоторых случаях расхождения значительны. В частности, для ядер продуктов ${}^{44}_{21}\text{Sc}$, ${}^{86}_{39}\text{Y}$, ${}^{87}_{39}\text{Y}$ рассчитанные сечения в изомерном состоянии значительно ниже экспериментальных, тогда как в основном состоянии соответствие удовлетворительное. Несоответствие экспериментальных и расчетных данных, вероятнее всего, связано с фактом возникновения ираст полос, которые характеризуются высоким спином и возникают благодаря коллективным движениям вращательного типа (более подробную информацию смотрите в данной главе §4).

На рис. 30 приведены экспериментальные [72, 73] и рассчитанные с помощью кода TALYS 1.4 функции возбуждения изомерных и основных состояний для реакций ${}^{44}\text{Ca}(p, n){}^{44m,g}\text{Sc}$. Расхождение экспериментальных и расчетных данных получается порядка 46% для изомерного состояния (рис 30(а)) и порядка 17% в основном состоянии (рис 30(б)).

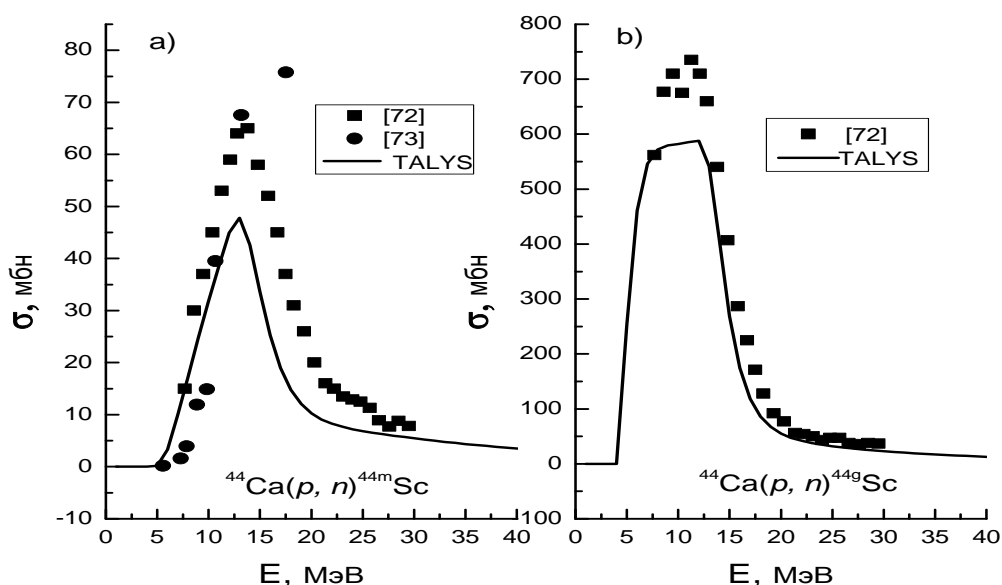


Рис. 30. Экспериментальные и рассчитанные с помощью кода TALYS 1.4 функции возбуждения для реакций ${}^{44}\text{Ca}(p, n){}^{44m,g}\text{Sc}$.

В статистических моделях для расчета сечений реакций, в случае если информация о дискретных уровнях возбуждения ядра отсутствует или неполна, используется функция плотности ядерных уровней. TALYS 1.4 содержит различные

модели для определения ядерных уровней [74]. Нами проведены расчеты для реакций $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44\text{m,g}}\text{Sc}$ с использованием всех возможных моделей для ядерных уровней. В дальнейшем на рисунках 31, 33 – 38 приняты следующие обозначения:

1 – расчет с введением фактора “увеличения коллективных эффектов” в функции плотности ядерных уровней модели СТМ,

2 – расчет с введением фактора “увеличения коллективных эффектов” в функции плотности ядерных уровней модели BFM,

3 – расчет с введением фактора “увеличения коллективных эффектов” в функции плотности ядерных уровней модели GSM,

4 – расчет по микроскопической модели, основанной на расчетах Хартри–Фока,

5 – расчет по комбинированной модели Скирма–Хартри–Фока–Боголюбова (в модели учитываются коллективные эффекты). Введение фактора “увеличения коллективных эффектов” меняет результаты расчетов в изомерном состоянии. Наилучшее согласие с экспериментом дают данные моделей 2 и 5. Для основного состояния изменения незначительные (рис. 31(a), 31(б)).

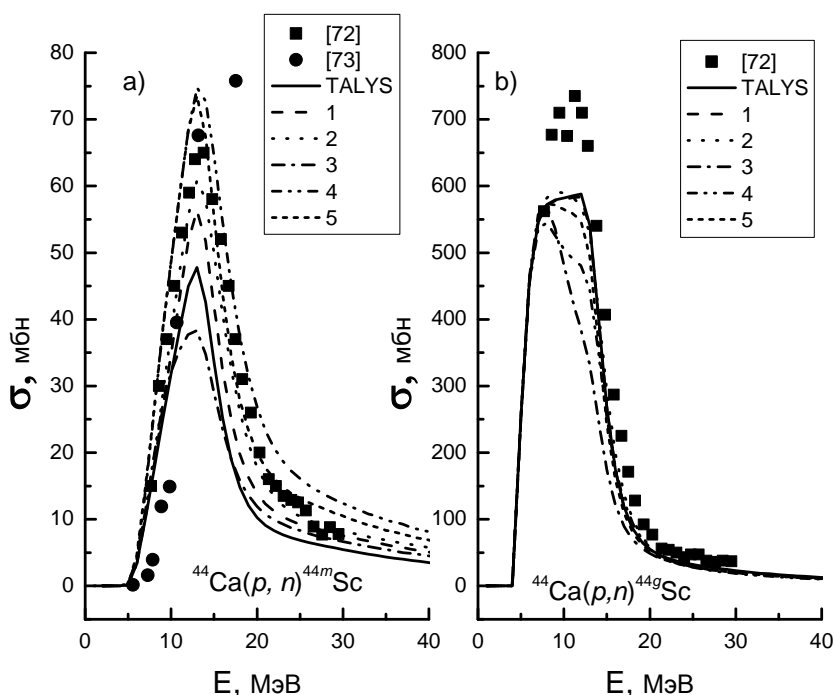


Рис. 31. Экспериментальные и рассчитанные с помощью кода TALYS 1.4 функции возбуждения для реакций $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44\text{m,g}}\text{Sc}$ для всех возможных моделей плотности уровней (обозначения см. в тексте).

На рис. 32 приведены экспериментальные [72, 75] и рассчитанные с помощью кода TALYS 1.4 зависимости ИО от энергии налетающей частицы в реакции $^{44}\text{Ca}(\alpha, p3n)^{44}\text{Sc}$. В области энергий от 45 МэВ экспериментальные данные значительно превышают расчетные. Вероятно, в обоих случаях расхождения связаны с тем, что оба состояния ядра продукта ^{44}Sc заполняются при девозбуждении ираст-состояний (более подробную информацию смотрите в данной главе §4).

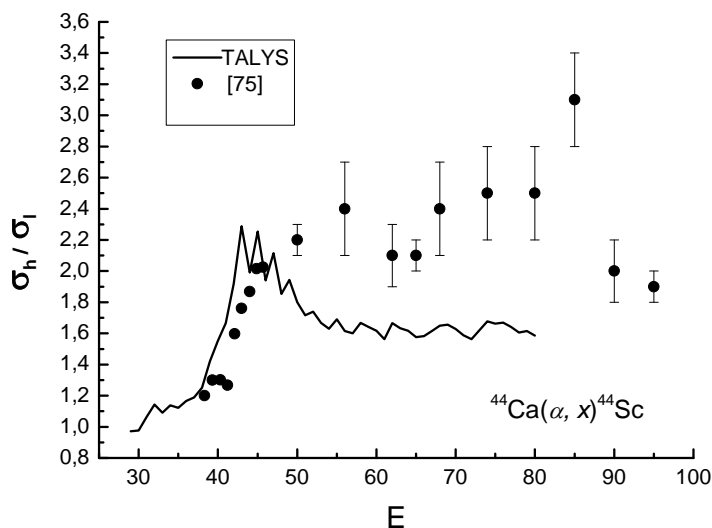


Рис. 32. Экспериментальные и рассчитанные с помощью кода TALYS 1.4 зависимости ИО от энергии налетающей частицы в реакции $^{44}\text{Ca}(\alpha, p3n)^{44}\text{Sc}$.

На рис. 33 приведены функции возбуждения для основных (рис. 33(б)) и изомерных (рис. 33(а)) состояний изотопов $^{86}_{39}\text{Y}_{47}$, полученные в $^{86}\text{Sr}(p, n)^{86\text{m,gY}}$ реакциях экспериментально [72, 76] и с использованием кода TALYS 1.4. Можно заметить, что расчетные данные в изомерном состоянии дают сильно заниженные результаты по сравнению с экспериментальными данными (более подробную информацию смотрите в данной главе §4).

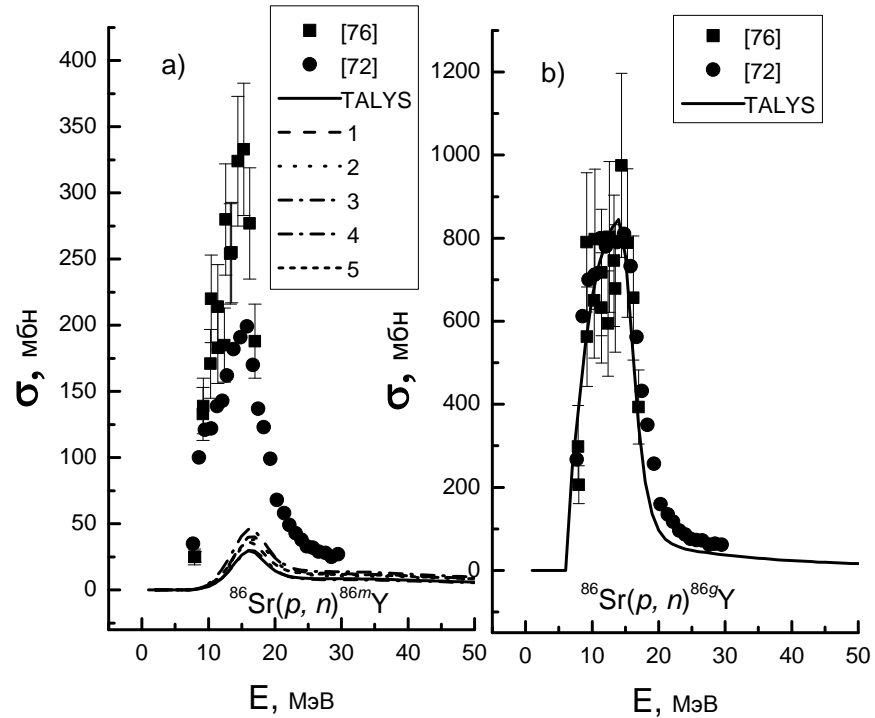


Рис. 33. Экспериментальные и рассчитанные с помощью кода TALYS 1.4 функции возбуждения для реакций $^{86}\text{Sr}(p, n)^{86m.g}\text{Y}$ для всех возможных моделей плотности уровней (обозначения см. в тексте).

В основном состоянии соответствие хорошее. Причины расхождений можно искать в несоответствии уровней возбуждения ядра с модельным представлением. Девозбуждение посредством испускания γ квантов ядер, имеющих ираст-состояния, приводит к тому, что высокоспиновое изомерное состояние конечного ядра образуется с большей вероятностью, чем предсказывает модель. Введение фактора “увеличения коллективных эффектов” несколько меняет результаты расчетов, однако соответствие с экспериментальными данными в случае изомерного состояния не достигается (рис. 33(a)).

Функции возбуждения для реакций $^{nat}\text{Rb}(^3\text{He}, xn)^{86m.g}\text{Y}$ приведены на рис. 36.

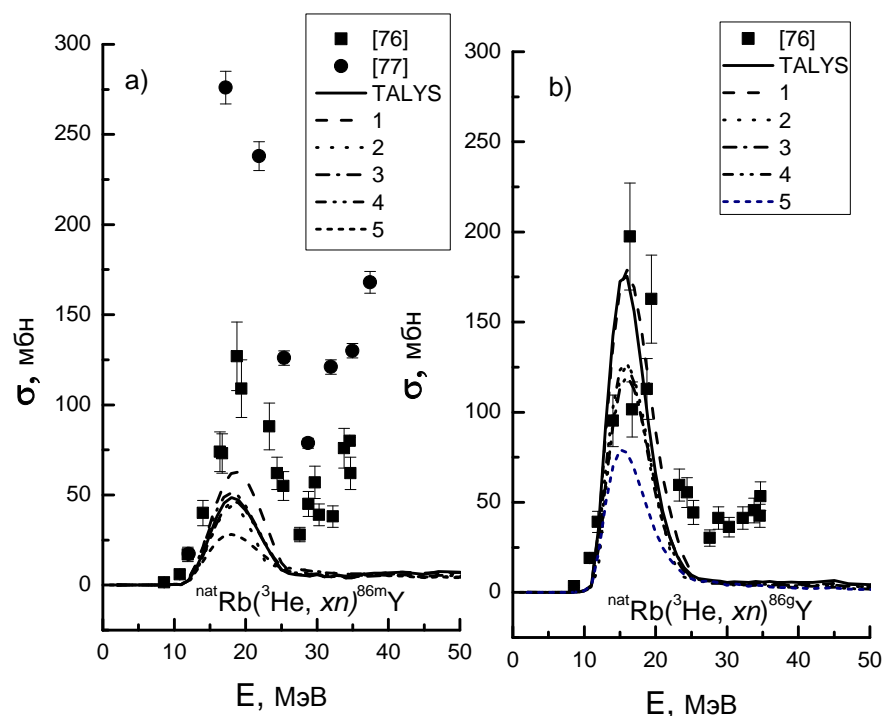


Рис. 34. Экспериментальные и рассчитанные с помощью кода TALYS 1.4 функции возбуждения для реакций ${}^{\text{nat}}\text{Rb}({}^3\text{He}, xn){}^{86\text{m,g}}\text{Y}$ для всех возможных моделей плотности уровней (обозначения см. в тексте).

Для изомерного состояния, имеющиеся экспериментальные данные [76, 77] сильно отличаются друг от друга. Однако, как и в случае ${}^{86}\text{Sr}(p, n){}^{86\text{m}}\text{Y}$ реакции, расчетные данные, имеют намного меньшие значения по сравнению с экспериментальными данными. Расчеты с использованием вышеупомянутых моделей для ядерных уровней также не дают согласия с экспериментом (рис. 33).

На рис. 35 приведены функции возбуждения для реакций ${}^{85}\text{Rb}(\alpha, xn){}^{86\text{m,g}}\text{Y}$. Можно заметить, что экспериментальные значения [72, 78] больше расчетных в обоих случаях (более подробную информацию смотрите в данной главе §4).

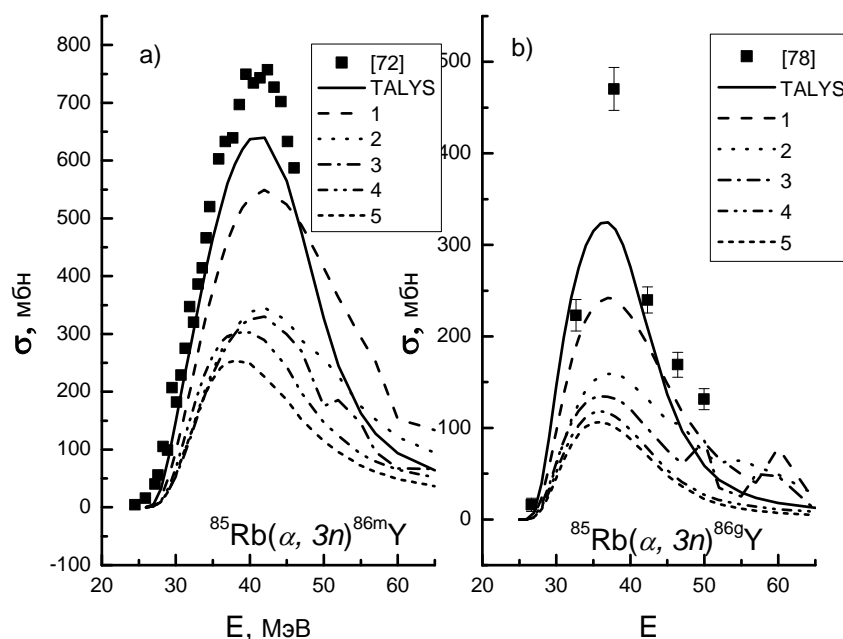


Рис. 35. Экспериментальные и рассчитанные с помощью кода TALYS 1.4 функции возбуждения для реакций $^{85}\text{Rb}(\alpha, 3n)^{86m,g}\text{Y}$ для всех возможных моделей плотности уровней (обозначения см. в тексте).

Структура уровней ядра ^{87}Y с числом протонов $Z = 39$ (имеет один протон выше уровня разрыва $Z = 38$) и с числом нейтронов $N = 48$ (имеет два нейтронных дыр $N = 50$) отражает характеристики возбуждений немногочисленных частиц почти сферического ядра (более подробную информацию смотрите в данной главе §4).

На рис. 36 приведены функции возбуждения для реакций $^{87}\text{Sr}(p, n)^{87m,g}\text{Y}$. В этом случае расхождение в расчетных и экспериментальных [72] данных наблюдается как в изомерном (рис. 36(а)), так и в основном состояниях (рис. 36(б)).

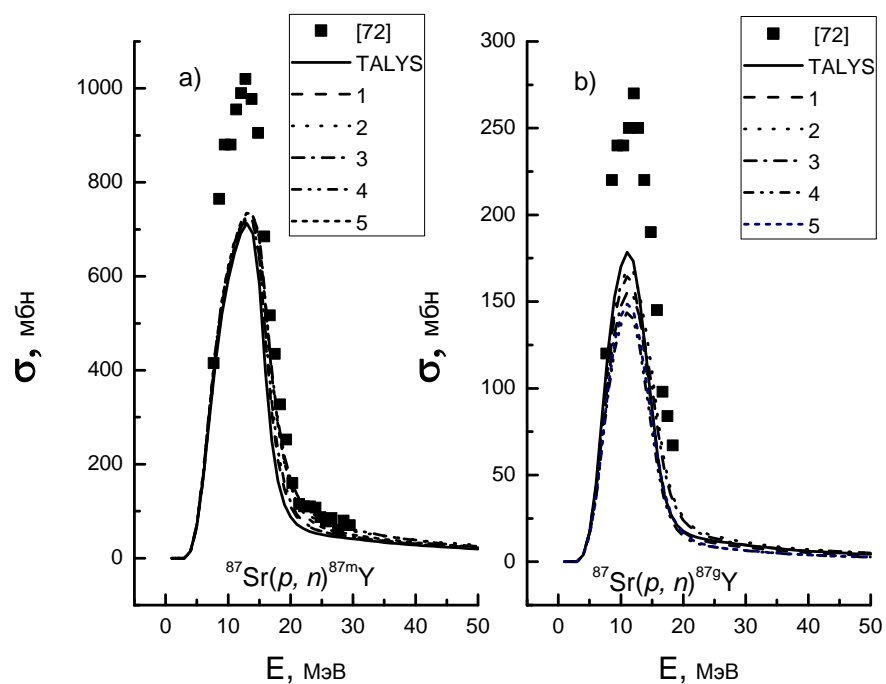


Рис. 36. Экспериментальные и рассчитанные с помощью кода TALYS 1.4 функции возбуждения для реакций $^{87}\text{Sr}(p, n)^{87m,g}\text{Y}$ для всех возможных моделей плотности уровней (обозначения см. в тексте).

Функции возбуждения для реакций $^{nat}\text{Rb}(^3\text{He}, xn)^{87}\text{Y}$ и $^{85}\text{Rb}(\alpha, 2n)^{87}\text{Y}$ (рис. 37, 38), показывают, что расхождение экспериментальных [76, 77] и расчетные данных наблюдается как в изомерном, так и в основном состоянии.

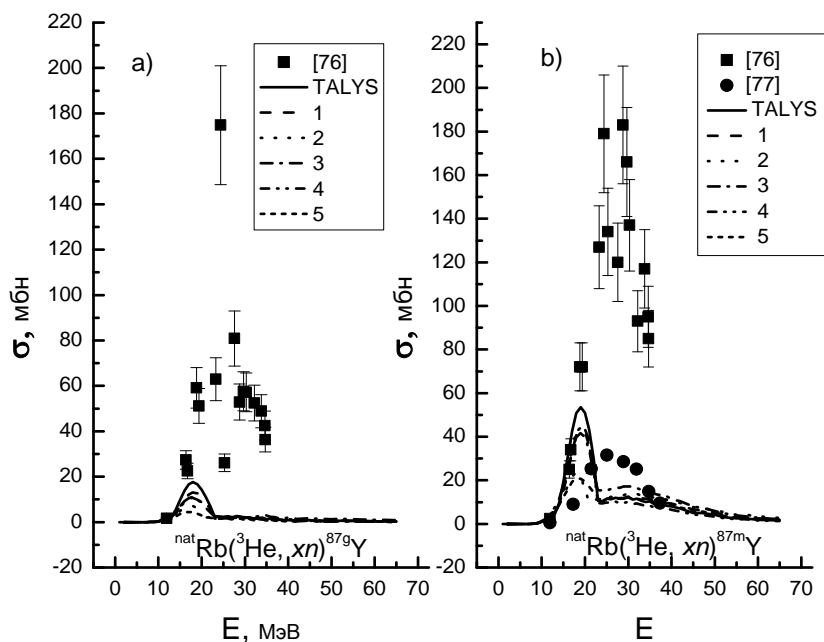


Рис. 37. Экспериментальные и рассчитанные с помощью кода TALYS 1.4 функции возбуждения для реакций ${}^{\text{nat}}\text{Rb}({}^3\text{He}, xn){}^{87g}\text{Y}$ для всех возможных моделей плотности уровней (обозначения см. в тексте).

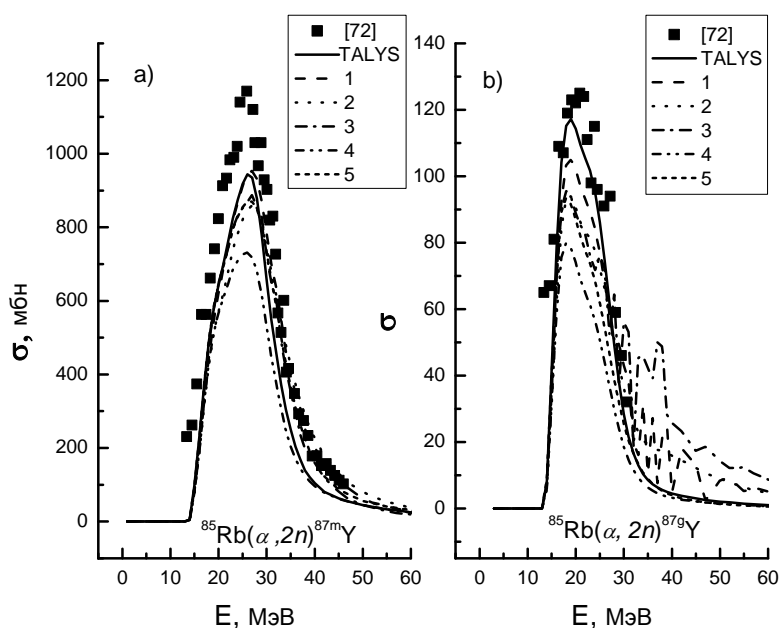


Рис. 38. Экспериментальные и рассчитанные с помощью кода TALYS 1.4 функции возбуждения для реакций ${}^{85}\text{Rb}(\alpha, 2n){}^{87m}\text{Y}$ для всех возможных моделей плотности уровней (обозначения см. в тексте).

Рассмотрим также реакции ${}^{94}\text{Mo}(p, n){}^{94m,g}\text{Tc}$, ${}^{95}\text{Mo}(p, n){}^{95m,g}\text{Tc}$, ${}^{96}\text{Mo}(p, n){}^{96m,g}\text{Tc}$, ${}^{99}\text{Mo}(p, n){}^{99m,g}\text{Tc}$. Рассматриваемые ядра-продукты лежат в массовой области 80 –

100. Эти ядра находятся в промежуточной области между сферическими и сильно деформированными ядрами и являются слабодеформированными, в большинстве случаев по числу нейтронов (собственные электрические квадрупольные моменты имеют значения 0.1 – 0.2, тогда как у сильнодеформированных ядер квадрупольные моменты имеют значения 0.4 – 0.5).

Экспериментально установлено и подтверждено расчетами по оболочечной модели, что в структуре уровней ядер с $Z \sim 42-44$ и $N \leq 51$ преобладают одночастичные возбуждения, даже при больших значениях угловых моментов. Для ядер же с $N \geq 55$ характерны коллективные возбуждения [79]. Для промежуточных ядер с $N = 52 - 54$ ($^{94,95,96}\text{Tc}$) помимо одночастичных возбуждений наблюдаются высокоспиновые состояния и переходы, подобные ротационным полосам, что указывает на коллективность характера возбуждения [79].

Нами замечено значительное расхождение экспериментальных и модельных данных для функций возбуждения реакций $^{94,96}\text{Mo}(p, n)^{94m,g; 96m,g}\text{Tc}$ (рис. 39, 40). Рассмотрение этих реакций важно, поскольку в последнее время обсуждается вопрос о необходимости производства ^{99m}Tc на циклотронах, и публикуются статьи (например, [80]), в которых проводятся оценки оптимальных условий и количества долгоживущих примесей при использовании в качестве мишеней натурального и обогащенного молибдена. При использовании натурального молибдена образуются различные изотопы технеция. В связи с этим интересно подробнее рассмотреть насколько согласуются модельные данные с экспериментальными в случае ядерных реакций, идущих с образованием различных изотопов технеция.

Расхождения модельных и экспериментальных данных могут быть связаны с особенностями ядерных уровней рассмотренных ядер-продуктов. Изомерные отношения зависят от характера возбуждения высокоспиновых ираст состояний (одночастичных или коллективных), кроме того, от числа взаимодействующих валентных нуклонов, т.е. от типа их конфигураций. Разногласия модельных и экспериментальных данных, скорее всего, обусловлены неполным учетом высокоспиновых ираст-уровней в базе данных RIPL-3 (в программном пакете TALYS 1.4 для расчета сечений ядерных реакций необходимая информация о дискретных уровнях возбуждения ядра берется из библиотеки входных параметров RIPL-3 [81]). Более подробную информацию о высокоспиновых уровнях нечетно-нечетного ядра $^{96}_{43}\text{Tc}_{53}$ смотрите в данной главе §4.

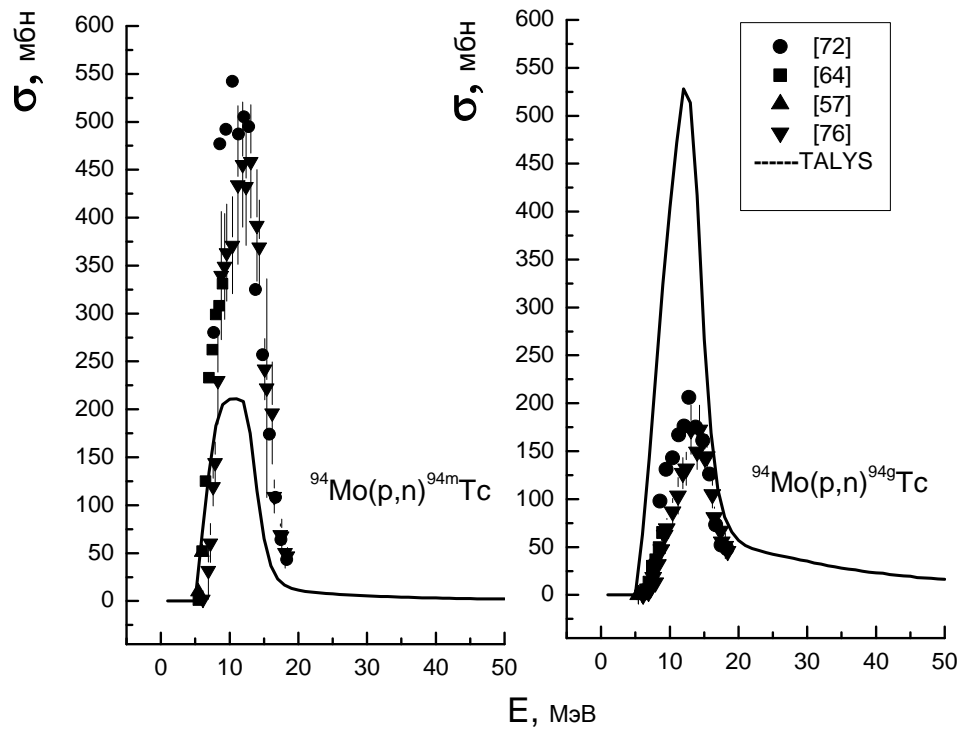


Рис. 39. Экспериментальные и рассчитанные с помощью кода TALYS 1.4 функции возбуждения для реакций $^{94}\text{Mo}(p, n)^{94m,g}\text{Tc}$.

На рис. 39, 40 приведены совместно функции возбуждения для реакций $^{94,96}\text{Mo}(p, n)^{94m,g;96m,g}\text{Tc}$, полученные экспериментально и результаты расчета. Расхождения экспериментальных и модельных данных для этих реакций значительные как в основном, так и изомерном состояниях (в 3 и более раза). Помимо того, согласно экспериментальным данным для реакций $^{94,96}\text{Mo}(p, n)^{94m,g;96m,g}\text{Tc}$ значения $R < 1$. Рассчитанные по коду данные для этих реакций дают значения $R > 1$. Отметим, что для ядер $^{94,96}\text{Tc}$ основное состояние является высокоспиновым (7^+) (таб. 5).

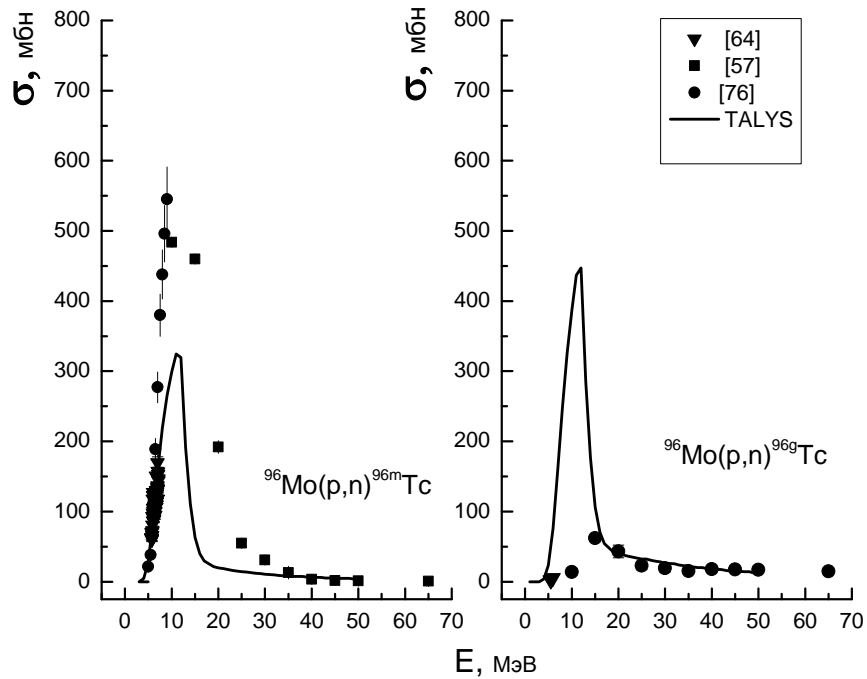


Рис. 40. Экспериментальные и рассчитанные с помощью кода TALYS 1.4 функции возбуждения для реакций $^{96}\text{Mo}(p, n)^{96m,g}\text{Tc}$.

Схожие результаты получаются при рассмотрении реакций $^{94}\text{Mo}(d, 2n)^{94m,g}\text{Tc}$. Функции возбуждения для этих реакций приведены на рис. 41. Можно заметить, что в метастабильном состоянии (2^+) экспериментальные данные намного превосходят расчетные, как и в случае реакций, вызванных протонами. В основном состоянии (7^+) имеющиеся экспериментальные данные малочисленны и относятся к области низких энергий, что не позволяет сделать определенные выводы на максимуме распределения.

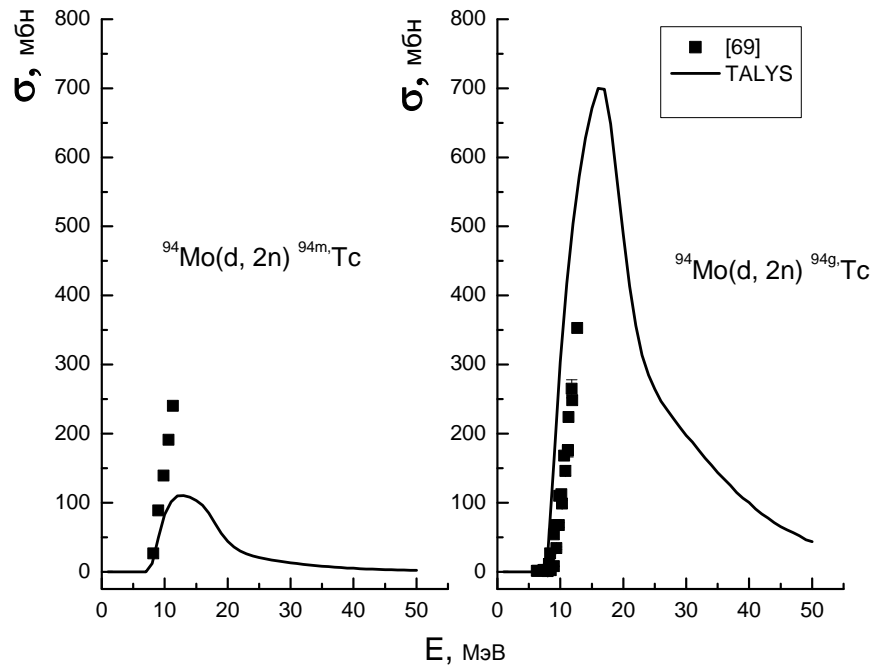


Рис. 41. Экспериментальные и рассчитанные с помощью кода TALYS 1.4 функции возбуждения для реакций $^{94}\text{Mo}(d, 2n)^{94m,g}\text{Tc}$.

Несоответствие между расчетными и экспериментальными данными отмечалось также в работе [82], где рассматривались реакции $^{nat}\text{Mo}(p, x)^{94m,g;96m,g}\text{Tc}$. В работе [83] рассматривались реакции с участием дейтронов $^{nat}\text{Mo}(d, x)^{94m,g;96m,g}\text{Tc}$. Результаты обеих работ согласуются с полученными нами, данными: в метастабильном состоянии расчетные значения намного ниже экспериментальных, а в основном состоянии – намного выше экспериментальных.

В случае образования изотопов технеция в реакциях $^{95}\text{Mo}(p, n)^{95m,g}\text{Tc}$ и $^{100}\text{Mo}(p, 2n)^{99m,g}\text{Tc}$, хотя и существует значительный разброс в экспериментальных данных, однако можно сказать, что расчетные и экспериментальные данные согласуются лучше (рис. 42, 43). Модельные данные также отражают тот факт, что в случае реакций с образованием нечетно-четных ядер ^{95}Tc и ^{99}Tc значения $R > 1$.

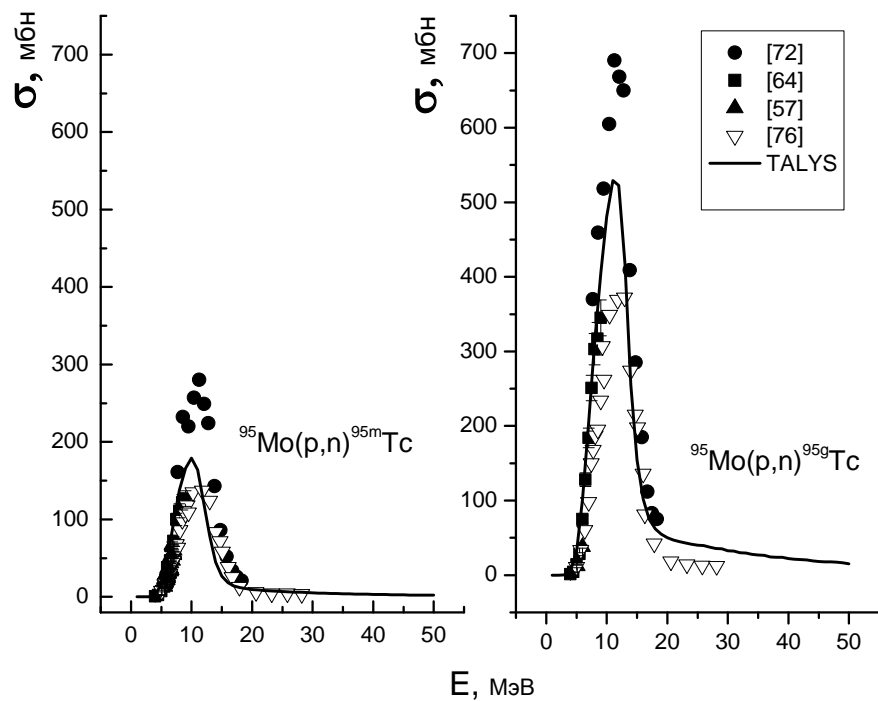


Рис. 42. Экспериментальные и расчетные функции возбуждения для реакций $^{95}\text{Mo}(p, n)^{95m,g}\text{Tc}$.

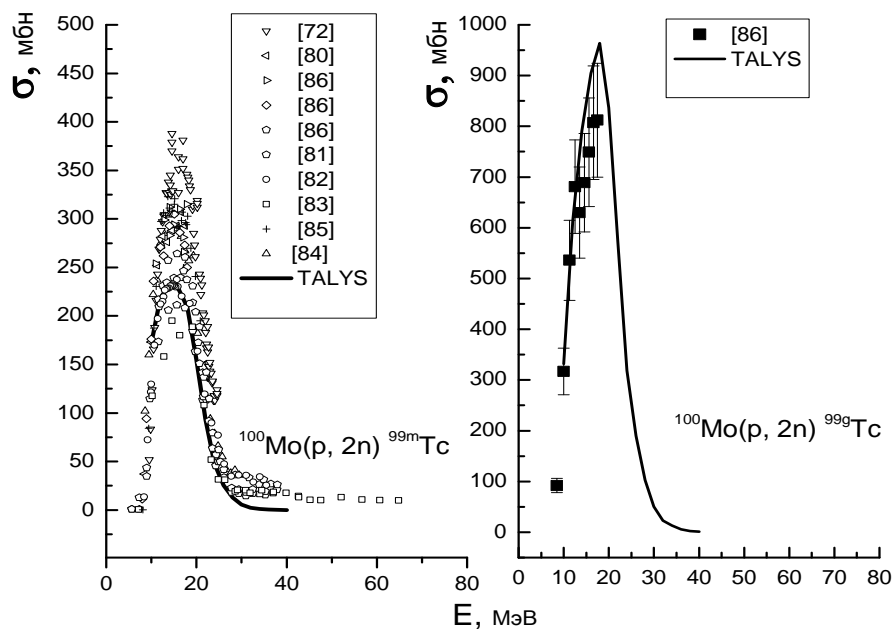


Рис. 43. Экспериментальные и расчетные функции возбуждения для реакций $^{100}\text{Mo}(p, 2n)^{99m,g}\text{Tc}$.

Ядро $^{99}_{43}\text{Tc}_{56}$ находится посередине области переходных ядер, расположенной между почти сферическими и сильно деформированными ядрами (более подробную информацию смотрите в данной главе §4).

Расхождение экспериментальных и расчетных данных наблюдалось и для реакции $^{124}\text{Sn}(p, n)^{124}\text{Sb}$ (рис. 44). В случае ядра ^{124}Sb нами найдены экспериментальные данные только для основного состояния со спином 3^- . Ядра Sb обладают ираст-состояниями [84], распад которых ведет к увеличению вероятности образования высокоспинового состояния. А основное состояние заселяется из изомерного на 75%. Следовательно, расхождение может быть связано с наличием ираст-линий у этого ядра-продукта.

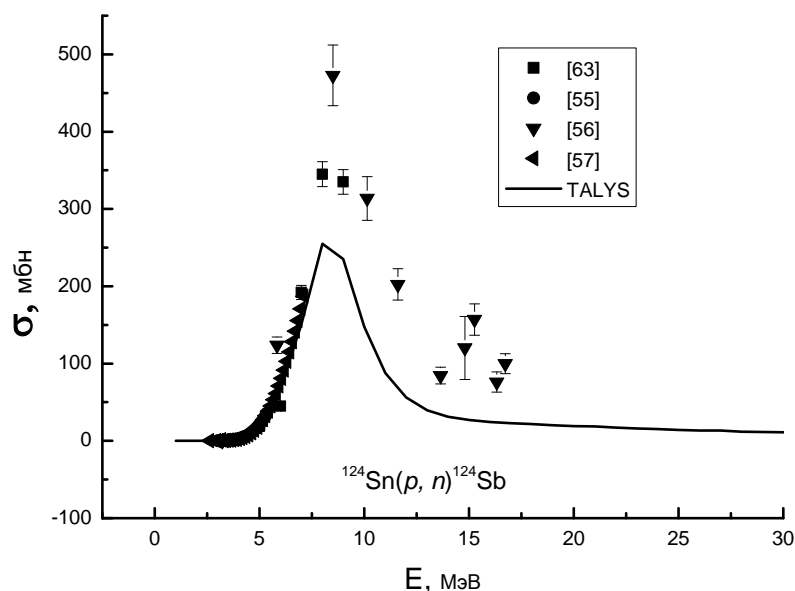


Рис. 44. Экспериментальные и расчетные функции возбуждения для реакций $^{124}\text{Sn}(p, n)^{124g}\text{Sb}$.

§4. ВЫСОКОСПИНОВЫЕ ИРАСТ УРОВНИ

С целью возможного объяснения несоответствий экспериментальных и расчетных данных были изучены высокоспиновые ираст уровни $^{44}_{21}\text{Sc}_{23}$, $^{82}_{37}\text{Rb}_{45}$, $^{86}_{39}\text{Y}_{47}$, $^{87}_{39}\text{Y}_{48}$, $^{96}_{43}\text{Tc}_{53}$, $^{99}_{43}\text{Tc}_{56}$, $^{127}_{52}\text{Te}_{75}$, $^{129}_{52}\text{Te}_{77}$, $^{131}_{52}\text{Te}_{79}$ ядер продуктов. В результате проведенных исследований сделан вывод, что наличие высокоспиновых ираст уровней влияет на значения изомерных отношений.

Ираст уровень это ближайший к основному состоянию энергетический уровень ядра при определённом высоком спине.

В настоящее время интенсивно (экспериментально и теоретически) исследуются схемы высокоспиновых ираст уровней сфероидальных и деформированных ядер, которые образуются в реакциях с тяжелыми ионами.

Высокоспиновые ираст состояния переходных ядер имеют разные каналы образования: а) многократное кулоновское возбуждение, б) образование компаунд - ядра и его последующий распад.

а) В ядерных реакциях, когда налетающий тяжелый ион имеет кинетическую энергию меньше кулоновского барьера, происходит многократное дальнедействующее кулоновское взаимодействие. Сила отталкивания между ионом и ядром не позволяет иону проникнуть внутрь ядра и вызывать взаимодействие с вылетом частиц. Энергия налетающего иона растрчивается на вращение, а не на нагревание ядра, то есть оно остается "холодным". Ядро мишень возбуждается, но не меняет свой состав. Образуются ираст уровни. Если ядро - мишень деформировано по числу нейтронов, то образуются также коллективные вращательные полосы при γ распаде образующего ядра продукта.

б) Под действием тяжелого иона образуется компаунд ядро (например, $^{73}\text{Ge}(^{16}\text{O}, p2n)^{86}\text{Y}$) с высокой энергией возбуждения. Энергия возбуждения складывается из энергии связи иона в компаунд ядре и приносимой ионом кинетической энергии. Из этого возбуждённого состояния могут идти реакции с вылетом нейтронов и заряженных частиц (протонов - если энергия достаточно для преодоления кулоновского барьера), т.е. реакции (xp , yn). В результате конечное ядро - продукт проходит через ряд возбужденных состояний, в том числе высокоспиновых.

Схемы распадов нечетно-нечетных ядер имеют очень сложную структуру. Механизм заселения высокоспиновых уровней изомерного состояния ядра меняется в зависимости от конфигурации валентных нейтронов или протонов.

Нечетно-нечетное ядро ^{44}Sc околomagично по числу протонов ($Z = 21$), однако деформировано по числу нейтронов ($N = 23$), т.е. имеет отличный от нуля собственный электрический квадрупольный момент. Из оболочечной модели ядра следует, что ядро ^{44}Sc имеет один протон и три нейтрона, занимающие $f_{7/2}$ орбиту после заполнения магического числа 20.

До сих пор экспериментальная информация о высокоспиновых состояниях у нечетно-нечетных ядер с подоболочкой $f_{7/2}$ ограничивается двумя хорошо изученными $N = Z$ ядрами: ${}^{46}_{23}\text{V}_{23}$ [85, 86] и ${}^{50}_{25}\text{Mn}_{25}$ [87], а также ядра ${}^{48}_{23}\text{V}_{25}$ [88]. Как показано для двух изотопов ванадия, наблюдаемые возбуждения образуют очень сложные уровни для натуральной, а также для ненатуральной четности. В обоих случаях, состояния с отрицательной четностью были расширены до уровня со спином $I^\pi = 17^-$ и это состояние считалось завершающим [85, 86, 87, 88].

Согласно оболочечной модели ядра, формирование коллективных структур на $f_{7/2}$ подоболочке (имеющие относительно небольшое число валентных нуклонов) требует дополнительных возбуждений остова. Полоса состояний ненатуральной четности возникает тогда, когда одна из основных частиц участвует в коллективных поперечно-оболочечных возбуждениях. Эта полоса может заканчиваться состоянием с максимальным спином при возбуждении частично-дырочного взаимодействия.

Ранние γ -спектроскопические исследования показали, что в этих ядрах, кроме ираст возбуждений, можно было наблюдать последовательность нескольких низколежащих уровней, характерных для ядерной деформации. Коллективные свойства этих состояний ненатуральной четности (unnatural parity) были доказаны измерением увеличения вероятностей E2-переходов, определяющих параметры деформации в диапазоне от $\beta = 0.26$ для ${}^{43}\text{Sc}$ до $\beta = 0.36$ для ${}^{47}\text{V}$ [89].

В последнее время для многих ядер с нечетным числом A были идентифицированы вращательные полосы ненатуральной четности. В обоих случаях, то есть у ${}^{45}_{21}\text{Sc}_{24}$ [90] и ${}^{47}_{23}\text{V}_{24}$ [91] ядер, полосы положительной четности были расширены до завершающих полос со спинами $I^\pi = 31/2^+$ и $I^\pi = 35/2^+$ соответственно.

У четно-четных ядер с подоболочкой $f_{7/2}$, состояния ненатуральной четности лежат значительно выше при энергии возбуждения и их вращательное поведение менее выражено. Вращательная полоса отрицательной четности с максимальным спином $I^\pi = 13^-$ и энергией 10.6 МэВ наблюдается у ${}^{44}_{20}\text{Ca}_{24}$ [92], в то время как для ядра ${}^{46}_{22}\text{Ti}_{24}$ обнаружено состояние с максимальным спином $I^\pi = 17^-$ при энергии 15.5 МэВ [93].

До сих пор, имеющаяся информация о высокоспиновых состояниях ядра ${}^{44}\text{Sc}$ довольно скудна, и представлена в единственной работе [94]. Наблюдался каскад γ -переходов с энергиями 697.2, 1703.2, 895.4 и 547.0 кэВ, заселяющий состояние со спином $I^\pi = 6^+$, фиксировались ираст состояния положительной четности, вплоть до

состояния с энергией 4114 кэВ. Предполагается, что из состояния с энергией $E = 3975$ кэВ и со спином $J^\pi = 11^+$ существует неопределенный слабо интенсивный переход γ лучей с энергией $E = 408.2$ кэВ. Свойства низколежащих уровней были изучены также в других работах [95, 96], где последовательность уровней отрицательной четности была установлена до состояния со спином $J^\pi = 5^-$ при $E = 1197$ кэВ.

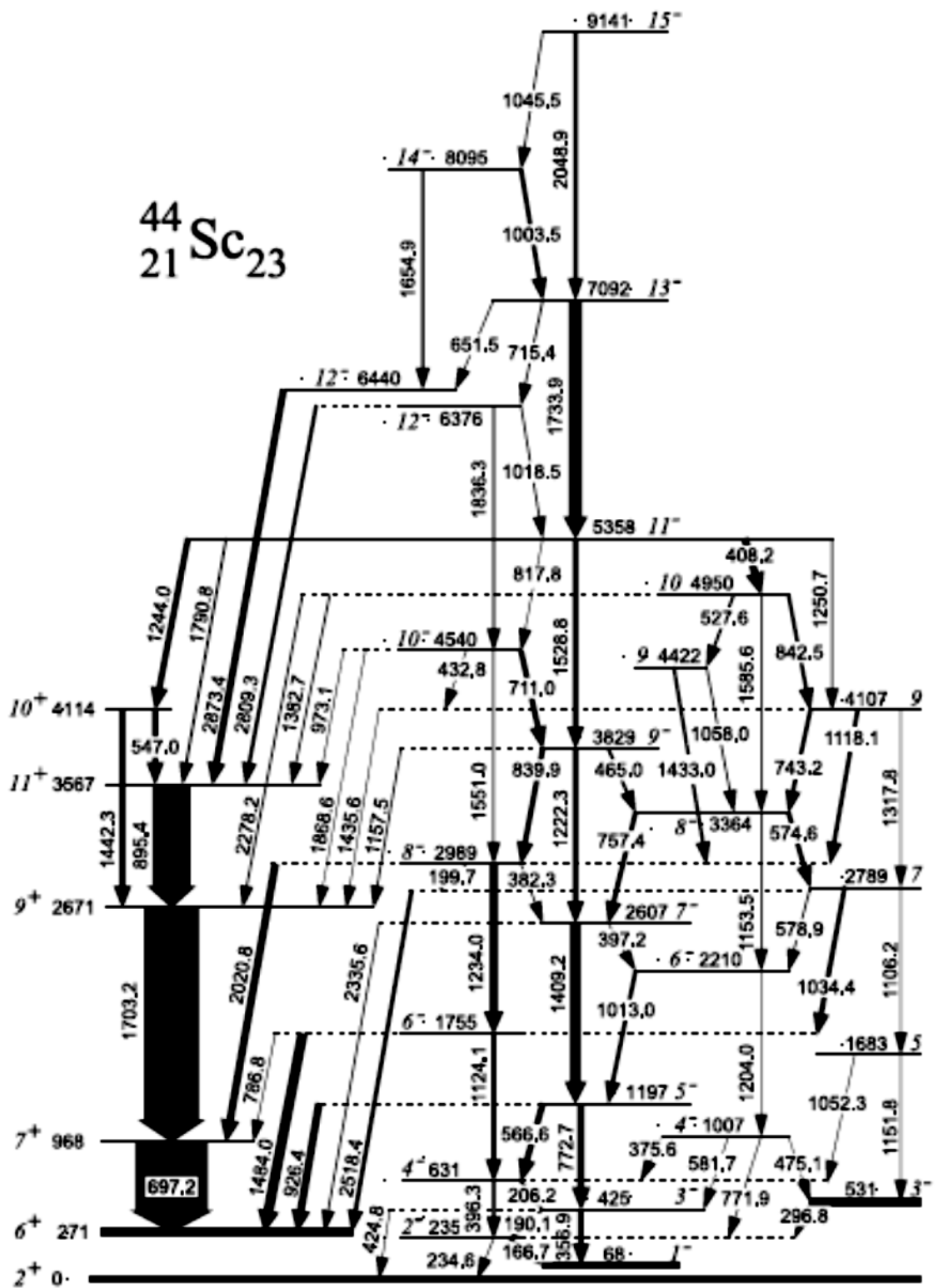


Рис. 45. Схема уровней ядра ^{44}Sc [97].

На рисунке 45 представлена частичная схема уровней ядра ^{44}Sc (для ясности, на рисунке не включено состояние со спином $I^\pi = 4^+$ при $E = 350$ кэВ). Из

рисунка видно, что девозбуждение каждого состояния разветвляется на несколько путей распада. Два самых высоко лежащих уровня с энергиями 8095 и 9141 кэВ, имеют отрицательную четность.

Ираст уровни положительной четности (левая сторона рис.45), представляют собой мультиплет высокоспинового возбуждения, который образуется соединением валентных частиц на подболочке $f_{7/2}$ до уровня с $E = 3567$ кэВ и с максимальным спином $I^\pi = 11^+$. Вышележащий уровень с $E = 4114$ кэВ, и спин-четностью $I^\pi = 10^+$ может быть интерпретирован как член одного и того же $(\pi f_{7/2}^2 \nu f_{7/2}^3)$ мультиплета. Состояния отрицательной четности со спином до $I^\pi = 15^-$ и с энергией $E = 9141$ кэВ (приведены в центре рис.45), можно понять, как соединение валентных нуклонов с низколежащим частица-дырочным возбуждением ядра ${}^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$. Состояние с $E = 9141$ кэВ и со спином $I^\pi = 15^-$ соответствующее $(\pi d^1_{3/2} f^2_{7/2} \nu f^3_{7/2})$ конфигурации, можно рассматривать в качестве состояния завершающей полосы (на сегодняшний день). Из завершающей полосы с энергией $E = 9141$ кэВ и со спином $I^\pi = 15^-$ идет каскад E2 переходов [15^- (9141 кэВ) \rightarrow 13^- (7092 кэВ) \rightarrow 11^- (5358 кэВ) \rightarrow 9^- (3829 кэВ) \rightarrow 7^- (2607 кэВ) \rightarrow 5^- (1197 кэВ) \rightarrow 3^- (425 кэВ) \rightarrow 1^- (68 кэВ)] (интенсивность переходов возможно вычислить измерением время жизни).

Следует обратить внимание на два различных состояния со спином $I^\pi = 12^-$. Малые значения скорости перехода E2 и тип распада, приводят к состоянию со спином $I^\pi = 11^+$. Свойства состояний с отрицательной четностью в ядре ${}^{44}\text{Sc}$ могут быть сравнимы с соседними ядрами (вращательный характер последовательности неестественной четности этих ядер хорошо известны из экспериментов и теории). Для сравнения авторы работы [97] выбрали два других изотона с $N = 23$: нечетно-нечетный ${}^{46}_{23}\text{V}_{23}$ и четно-нечетный ${}^{43}_{20}\text{Ca}_{23}$. Уровни отрицательной четности у ${}^{44}\text{Sc}$ проявляют те же закономерности, что и полосы неестественной четности, которые наблюдались у трех других рассматриваемых ядер.

Таким образом, мы наблюдаем сложную структуру ядра ${}^{44}_{21}\text{Sc}_{23}$. Соединение валентных нуклонов на подболочке $f_{7/2}$ формирует ираст полосы положительной четности с конфигурацией $(\pi(f_{7/2})^1 \nu(f_{7/2})^2 \otimes \nu(f_{7/2})^1)$.

В последних исследованиях, с помощью оболочечной модели, проведено описание сложной структуры ядра ${}^{44}\text{Sc}$ [98]. Согласно проведенным в работе расчетам, низкоспиновые состояния, а также завершающая полоса со спином $I^\pi = 15^-$, обладают протонно-дырочным возбуждением. Таким образом, ираст полосы с

положительной четностью $I^\pi = 11^+$ и неестественной четностью $I^\pi = 15^-$ заполняют долгоживущее ($T_{1/2}({}^{44}\text{Sc}) = 58.6$ ч) изомерное состояние со спином 6^+ .

У различных нейтронодефицитных нечетно-нечетных ядер в области массового числа 80 наблюдались коллективные высокоспиновые полосы, которые при распаде заселяют изомерное состояние, такие как ${}_{35}^{74}\text{Br}_{39}$, ${}_{35}^{76}\text{Br}_{41}$ [99, 100, 101] и ${}_{37}^{76}\text{Rb}_{39}$, ${}_{37}^{78}\text{Rb}_{41}$ [102, 103]. Тем не менее, деформация ядра сильно зависит от заселения протона и нейтрона высокоспиновой $g_{9/2}$ подоболочки. С увеличением числа нейтронов (с приближением к магическому числу $N = 50$) деформация по числу нейтронов уменьшается. Экспериментальный спектр возбуждения может быть хорошо объяснен в рамках сферической оболочечной модели, так как было продемонстрировано для нечетно-нечетного ядра ${}_{37}^{86}\text{Rb}_{49}$ [104].

У нечетно-нечетных ядер ${}_{39}^{84}\text{Y}_{45}$ [105] и ${}_{41}^{86}\text{Nb}_{45}$ [106] ($N = 45$) подоболочка $g_{9/2}$ заполнена наполовину и в результате этого теряет большую часть своей способности деформироваться. В дополнение к этим ядрам с $N = 45$, инверсия наблюдалась на ирраст уровнях положительной четности у более легких нечетно-нечетных изотопов ${}^{76,78,80}\text{Rb}$ [102, 103, 107, 108] со спинами 9 и 10. В работе [109] авторы обсуждают, каким образом этот структурный эффект может проявляться у более тяжелого, но менее деформированного с $N = 45$ нечетно-нечетного ${}^{82}\text{Rb}$ ядра.

Высокоспиновые состояния ядра ${}^{82}\text{Rb}$ были исследованы с помощью реакции ${}^{68}\text{Zn}({}^{18}\text{O}, p3n)$ при энергии пучка 56 МэВ с помощью измерения γ - γ совпадений в тонкой мишени. Ряд уровней положительной четности, построенный на состоянии 6^+ и с энергией 191,3 кэВ, был расширен до состояния со спином 14, а характерная инверсия наблюдалась вокруг спина 11, которая отчасти смещается в сторону высоких спинов по сравнению с более легкими нечетно-нечетными ${}^{76,78,80}\text{Rb}$ изотопами. Этот сдвиг может быть следствием предполагаемого снижения квадрупольной деформации при увеличении N у нечетно-нечетных изотопов Rb. У ядра ${}^{82}\text{Rb}$ с числом нейтронов 45 подоболочка $g_{9/2}$ заполняется наполовину. Взаимодействие между деформировано возбужденными валентными протонами и почти сферически возбужденными валентными нейтронами на подоболочке $g_{9/2}$ приводит к снижению деформации по сравнению с нейтронно-дефицитными изотопами Rb, но по-прежнему к ирраст полосам положительной четности вращательного типа выше спина 8 и коллективным высоколежащим полосам с магнитной дипольностью. Не наблюдались вращательные полосы отрицательной четности при низких спинах. Вместо этого высоколежащие состояния с $\Delta I = 1$ были

обнаружены впервые у нечетно-нечетных ядер в области масс - 80. Состояние со спином 11^- и с энергией 2617.3 кэВ интерпретируется как $4qp - \pi(g_{9/2})^2 \otimes \pi(p_{3/2}, f_{5/2}) \nu g_{9/2}$ конфигурация.

На рисунке 46 представлена схема уровней нечетно-нечетного ядра ${}^{82}_{37}\text{Rb}_{45}$. Основное состояние со спином 1^+ (1.273 м) и долгоживущее изомерное состояние со спином 5^- (6.472 ч) ядра ${}^{82}\text{Rb}$ были установлены с помощью измерения радиоактивного распада [110]. Ранее возбужденные состояния нечетно-нечетного ядра ${}^{82}\text{Rb}$ были исследованы в ${}^{81}\text{Br}(\alpha, 3n)$ реакции [111]. Тем не менее, в то время спины и энергии возбужденных уровней не были определены однозначно. Эта проблема была решена в другом эксперименте, с помощью ${}^{79}\text{Br}(\alpha, n)$ и ${}^{78}\text{Se}({}^7\text{Li}, 3n)$ реакции [112, 113], где была определена энергия изомера со спином 5^- как равная 68,3 кэВ, а также наблюдались состояния вплоть до уровня со спином 10^+ и с энергией 1281 кэВ. Но в этом диапазоне спина не была видна возможная инверсия. Был проведен эксперимент $\gamma - \gamma$ совпадений в тонкой мишени с использованием реакции тяжелых ионов для изучения высокоспиновых состояний. Первые результаты были представлены в работе [114].

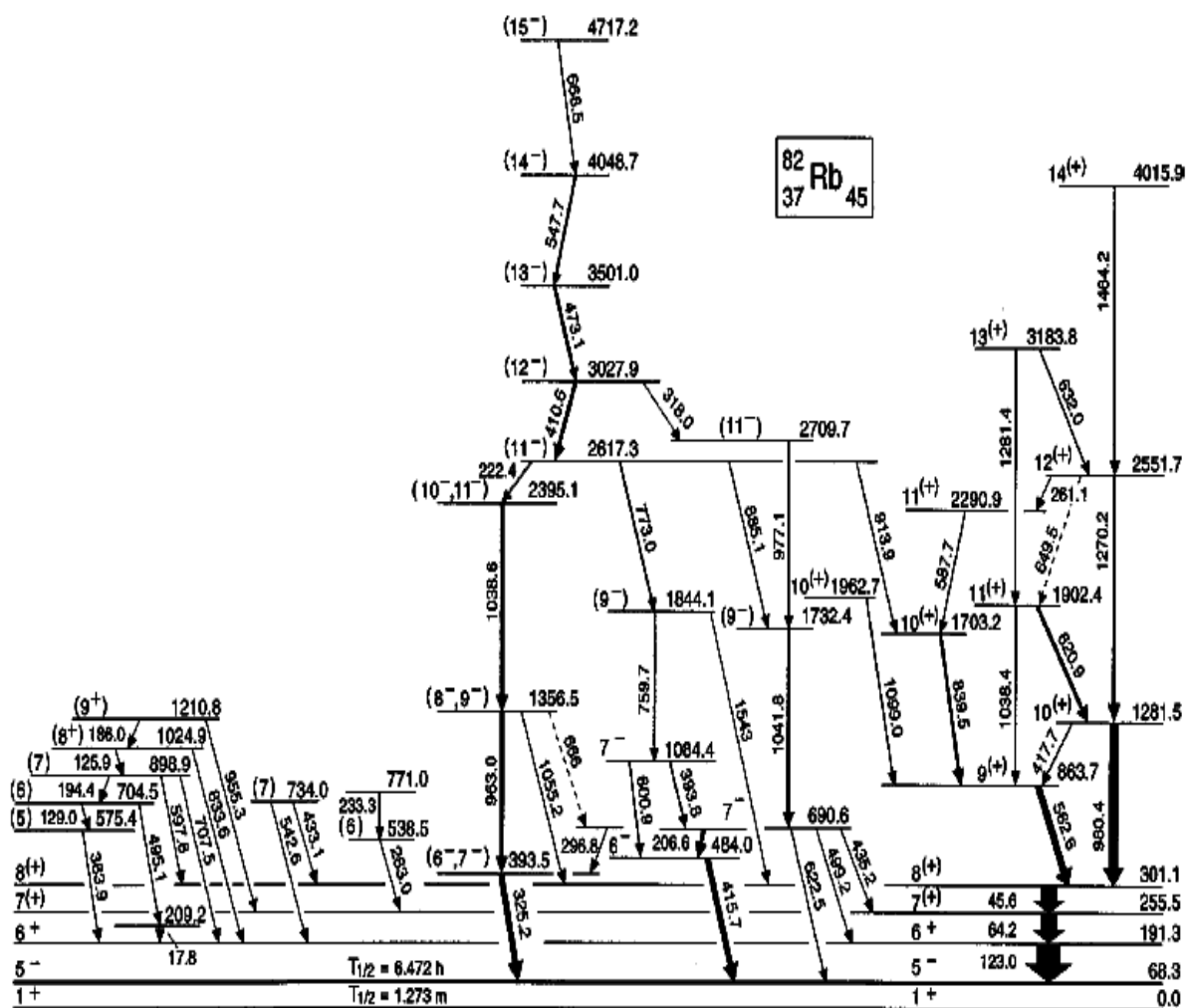


Рис. 46. Схема уровней ядра ^{82}Rb .

Авторы работы [109] расширили полосы положительной четности заселяющий низколежащий уровень со спином 6^+ и с энергией 191.3 кэВ [112] до состояния со спином $14^{(+)}$ и с энергией 4015.9 кэВ.

Состояние со спином $10^{(+)}$ и с энергией 1073.2 кэВ заселяется двумя слабыми переходами с энергиями 587.7 кэВ и 913.9 кэВ. Переход с энергией 913.9 кэВ обеспечивает новые высокоспиновые дипольные последовательности. Переход с энергией 839.5 кэВ из уровня 1073.2 кэВ наблюдался в совпадении с переходом с энергией 562.6 кэВ. Эти переходы не являются частью ираст последовательностей вращательного типа и могут демонстрировать влияние оболочечной модели ядра. Распад из уровня со спином 11^- и с энергией 2617.3 кэВ заселяет состояния разной четности. На левой стороне рисунка 48 находятся слабозаселенные уровни, которые заселяют низколежащие состояния со спинами 6^+ , $7^{(+)}$, $8^{(+)}$ и с энергиями переходов

383.9, 495.1, 597.6, 707.5, 833.6 и 955.3 кэВ. Низколежащие состояния отрицательной четности ядра ^{82}Rb не показывают вращательный характер, известный из нейтронодефицитных нечетно-нечетных ядер Rb. Это указывает на существенно меньшую квадрупольную деформацию и четко демонстрирует переходный характер этого ядра. Этот факт отражается также на магнитном моменте изомерного состояния (5^-) ядра ^{82}Rb [115, 116], который можно довольно хорошо объяснить на основе сферической оболочечной модели соединением протона $p_{3/2}$ с необычной нейтрон $(g_{9/2})^3_{7/2}$ конфигурацией. Аналогичная ситуация была обнаружена для магнитного момента 5^- изомера более легкого с $N = 45$ ядра ^{80}Br [117, 118].

Была предпринята попытка применить понятия оболочечной модели к состояниям отрицательной четности ядра ^{82}Rb . Из работы [112] известно, что низколежащие состояния со спинами 6^- (с энергией 484.0 кэВ) и 7^- (с энергией 690.6 кэВ), которые разделены переходом с энергией 207 кэВ, по всей вероятности, основаны на конфигурациях $2qp - (\pi p_{3/2} \otimes \nu g_{9/2})_6^-$ и $(\pi f_{5/2} \otimes \nu g_{9/2})_7^-$, соответственно. Это предположение основано на том, что непарный нейтрон заполняет $g_{9/2}$ подоболочку при очень малой деформации. Максимально возможный спин, который можно получить в рамках сферической оболочечной модели ядра для двухчастичных возбуждений отрицательной четности, является спин 7. Обнаружение высокоспиновых состояний связано с созданием дополнительных непарных квазичастиц, что требует довольно много энергии. Только в случае конечной деформации непарный протон может заполнять подоболочку $g_{9/2}$ при низких энергиях возбуждения. В рамках сферической оболочечной модели ядра такие протонные возбуждения возникают при гораздо более высоких энергиях. Появление состояний положительной четности с конфигурацией $(\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2})$ при низких энергиях указывает на наличие этих $g_{9/2}$ протонных возбуждений. Трудно сделать вывод для состояний отрицательной четности из-за скудности экспериментальной информации.

Авторы работы [109], наблюдая высоколежащие уровни с $\Delta I = 1$, заметили некоторые интересные особенности, которые обобщили следующим образом:

- Последовательность высоколежащих состояний начинается с уровня со спином 11^- и с энергией 2617.3 кэВ. Большое разделение энергии основного состояния и других низколежащих состояний указывает на преимущественно $4qp$ характер.

- Распад происходит в основном из состояния со спином 11^- к низколежащим состояниям с положительной и отрицательной чётностью (явного предпочтения четности нет), что также указывает на $4qr$ природу высокоспиновых состояний.

Большие вероятности переходов $M1$, которые с ростом спина плавно уменьшаются, четко наблюдались экспериментально в реакции $^{68}\text{Zn}(^{18}\text{O}, p3n)^{82}\text{Rb}$ [109]. С другой стороны, возникновение высокоспиновых $M1$ -переходов в области масс $A \approx 80$ ранее было отмечено у нескольких ядер, таких как нечетное ядро по числу нейтронов $^{81}_{36}\text{Kr}_{45}$ [119] и нечетных ядер по числу протонов $^{81}_{37}\text{Rb}_{44}$, $^{83}_{37}\text{Rb}_{46}$, $^{85}_{37}\text{Rb}_{48}$ [120, 121]. Из расчетов оболочечной модели было видно, что у нечетных по числу протонов ядер, как например $^{85}_{37}\text{Rb}_{48}$ с четным N ($N = 48$ расположен в непосредственной близости от заполнения нейтронной оболочки $N = 50$), быстрые переходы $M1$ также могут быть образованы конфигурацией $3qr$ - $(\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2} \otimes \nu f_{5/2})$ [121]. Даже если вращение не может играть существенную роль для низколежащих уровней отрицательной четности, возникновение высоколежащих полос с переходами $M1$ может указывать на начало небольшой квадрупольной деформации [122].

Авторы работы [109] предполагая малую деформацию ядра ^{82}Rb и отрицательную четность для полос с $\Delta I = 1$, предлагают следующую интерпретацию: для того, чтобы образовать состояние с конфигурацией $4qr$ отрицательной четности, должен быть разрыв дополнительной пары нуклонов. Если предположить, что распадается пара протонов, то подоболочки $p_{1/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ или $g_{9/2}$ могут быть заселёнными у ядер с $Z = 37$. Полоса отрицательной четности не может быть образована переходом одной непарной частицы к вышележащей подоболочке $g_{9/2}$. Тем не менее, непарные квази протоны не могут занимать все возможные орбиты из-за принципа Паули. Орбита $g_{9/2}$ с самой низкой энергией уже заполнена непарным квази протоном. Таким образом, квази протоны могут спариваться больше всего на подоболочках $(p_{3/2}, g_{9/2})$ или $(f_{5/2}, g_{9/2})$ со спинами 5^- или 6^- , соответственно. Эти полосы могут дополнительно присоединяться к конфигурации $2qr$ - $(\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2})_{6^+, 7^+, 8^+, 9^+}$ для формирования $4qr$ состояний в области спинов $11^-, \dots, 15^-$. Из-за принципа Паули самой низкой подоболочке $g_{9/2}$ требуется больше энергии возбуждения для генерации высокоспиновых состояний. Следует отметить, что по существу одни и те же аргументы могут быть сделаны для двух-квази-нейтронных возбуждений. Однако, для ядер с числом нейтронов $N = 45$, распад нейтронной пары

подоболочки $p_{3/2}$ или $f_{5/2}$ и поднятие одного нейтрона к подоболочке $g_{9/2}$ требует гораздо больше энергии, чем для пары протонов. Таким образом, разрыв пары нейтронов маловероятен, и авторы работы [109] предлагают конфигурацию $4qp - \pi(g_{9/2})^2 \otimes \pi(p_{3/2}, f_{5/2}) \otimes \nu g_{9/2}$ для состояния со спином 11^- .

Формы деформации сильно зависят от числа протонов Z и нейтронов N , при вращении, и от орбиталей, заселенных квазичастицами. С увеличением числа нейтронов и с приближением к магическому числу 50 (по числу нейтронов), возможность деформации уменьшается, и форма приближается к сферической. Для ядер находящийся между ними, переходной характер приводит к очень хрупким возбуждениям, основанных на различных деформациях. У ядер с 47 нейтронами (${}^{86}_{39}\text{Y}_{47}$) подоболочка $g_{9/2}$ заселена более чем наполовину и в результате теряет большую часть своей способности деформироваться [123, 124]. В ядре ${}^{84}_{37}\text{Rb}_{47}$, инверсия происходит у полос положительной четности с вращательной структурой [124]. При сравнении различных изотопов этого ядра, с увеличением числа нейтронов инверсия слегка смещается в сторону высоких спинов [109]. Ядра ${}^{80,82,84}\text{Y}$ с числом протонов $Z = 39$ хорошо изучены, и инверсия также наблюдалась на полосах положительной четности [125, 126, 127].

В последнее время высокоспиновые состояния ядра ${}^{86}\text{Y}$ изучали авторы работы [128] с использованием слияния - испарительной реакций тяжелых ионов. Были обнаружены и расширены ираст полосы отрицательной четности с M1 переходом. Соответствующие уровни были интерпретированы с помощью расчетов оболочечной модели.

На рисунке 47 приведена схема уровней ядра ${}^{86}\text{Y}$, взятая из работы [128]. Ираст полосы заселяют изомерное состояние со спином $8^{(+)}$ ядра ${}^{86}_{39}\text{Y}_{47}$ с энергией 218 кэВ. Основное состояние ($I^\pi = 4^-, T_{1/2} = 14.74$ ч) путем распада ираст линий не заселяется. Из рисунка видно, что ядро имеет три ираст-полосы (Band 1, Band 2, Band 3). Во всех трех полосах идут магнитные и электрические дипольные каскадные переходы M1, E1, а также электрические квадрупольные E2 переходы. В работе [128] эти полосы были расширены до состояния положительной четности со спином $17^{(+)}$ с энергией 5993 кэВ. В работе [129] ее конфигурация была установлена как $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}^{-1}$. Это было также подтверждено в работе [128] с помощью расчетов оболочечной модели. Как видно из рисунка 47, полоса отрицательной четности, построенная на уровне со спином $I = 11\hbar$ и с энергией 2758 кэВ [130], в основном, состоит из ряда дипольных переходов. В работе [129] они были расширены вплоть до состояния со спином $I =$

21⁽⁻⁾ и с энергией 8444 кэВ. Для полос отрицательной четности большая разница в значениях энергии основного состояния и других низколежащих уровней указывает преимущественно на четыре квазичастицный характер. В ядре ^{86}Y , протонный уровень Ферми расположен вблизи орбит Нильсона $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$ ($\pi g_{9/2}$), в то время как нейтронный уровень Ферми лежит на верхнем конце подболочки $\nu g_{9/2}$. Таким образом, протонные или нейтронные конфигурации могут включать заполненные орбитали. В работах [131, 132] было указано, что низколежащими четырьмя квазичастичными ($4qp$) конфигурациями для соседних ядер с $Z = 37$ и $N = 45, 47$ являются $\pi g_{9/2}^2(p_{3/2}/f_{5/2})^{-1} \otimes \nu g_{9/2}^{-1}$.

Характерной чертой почти всех нечетно-нечетных ядер в области $A \sim 80$ является сильное расщепление. В работе [133] было отмечено, что инверсия в этой области связано с заполнением высокой j орбитали $g_{9/2}$ протонами и $g_{9/2}$ нейтронами, что отражает переход от преимущественно одночастичного возбуждения при низких спинах к вращательному, т.е. коллективному (движение на высших спинах). Ираст полосы положительной четности нечетно-нечетного ядра $^{86}_{39}\text{Y}_{47}$ с конфигурацией $\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2}^{-1}$ демонстрируют большое расщепление и инверсию у полос с $I \sim 13\hbar$ [134].

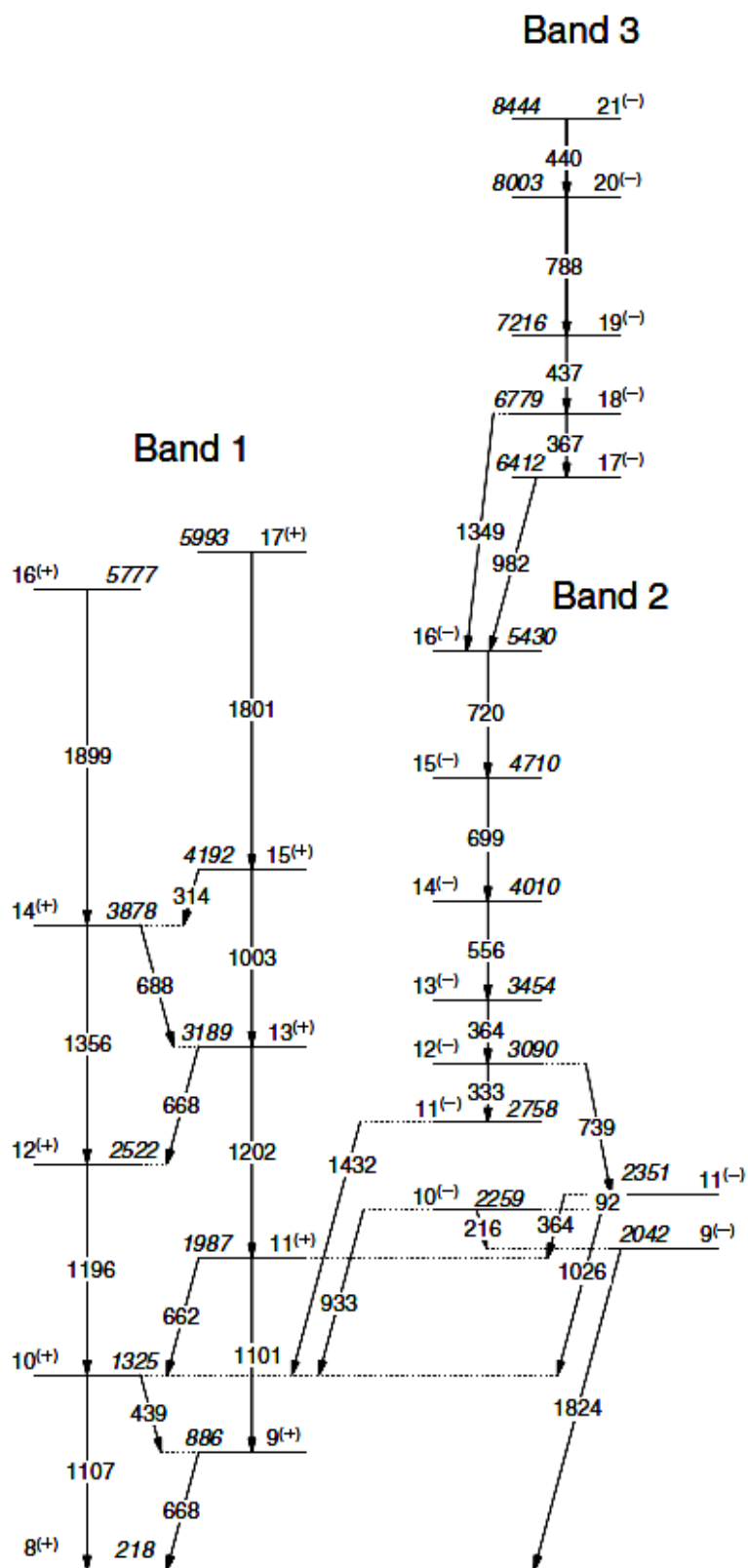


Рис. 47. Схема уровней ядра ^{86}Y [128]. Энергии переходов приведены в кэВ. Скобки означают, что четность установлена ориентировочно.

Инверсия интерпретируется взаимодействием между одночастичным и коллективным возбуждением в этом ядре.

В работе [135] было исследовано ядро $^{87}_{39}\text{Y}_{48}$ с помощью реакции $^{80}\text{Se}(^{11}\text{B}, 4n)$ в диапазоне энергии 45 МэВ. На рисунке 48 представлена схема состояний ядра ^{87}Y .

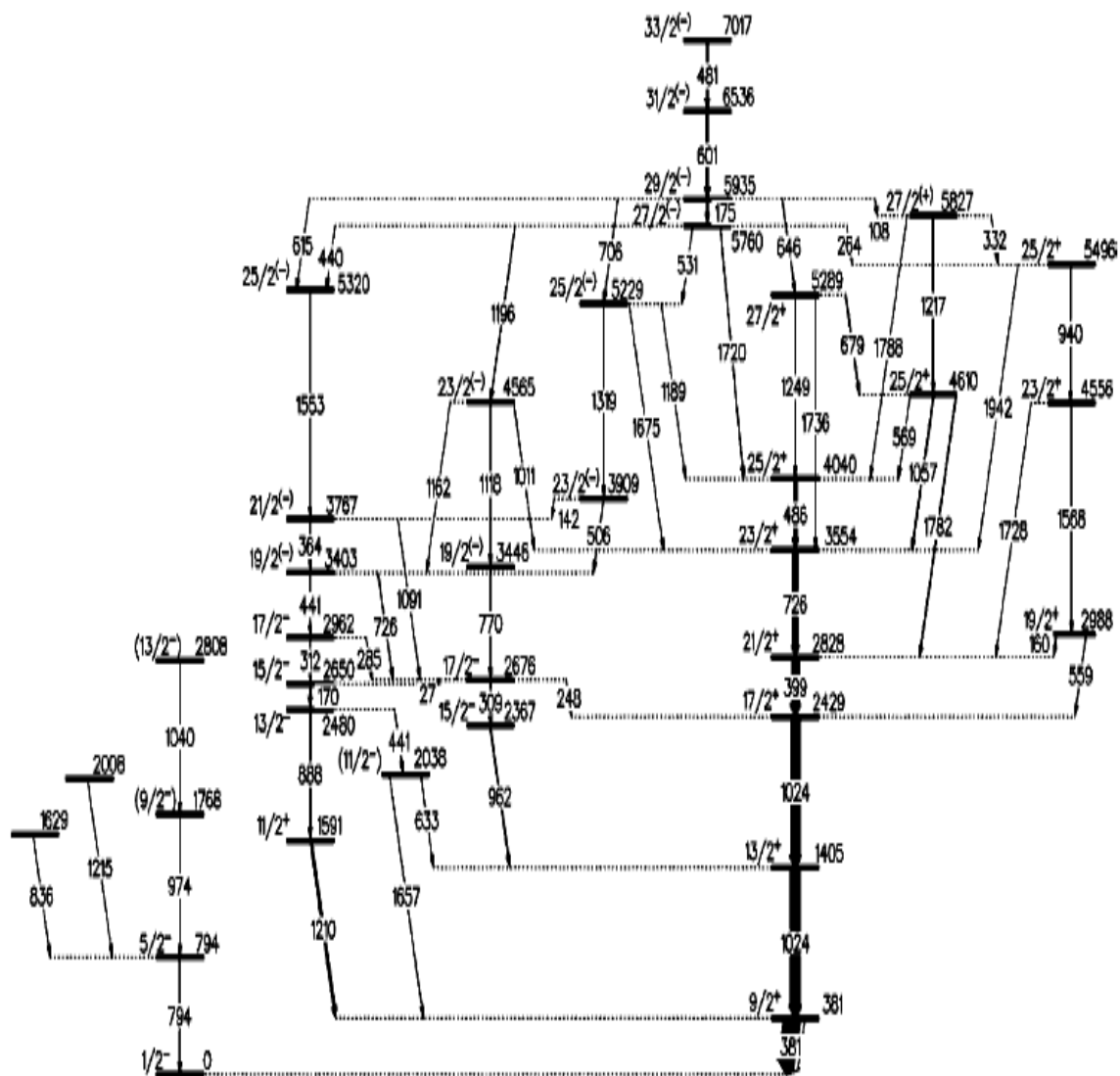


Рис. 48. Схема уровней ядра ^{87}Y [135].

Схема низколежащих уровней совпала со схемой низкоспиновых состояний, которые ранее были исследованы в реакциях $^{85}\text{Rb}(\alpha, 2n)$ [136] и $^{74}\text{Ge}(^{18}\text{O}, p4n)$ [137]. Схему высоколежащих уровней авторы работы [135] расширили до состояния со спином $I^\pi = 33/2^{(-)}$ и с энергией $E \approx 7$ МэВ. После нескольких коллективных сильных M1 и слабых E2 переходов заполняется изомерное состояние ($I^\pi = 9/2^+$, $E =$

380.79 кэВ, $T_{1/2} = 13.37$ ч), после чего посредством M4 перехода заполняется основное состояние ($I^\pi = 1/2^-, T_{1/2} = 79.8$ ч). Расчеты оболочечной модели были выполнены в валентном пространстве $\pi(0f_{5/2}, 1p_{3/2}, 1p_{1/2}, 0g_{9/2})\nu(1p_{1/2}, 0g_{9/2})$.

Из экспериментальных данных и из расчетов сферической оболочечной модели известно, что одночастичные возбуждения доминируют в диапазоне $Z \sim 42 - 44$ у ядер с $N \leq 51$, даже с достаточно высоким угловым моментом ($I \approx 20\hbar$, $E \approx 10$ МэВ) [138, 139]. У изотопов Tc с нечетным числом A в области числа нейтронов $N \leq 50$ не были найдены группы коллективных структур ^{89}Tc [140], ^{91}Tc [141] и ^{93}Tc [142, 143].

С другой стороны, ядра с $N \geq 55$ проявляют коллективное поведение [144], [145]. До недавнего времени было малоизвестно о промежуточных ядрах с $N = 52 - 54$. Для того чтобы понять эти "переходные ядра", недавно были проведены программы обширных исследований ядер с $52 \leq N \leq 54$ [146, 147, 148]. Изучение структуры уровней ядер $^{94,95}\text{Mo}$ [147], $^{96-98}\text{Ru}$ [146] и $^{97,98}\text{Rh}$ [148] привело к глубокому пониманию механизма, ответственного за возникновение высокоспиновых состояний в этой области. В этих исследованиях схемы уровней были расширены до достаточно высоких спинов и энергии возбуждения ($I \approx 22\hbar$, $E \approx 12$ МэВ). Наблюдение γ лучей с энергией $E_\gamma \approx 2$ МэВ обеспечили четкий экспериментальный результат для разрыва протонных и нейтронных пар у ядер с $N = 50$. Наконец, во многих из этих ядер, были обнаружены последовательности отрицательной четности с участием ряда E2 переходов, энергии которых возрастают с ростом спина. Эти "ротационные полосы" E2 каскадов, хотя и свидетельствуют о возможной коллективности, но были получены с помощью расчетов по оболочечной модели. На основе расчетов оболочечной модели состояния с более высоким угловым моментом получаются возбуждением $g_{9/2}$ подоболочки (с магическим числом нейтронов $N = 50$).

Нечетно-нечетные ядра с $Z < 50$ и $A \approx 100$ имеют низкоэнергетические конфигурации, где нечетные протоны занимают орбитали, расположенные ниже $Z = 50$ разрыва оболочки, а нечетные нейтроны занимают орбитали, расположенные выше разрыва оболочки с $N = 50$. Переходные ядра этой области, как правило, имеют мягкие γ переходы и сравнительно небольшую квадрупольную деформацию при низких и средних значениях спина. Таким образом, они имеют состояния со сложной структурой, которые часто характеризуются существованием сферических и деформированных форм. Кроме того, исследование таких высокоспиновых

состояний может предоставлять информацию о завершающих полосах, которые были предсказаны для многих из этих ядер [149], а также экспериментально обнаружены в течение последних лет [150, 151]. Для ядер вблизи замкнутых оболочек, с небольшим числом нуклонов, находящийся за пределами конфигурации замкнутых оболочек, спин завершающих полос получается не такой высокой. Состояния с высшими спинами возникают в результате слияние - испарительной реакции, вызванной тяжелыми ионами.

Одним из нечетно-нечетных ядер из этой области, о высокоспиновых состояниях, которого не так много известно, является ^{96}Tc . В низкоспиновой области ^{96}Tc ядро довольно подробно изучено с помощью (p, n) [152, 153, 154], $(d, 2n)$ [155] и $(^3\text{He}, d)$ [156] реакции, в то время как состояния с более высоким спином были изучены с помощью (α, n) реакции [157, 158, 159] и в последнее время в реакциях тяжелых ионов [160, 161].

В работе [162] были изучены высокоспиновые состояния нечетно-нечетного ядра $^{96}_{43}\text{Tc}_{53}$, с помощью реакции $^{82}\text{Se}(^{19}\text{F}, 5n\gamma)$ при энергии 68 МэВ и $\text{Zn}(^{36}\text{S}, \text{архн})$ при энергии 130 МэВ.

Авторы работы [162] установили новые состояния выше уровня со спином $I^\pi = 13^+$ и с энергией 2601 кэВ (рис. 49 секция А), а также выше уровня со спином $I^\pi = 12^+$ и с энергией 3022 кэВ (рис. 49 секция В). Схема уровней при более низких энергиях возбуждения совпадают с ранее установленными данными [158, 159].

Авторы работы [159] однозначно установили положительную четность до состояния со спином $I^\pi = 13^+$ и с энергией 2601 кэВ (см. рис. 49 секция А), а также до уровня со спином $I^\pi = 11^+$ и с энергией 2399 кэВ (см. рис. 49 секция В). Выше этих уровней авторы работы [162] установили также положительную четность.

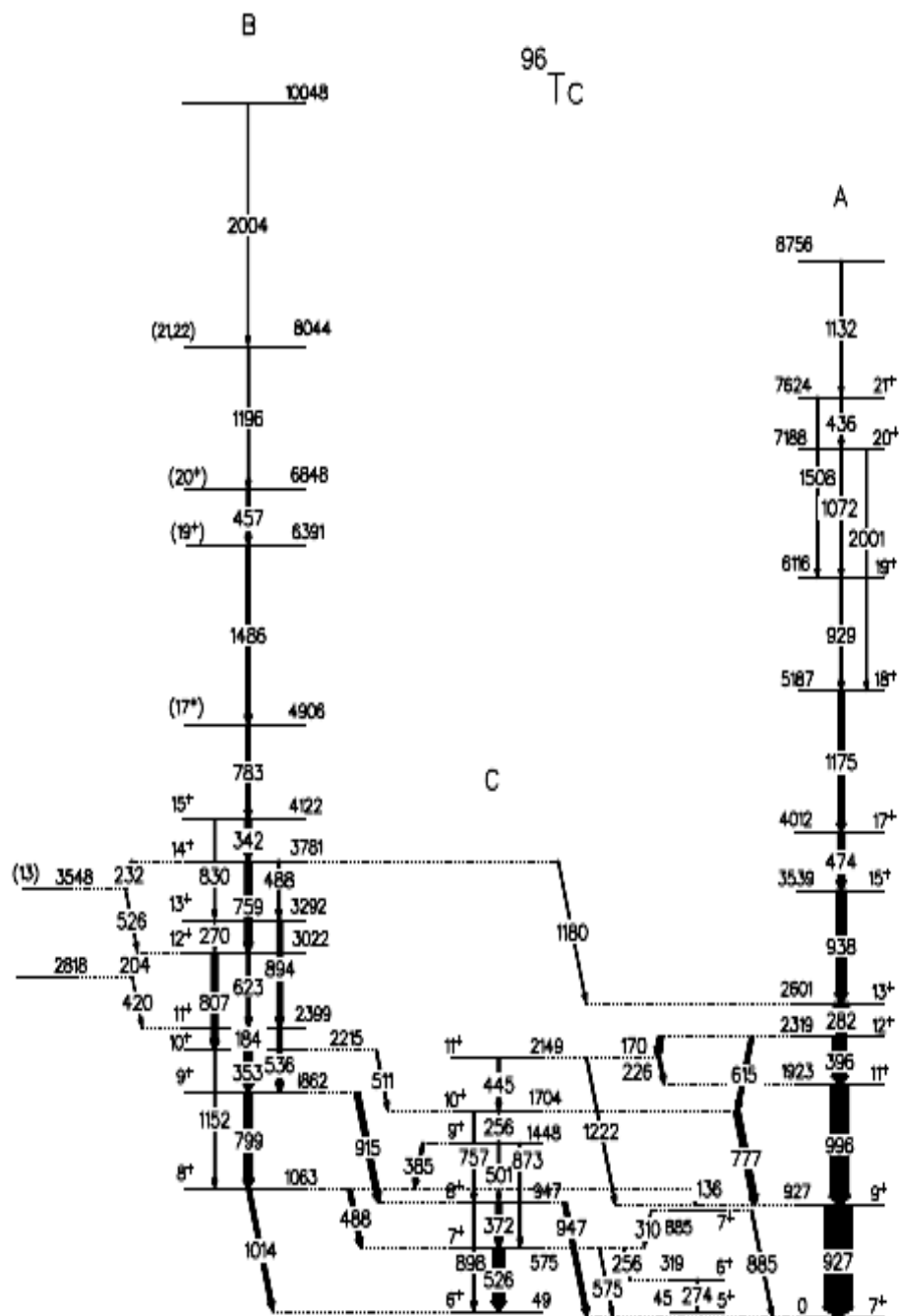


Рис. 49. Схема уровней ядра ^{96}Tc [162]. Энергии переходов приведены в кэВ.

Интенсивности γ переходов пропорциональны ширине стрелок.

В работе [145] возбужденные состояния ядра $^{99}_{43}\text{Tc}_{56}$, с энергией до 6 МэВ были получены с использованием $^{96}\text{Zr}(^7\text{Li}, 4n)^{99}\text{Tc}$ слияние - испарительной реакции с энергией пучка 35 МэВ. Полосы положительной четности ядра ^{99}Tc могут быть связаны с трехосной деформацией.

Ядерные формы определяются сложным взаимодействием квантовых многочастичных корреляций. Большинство деформированных ядер обладают вращательными свойствами с аксиально-симметричным очертанием в их основном состоянии и при меньшем значении углового момента. Осевая асимметрия или трехосность встречается у ядер в диапазоне $A \sim 110$ [163, 164, 165, 166], $A \sim 70$ [167, 168, 169], и $A \sim 160$ [170, 171]. Трехосность может проявляться в переходных ядрах с появлением гамма полос [172, 173], колебательным движением с большим угловым моментом [172], усиленным расщеплением или даже инверсией [173]. Особый интерес представляют ядра с вероятным жестким трехосным очертанием основного состояния или с меньшим угловым моментом, для которых существующие на сегодняшний день экспериментальные доказательства очень скудны. Изотопы Tc с числом протонов чуть ниже замкнутой $Z = 50$ оболочки (${}_{43}\text{Tc}$), относятся к области, которую можно рассматривать как типичную область переходных ядер [163]. Экспериментальные данные для трехосного основного состояния ядра ${}_{42}^{98}\text{Mo}_{56}$ (четно-четный остов ядра ${}_{43}^{99}\text{Tc}_{56}$) ранее были получены из исследования с использованием многократного кулоновского возбуждения [174]. Из изотопов Tc с нечетным числом A ядро ${}^{93}\text{Tc}$ с магическим числом нейтронов ($N = 50$) имеет сферическую форму. Стабильная квадрупольная деформация встречается у нейтроноизбыточных ядер, из-за усиленной квадрупольной корреляции между валентными нуклонами, занимающими $\pi g_{9/2}$ и $\nu d_{5/2}$ орбитали. В более ранних работах, структуры уровней положительной и отрицательной четности для нескольких ядер Tc с нечетным числом A были исследованы в работах ${}^{95}\text{Tc}$ [175, 176], ${}^{97}\text{Tc}$ [177, 178], ${}^{101}\text{Tc}$ [179, 180, 181], ${}^{103}\text{Tc}$ [182], и ${}^{105-109}\text{Tc}$ [183].

Ядро ${}^{99}\text{Tc}$ с числом протонов $Z = 43$ и нейтронов $N = 56$ находится в середине переходной области ($A \sim 100$) между сферической и сильно деформированной формы основного состояния и является хорошим кандидатом для изучения трехосной деформации. Низкоспиновые состояния этого ядра были исследованы с помощью бета-распада ядра ${}^{99}\text{Mo}$ [184, 185, 186]. Состояния с более высокими спинами были получены с помощью реакции ${}^{96}\text{Zr}({}^6\text{Li}, 3n){}^{99}\text{Tc}$ [187, 188] и ${}^{98}\text{Mo}({}^3\text{He}, pn){}^{99}\text{Tc}$ [189]. В этих работах были идентифицированы возбужденные состояния ядра ${}^{99}\text{Tc}$ приблизительно до 3 МэВ.

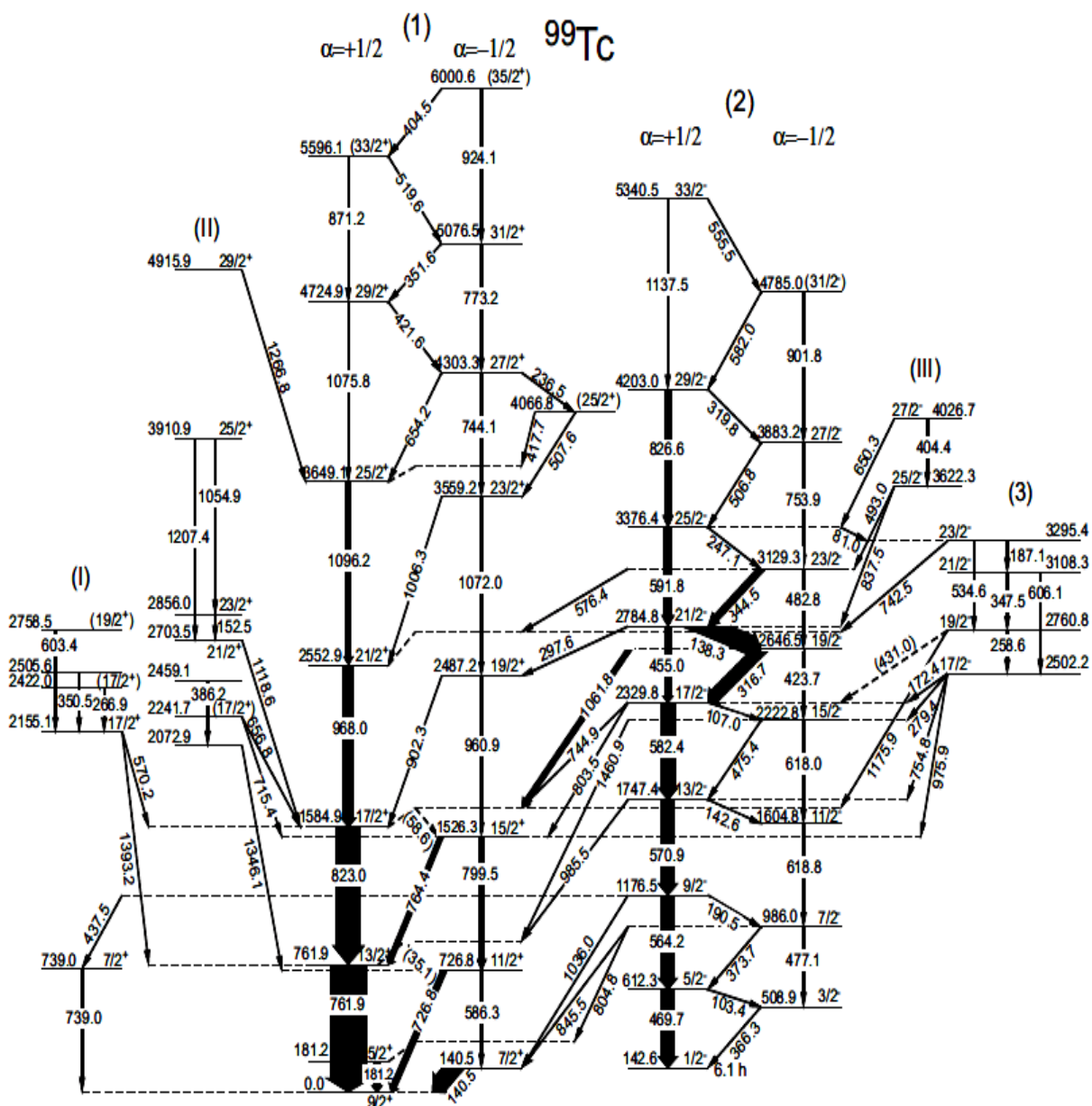


Рис. 50. Схема уровней ядра ^{99}Tc . Энергии переходов приведены в кэВ. Интенсивности переходов пропорциональны ширине стрел.

На рисунке 50 приведена схема уровней ядра ^{99}Tc [145]. Она была получена из γ - γ совпадений и относительной интенсивности переходов. Три группы коллективных структур обозначены на верхней части полос номерами (1) - (3), соответственно. Три группы одночастичных уровней также помечены цифрами (I) - (III), соответственно.

В работах [187, 188, 189], группа (1) была установлена как полоса положительной четности со спином до $25/2^+$ и с энергией 3649.1 кэВ ($a = +1/2$) и до

$15/2^+$ с энергией 1526.3 кэВ ($a = -1/2$). Авторы работы [145] расширили эту группу до спинов $33/2^+$ и $35/2^+$ с соответствующими компонентами a . Были идентифицированы семь новых уровней с 4724.9 кэВ ($29/2^+$) и 5596.1 кэВ ($33/2^+$) с компонентом $a = +1/2$ и 2487.2 кэВ ($19/2^+$), 3559.2 кэВ ($23/2^+$), 4303.3 кэВ ($27/2^+$), 5076.5 кэВ ($31/2^+$) и 6000.6 кэВ ($35/2^+$) с компонентом $a = -1/2$. Семь новых γ переходов с $\Delta I = 2$; 1075.8 и 871.2 кэВ ($a = +1/2$) и 960.9, 1072.0, 744.1, 773.2 и 924.1 кэВ ($a = -1/2$), вместе с семью γ переходами с $\Delta I = 1$; 35.1, 58.6, 654.2, 421.6, 351.6, 519.6 и 404.5 кэВ между компонентами $a = +1/2$ и $a = -1/2$ были недавно идентифицированы (см. рис. 50).

Группа (2) была установлена как полоса отрицательной четности со спинами до $25/2^-$ с энергией 3376.4 кэВ ($a = +1/2$) и до $11/2^-$ с энергией 1604.8 кэВ ($a = -1/2$) [187, 188, 189]. Авторы работы [145] расширили эту группу до спинов $33/2^-$ с энергией 5340.5 кэВ ($a = +1/2$) и $31/2^-$ с энергией 4785.0 кэВ ($a = -1/2$). Были идентифицированы семь новых уровней с 4203.0 кэВ ($29/2^-$) и 5340.5 кэВ ($33/2^-$) с компонентом $a = +1/2$ и 2222.8 кэВ ($15/2^-$), 2646.5 ($19/2^-$) кэВ, 3129.3 кэВ ($23/2^-$), 3883.2 кэВ ($27/2^-$) и 4785.0 кэВ ($31/2^-$) с компонентом $a = -1/2$. Семь новых γ переходов с $\Delta I = 2$; 826.6 и 1137.5 кэВ ($a = +1/2$), а также 618.0, 423.7, 482.8, 753.9, и 901.8 кэВ ($a = -1/2$), вместе с семью γ переходами с $\Delta I = 1$; 142.6, 107.0, 319.8, 582.0 и 555.5 кэВ между компонентами $a = +1/2$ и $a = -1/2$ были недавно идентифицированы (см. рис. 50).

Группа (3) является слабозаселенной.

Напомним, что в настоящей работе в качестве одной из мишеней использовался натуральный Те. В главе 2 обсуждаются сравнение экспериментальных и рассчитанных описанным выше способом значений ИО для остаточных ядер ^{119}Te , ^{121}Te и ^{129}Te . Наибольшее расхождение экспериментальных и расчетных данных наблюдалось в случае нейтроноизбыточного ядра ^{129}Te . Наша группа предположила, что расхождение связано с зависимостью значений ИО от структуры уровней возбуждения, через которые происходит заселение изомерного и основного состояния (рис. 48, 49 и 50).

В работе [190] представлены схемы высокоспиновых состояния ядер $^{124-131}\text{Te}$. Эти изотопы были образованы в следующих реакциях слияния и деления (fusion - fission): $^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ (с бомбардирующей энергией 85 МэВ) и $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ (с налетающей энергией 90 МэВ). Излучаемые гамма-лучи регистрировались с помощью установки Euroball. Для идентификации новых изомерных состояний был использован так же

детектор тяжелых ионов SAPHIR (Saclay Aquitaine Photovoltaic cells for Isomer Research) [191]. Чтобы измерить период полураспада изомерных уровней (в диапазоне от нескольких десятков до нескольких сотен наносекунд) были проанализированы временные спектры между фрагментами и гамма-лучами. Полученные в этих экспериментах данные позволили авторам расширить схемы уровней $^{124-131}\text{Te}$ изотопов до высших спинов ($\sim 17\hbar$) при более высоких энергиях возбуждения ($\sim 5 - 6$ МэВ). Кроме того, в большинстве случаев выполненные $\gamma - \gamma$ угловые корреляции совпали с прежними спиновыми распределениями и дали около 30 новых уровней. Для того чтобы иметь более глубокое понимание о возбуждениях, участвующих в высокоспиновых состояниях изотопов Te с большим массовым числом (в частности, соответствующие роли нейтронов и протонов), авторы использовали оболочечную модель ($_{52}\text{Te}$ является околomagическим ядром по числу протонов). Они рассматривали протонно-протонные, нейтронно-нейтронные и протонно-нейтронные взаимодействия, учитывая кулоновское отталкивание между протонами [192]. Из оболочечной модели следует, что для описания ядер с $Z \geq 50$ и $N \leq 82$ валентное пространство включает в себя пять протонных и пять нейтронных орбит ($g_{7/2}$, $d_{5/2}$, $d_{3/2}$, $s_{1/2}$, $h_{11/2}$).

Высокоспиновые состояния тяжелых изотопов Te имеют более сложную структуру, по сравнению с изотопами Sn ($_{50}\text{Sn}$ является магическим ядром по числу протонов), так как в дополнение к разрыву пар нейтронов, наблюдаемых у изотопов Sn [193, 194, 195], необходимо принять во внимание ещё и разрыв пары протонов. Валентное пространство изотопов Te с большими массовыми числами может иметь различные конфигурации, ($\nu h_{11/2}$ и $\nu d_{3/2}$, а также $\pi g_{7/2}$ и $\pi d_{5/2}$). Надо обратить внимание на тот факт, что увеличение углового момента (в пределах ираст линии) может быть обусловлено одновременно разрывом пары нейтронов и пары протонов.

β^- распад материнского ядра $^{127}_{51}\text{Sb}_{76}$ ($T_{1/2} = 3.85$ дн) изучен много лет назад [196], что дало возможность идентифицировать многие из состояний ядра ^{127}Te с энергиями возбуждения ниже 1.4 МэВ и значениями спина, близкими к спину основного состояния ядра ^{127}Sb ($I^\pi = 7/2^+$). Среди них заслуживают внимания два состояния, поскольку они заселяются в реакциях, вызванных тяжелыми ионами. Состояние со спином $I^\pi = 7/2^+$ распадается на основное состояние со спином $I^\pi = 3/2^+$ ($T_{1/2} (^{127g}\text{Te}) = 9.35$ ч). Изомерное состояние со спином $I^\pi = 11/2^-$ ($T_{1/2} (^{127m}\text{Te}) = 109$ дн) возникает из-за перехода нечетного нейтрона на подоболочку $\nu h_{11/2}$. На самом деле эти два состояния наблюдаются в глубоко неупругих реакциях [197].

На рисунке 51 приведена схема уровней ядра ^{127}Te . Каскад переходов с энергиями 697, 678, 953 кэВ, а также 591 и 816 кэВ, имеют квадрупольный характер (E2), в то время как 358, 392, 458 и 491 кэВ переходы являются дипольными (M1). Это определяет значения спинов нескольких возбужденных состояний. Как видно из схемы уровней ^{127}Te , изомерное состояние заселяется более интенсивными переходами (левая часть рис. 51), а на основное состояние переходят мало интенсивные линии (381 → 604 → 685 кэВ).

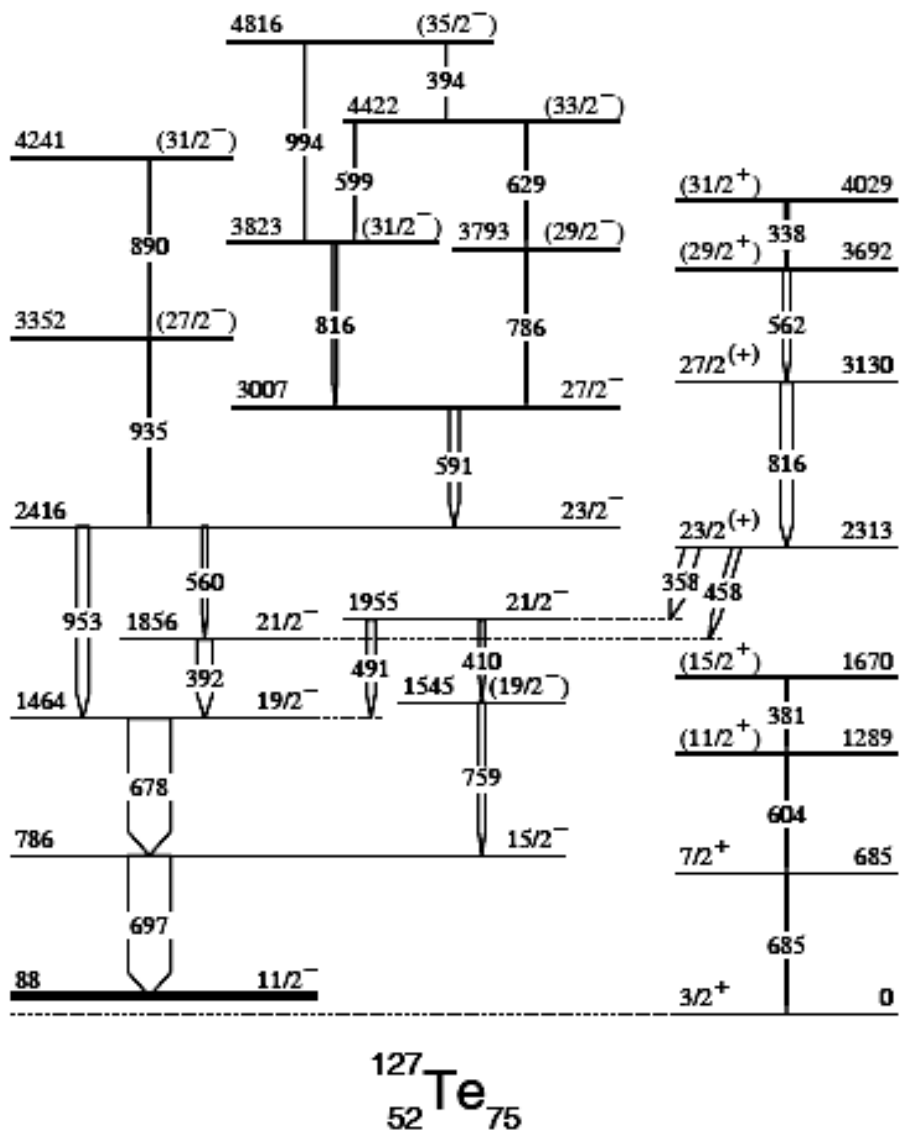


Рис. 51. Схема уровней ^{127}Te . Ширина стрелок пропорциональна относительной интенсивности γ лучей.

Эти линии не наблюдались при рассмотрении β^- распада материнского ядра ^{127}Sb . Они были идентифицированы в реакциях слияния и деления (в таблице 10 работы [190] приведены интенсивности этих слабых линий, которые не приведены на рис. 51).

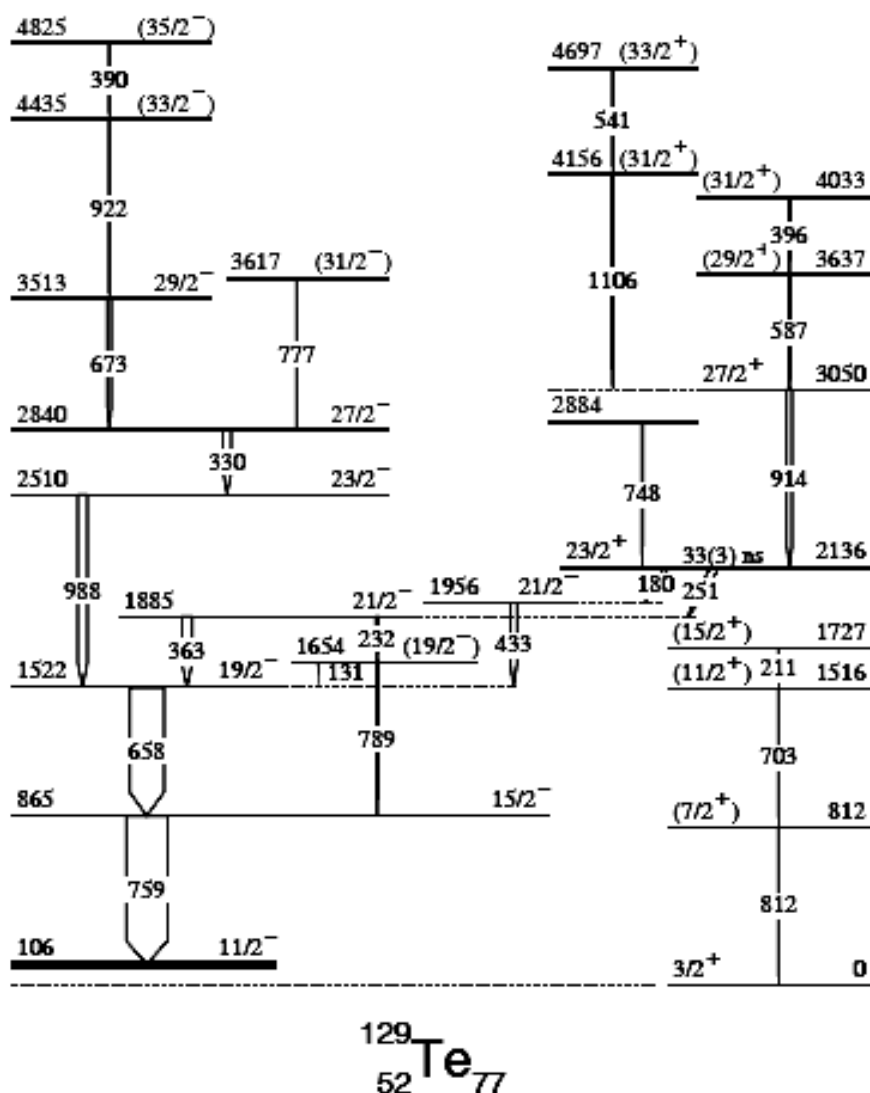


Рис. 52. Схема уровней ^{129}Te . Ширина стрелок пропорциональна относительной интенсивности γ лучей.

Первые результаты по возбужденным состояниям ядра ^{129}Te были получены в результате исследований β^- распада материнского ядра $^{129}_{51}\text{Sb}_{78}$. Изомерное состояние ядра ^{129}Sb было изучено много лет назад [198]. Несколько лет спустя, благодаря внутреннему переходу M4 было установлено, что $I^\pi(^{129\text{m}}\text{Sb}) = 19/2^-$ ($T_{1/2} =$

17.7 м) [199]. Разветвление β^- распада ^{129m}Sb составляет 85%. Некоторые высокоспиновые состояния ядра ^{129}Te заселяются в результате этого распада. В работе [200] эти состояния были идентифицированы посредством осуществления глубоко неупругой реакции $^{130}\text{Te} + ^{64}\text{Ni}$. Схема высокоспиновых уровней ^{129}Te была расширена до энергии возбуждения 2.1 МэВ и значения спина $23/2^+$. В дальнейшем более детальный анализ позволил установить два новых перехода, что привело к расширению схемы уровней до энергии возбуждения 3 МэВ [197]. В работе [190] были идентифицированы множество новых γ линий, что повысило схему уровней до энергии 4.825 МэВ.

На рисунке 52 приведены переходы уровней ^{129}Te , расположенные выше состояний с 2136 кэВ и 2510 кэВ (рисунок заимствован из раб. [190]). Это две независимые структуры, которые имеют различные четности. Пять переходов имеют квадрупольный характер (E2): переходы с энергиями 759, 658, 988, 330 кэВ расположены в левой части схемы уровней (см. рис. 52), а переход с энергией 914 кэВ расположен в правой части рисунка. Кроме того, четыре перехода соединяющие эти две части (с 180, 251, 363 и 433 кэВ) имеют дипольный характер. Положительная четность приписывается состоянию с 2136 кэВ из-за его замедленного распада, что можно объяснить, только если дипольные γ кванты с энергиями 180 и 251 кэВ являются E1 переходами [200]. Аналогично схеме уровней ядра ^{127}Te , изомерное состояние ядра ^{129}Te заселяется интенсивными переходами (левая часть рис. 54), а на основное состояние идут малоинтенсивные линии (211 \rightarrow 703 \rightarrow 812 кэВ) (в таблице 12 работы [190] приведены интенсивности этих слабых линий).

В работе [190] были идентифицированы два уровня, почти с одинаковыми энергиями и со спином $21/2^-$ для ядер ^{127}Te и ^{129}Te . Двум состояниям со спином $21/2^-$ ядра ^{129}Te была приписана конфигурация $(vh_{11/2})^1(\pi g_{7/2})^1(\pi d_{5/2})^1$, потому что они были заселены β распадом высокоспинового изомерного состояния ^{129}Sb [200]. Два состояния со спином $21/2^-$ ядра ^{127}Te , вероятно, имеют ту же конфигурацию.

Уровень со спином $I^\pi = 27/2^-$ полностью заселен $(vh_{11/2})^3$ состоянием. Его энергия возбуждения уменьшается в зависимости от числа нейтронов.

Уровень со спином $15/2^+$ связан с конфигурацией $(vd_{3/2})^1(\pi g_{7/2})^2$, в то время как $23/2^+$ состояние происходит от разрыва одной $(vh_{11/2})^2$ пары нейтронов (правая часть рис. 51 и 52) (таб. 15 работы 190). Обращает на себя внимание тот факт, что уровень со спином $23/2^+$ в случае ядер $^{127,129}\text{Te}$ распадается в направлении $21/2^-$ состояния с помощью E1 переходов. По мере того как разница в энергии этих

состояний уменьшается с ростом N , уровень со спином $23/2^+$ у ядра ^{129}Te становится изомерным, с $T_{1/2} = 33$ (3) нс.

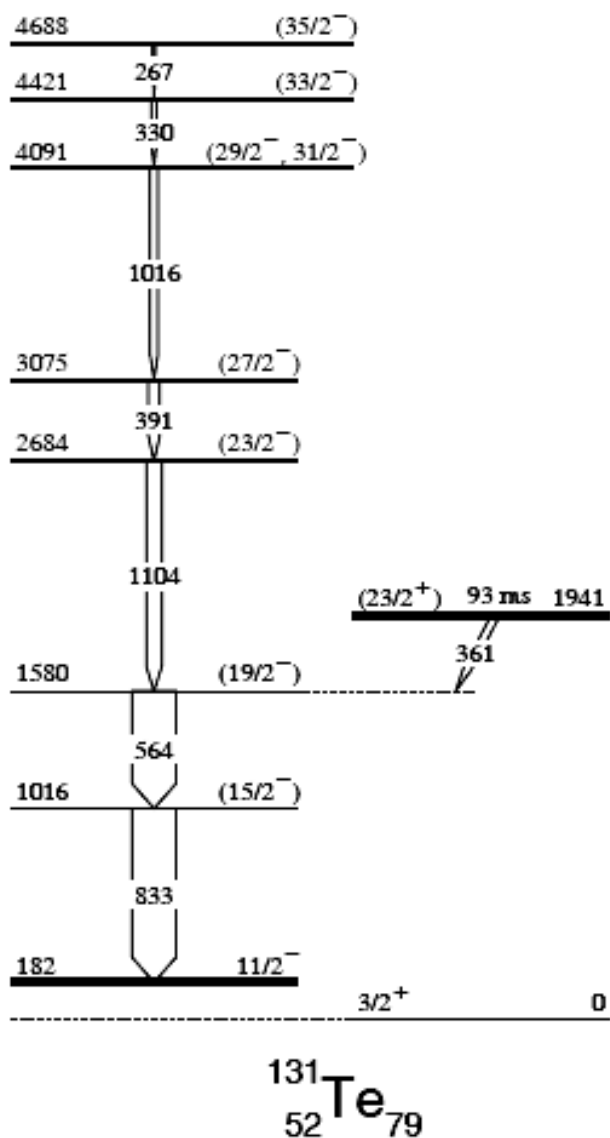


Рис. 53. Схема уровней ^{131}Te . Ширина стрелок пропорциональна относительной интенсивности γ лучей.

О высокоспиновых уровнях ядра ^{131}Te стало известно не так давно.

В первом эксперименте три перехода (с энергиями 833, 564 и 361 кэВ) были идентифицированы в глубоко неупругих реакциях $^{130}\text{Te} + ^{64}\text{Ni}$ [197] и установлены на основе $21/2^- \rightarrow 19/2^- \rightarrow 15/2^- \rightarrow 11/2^-$ каскада. Так как эти переходы распадаются медленно ($T_{1/2} > 1$ мкс), авторы предположили, что состояние со спином $23/2^+$ лежит чуть выше состояния с $I^\pi = 21/2^-$. Авторы работы [190] (рис. 52) используя

энергию возбуждения (1885 кэВ) уровня со спином $21/2^-$ ядра ^{129}Te оценили энергию возбуждения уровня $21/2^-$ ядра ^{131}Te ($E(21/2^-) \sim 2070$ кэВ). Такое значение объясняет, почему $23/2^+$ уровень у ядра ^{131}Te с энергией 1941 кэВ является долгоживущим изомерным состоянием (так как оно может распадаться только в состояние со спином $19/2^-$).

Второй эксперимент был выполнен на масс сепараторе Осириса (Osiris) [201]. После деления изотопов U было обнаружено долгоживущее изомерное состояние ^{131}Te ($T_{1/2} = 93$ мс), которое идентифицировалось как состояние с $I^\pi = 23/2^+$ (см. рис. 53). Кроме того, измерения конверсионных электронов показали, что переход с энергией 361 кэВ с высокой мультипольностью является замедленным переходом. Основываясь на значения приведенных вероятностей переходов, авторы работы [201] выбрали мультипольность E3. Но стоит отметить, что в этом случае переходы M2 и E3 приведут к схожим значениям α_K коэффициента, так что магнитный квадрупольный γ квант для M2 перехода с 361 кэВ не должен быть исключен при рассмотрении только экспериментальных результатов. Результаты работы [190] расширили структуру уровней ядра ^{131}Te до энергии 4688 кэВ (аналогично $^{127}, ^{129}\text{Te}$), дополнив ее каскадом из пяти новых переходов: $[(35/2^-) \rightarrow (33/2^-) \rightarrow (29/2^-, 31/2^-) \rightarrow (27/2^- \rightarrow 23/2^-)]$, построенную на изомерном состоянии со спином $11/2^-$ ($T_{1/2} = 33.6$ д). Так как статистика данных о γ переходах ядра ^{131}Te слишком мала, то выполнение измерений угловой корреляции не представлялось возможным. Таким образом, значения спинов и четностей (в скобках указаны на рис. 53) были выбраны по аналогии со структурами уровней легких изотопов. Состояниям с энергиями 1016 и 1580 кэВ приписаны спины $15/2^-$ и $19/2^-$, соответственно, а долгоживущему изомерному состоянию с энергией 1941 кэВ – $23/2^+$. Таким образом, авторы работы [190] сделали вывод, что переход с энергией 361 кэВ имеет характер M2, что расходится с выбором, сделанным авторами работы [201].

Уровень со спином $23/2^-$ (см. рисунки 51, 52 и 53), вероятно, имеет конфигурацию $(vh_{11/2})^1(\pi g_{7/2})^2$ или $(vh_{11/2})^1(\pi g_{7/2})^1(\pi d_{5/2})^1$. Энергия возбуждения состояния со спином $23/2^-$, который лежит выше уровня со спином $11/2^-$, увеличивается как функция от числа нейтронов. Такой эффект обусловлен остаточным взаимодействием между нечетным нейтроном и двумя протонами. При $N = 81$, интенсивность взаимодействия нейтронной дырки и протонов становится максимальной, в то время как взаимодействие сильно уменьшается для $N \sim 71$ (середина оболочек). Такое поведение было уже отмечено в случае ядра ^{49}In для

развития высокоспиновых состояний с конфигурацией $(vh_{11/2})^2(\pi g_{9/2})^1$, где существует состояние протонной дырки [202]. Принимая во внимание эмпирическое двух частичное остаточное взаимодействие, конфигурация трехквартичного мультиплета была вычислена как функция от заполнения нейтронной орбиты. Начиная с середины оболочки, где все состояния близки друг к другу, уменьшение вероятности заполнения $vh_{11/2}$ (для получения конфигурации частица-дырка) приводит к увеличению энергий высокоспиновых состояний, что наблюдалось экспериментально [202, 203].

Исходя из вышесказанного, можно сделать вывод, что высокоспиновые ирраст состояния, которые были зарегистрированы в глубоко неупругих взаимодействиях, возбуждаются также в фотоядерных реакциях [19]. В основном эти уровни заселяют изомерные состояния, и в результате чего значения ИО возрастают. Несоответствие экспериментальных и рассчитанных с помощью программного пакета TALYS данных, скорее всего, связано с тем, что для этих ядер информация, об уровнях возбуждения используемая при расчетах неполна.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных результатов были сделаны следующие выводы:

- Впервые получены экспериментальные данные относительно выходов продуктов $^{173,175}\text{Hf}$, образованных в $^{\text{nat}}\text{Hf}(\gamma, xn)$ реакциях при энергии $E_e = 40$ МэВ.
- Получено, что выход ^{111}In в реакции $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)$ обеспечивает получение образцов высокой активности без носителя и не содержащих примесей долгоживущих изотопов индия для применения в медицине.

- Выход радионуклида ^{117m}Sn в реакции $^{118}\text{Sn}(\gamma, n)$ может обеспечить терапевтическое количество этого радиоизотопа без долгоживущих радиоактивных примесей.
- Получено, что фотопроизводство ^{124}Sb и ^{177g}Lu радиоизотопов нецелесообразно даже при использовании обогащенных мишеней Te и HfO_2 , из-за малого значения выходов и образование большого количества побочных долгоживущих радиоизотопов.
- Измерены изомерные отношения в (γ, n) реакциях на мишенях ^{118}Sn , ^{124}Sn , $^{\text{nat}}\text{Te}$.
- Получены сечения для ядер-продуктов от ^{44}Sc до ^{127}Xe в реакциях с одинаковыми массовыми числами мишеней и ядер-продуктов на основе расчетов по коду TALYS 1.4. Расчетные данные сравнены с экспериментальными данными. Показано, что расчетные данные хорошо отражают зависимость значений изомерных отношений от типа и энергии налетающей частицы, спина мишени и ядра-продукта, разницы спинов изомерного и основного состояния продуктов и мишеней ($\Delta = (I_m - I_g - I_{\text{targ}})$), массового числа продукта, отношения $R_{(d,2n)}/R_{(p,n)}$, $R_{(\alpha p3n)}/R_{(p,n)}$.
- Отличие расчетных и экспериментальных данных для ядер продуктов ^{44}Sc , ^{82}Rb , ^{86}Y , ^{87}Y , $^{129,131}\text{Te}$, $^{94,96}\text{Tc}$, ^{124}Sb можно объяснить неполной информационной базы кода TALYS 1.4 относительно вклада высокоспиновых возбужденных уровней в образование изомерных состояний этих ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.О. Авакян, А.Э. Аветисян, И.А. Керобян, С.П. Тароян, *Прикладная ядерная физика в Ереванском физическом институте*, Известия НАН Армении, Физика, т. 44, № 5, с. 380-388 (2009).
2. Р.О.Авакян, А.Э.Аветисян, И.А.Керобян и др., *Экспериментальная установка для исследования возможности производства радиоактивных изотопов для медицинских целей на базе линейного ускорителя*, Известия НАН Армении, Физика, т.47, № 1, с. 9-16 (2012).

1. F. Salvat, J.M. Fernandes-Varea, J. Sempau, PENELOPE-2006: A Code System for Monte-Carlo Simulation of Electron and Photon Transport, NEA No. 6222, OECD.
2. Handbook on photonuclear data for applications. Cross sections and spectra, IAEA-TENDOC-1178, 2000.
3. A.V. Varlamov, V.V. Varlamov, D.S. Rudenko and M.E. Stepanov, *Atlas of Giant Dipole Resonances*, IAEA NUCLEAR DATA SECTION (1999).
4. K. Masumoto, T. Kato, N. Suzuki, *Activation yield curves of photonuclear reactions for multielement photon activation analysis*, Nucl. Instrum. Meth. 157, 567-577 (1978).
5. http://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/te_1178_prn.pdf
<http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>
6. Ю.П. Гангрский, А.П. Тончев, *Возбуждение изомерных состояний в фотоядерных реакциях*, ЭЧАЯ (1996) т. 27 вып. 4, стр. 1044-1098.
7. В.М. Мазур, *Возбуждение изомерных состояний в фотонейтронных реакциях в области гигантского дипольного резонанса*, ЭЧАЯ (2000), т. 31 вып 6, стр. 386-430.
8. А.С. Данагулян, Н.А. Демехина, *Изомерные отношения выходов в фотоядерных реакциях*, Ядерная физика т. 27 вып. 4, стр. 877-881(1978).
9. В.Э. Александрян, А.А. Аракелян, А.С. Данагулян, *Исследования изомерных отношений выходов фотоядерных реакций на ядрах олова*, Ядерная физика, т. 56 вып. 6, стр. 1-7 (1993).
10. R. Vandenbosch *et al.*, *Isomer Ratios for ^{87}Y , ^{87m}Y and the Spin Dependence of the Nuclear Level Density*, Phys. Rev. 13, 137 (1965).
11. А.С. Данагулян, Г.О. Оганесян, А.Р. Балабемян и др., *Исследование изомерных отношений в реакциях при высоких энергиях*, ЯФ **76**, 381 (2013).
12. <http://www.talys.eu/>
13. TALYS-1.6 User Manual, Arjan Koning, Stephane Hilaire, Stephane Goriely, NRG, Netherlands, 2013.
14. B.L. Zhuikov and A.S. Ijginov, *Systematics of high-spin isomers produced in nuclear reactions with intermediate-energy protons*, Physics of Atomic Nuclei, April 2006, Volume 69, Issue 4, pp 739–742 (2006).
15. С.Р. Палванов, О. Раджабов, *Атомная энергия* 87, 533 (1999)

16. А.С. Данагулян, Н.А. Демехина, *Изомерные отношения*, ЯФ 60, 2117 (1997).
17. Н.А. Демехина, А.С. Данагулян, Г.С. Карапетян, *Анализ изомерных отношений в (γ, n) и (γ, p) реакция в области энергии гигантского резонанса*, ЯФ 65, 390-395 (2002).
18. А.Г. Белов, Ю.П. Гангрский, А.П. Тончев, Н.П. Балабанов, *Возбуждение изомерных состояний $11/2$ в реакциях (γ, n)* , ЯФ 59, № 4, 585-591 (1996).
19. Tran Duc Thiep, Truong Thi An, Nguyen Tuan Khai, et al., *The isomeric ratios in some photonuclear reactions (γ, n) , (γ, p) , $(\gamma, 2n)$ and (γ, np) induced by bremsstrahlungs with end-point energies in the Giant Dipole Resonance region*, Phys. Part. Nucl. Lett., vol.6, Issue 2, pp 126–133 (2009).
20. В.М. Мазур, З.М. Биган, Д.М. Симочко, Т.В. Полторжицька, *Сечения возбуждения изомерных состояний ядер ^{119}Te , ^{121}Te в реакциях (γ, n) в области энергий 9-20 МэВ*, Письма в ЭЧАЯ 9, 411-416 (2012).
21. Tran Duc Thiep, Truong Thi An et al., *Study of the isomeric ratios in photonuclear reactions of natural indium induced by bremsstrahlungs with end-point energies in the giant dipole resonance region*, Vol. 10, Issue 4, pp 340–348 (2013).
22. D. Kolev, E. Dobрева, N. Nenov, V. Todorov, *A convenient method for experimental determination of yields and isomeric ratios in photonuclear reactions measured by the activation technique*, Nucl. Instrum. Methods in Physics Res., Sect. A 356, 390-396 (1995).
23. Ю.П. Гангрский, П. Зузаан, Н.Н. Колесников и др., *Изомерные отношения в реакциях (s, q) при энергиях гигантского дипольного резонанса*, ЯФ, 62, 1615 (1999).
24. И.Н. Вишневский, В.А. Желтоножский, И.Н. Каденко, *Изомерные отношения в $^{117m,g}\text{In}$ в реакциях $(\text{гамма}, p)$ и (g, α)* , Известия РАН, Сер. Физ. 72, 1655-1658 (2008).
25. О.А. Бесшейко, И.Н. Вишневский, В.А. Желтоножский и др., *Исследование изомерных отношений в (γ, n) и (γ, p) реакциях на ядрах $^{120,122m,g}\text{Sb}$ и $^{117m,g}\text{In}$* , Известия РАН, Сер. Физ. 69, 663-666 (2005).
26. В.В. Сотников, В.А. Воронко, Ю.Т. Петрусенко, Д.Ю. Баранков, *Потенциальные возможности производства медицинских радиоизотопов на циклотроне CV-28*, Национальный научный центр

«Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина, УДК 621.039.8.

27. G. Mariani, L. Bode, S. Aldestein, A. Kassis, *Radionuclide Therapy with Iodine-125 and Other Auger–Electron-Emitting Radionuclides: Experimental Models and Clinical Applications*, Journal of Nuclear Medicine, 41, 1519 (2000).
28. S.C. Srivastava, H.L. Atkins, G.T. Krishnamurthy, et al, *Treatment of metastatic bone pain with tin-117m Stannic diethylenetriaminepentaacetic acid: a phase I/II clinical study*, Clin Cancer Res. 4, 61 (1998).
29. E.K. Elmaghaby, S.A. Said, F.I. Asfour, *Investigation of the proton induced reactions on tin at low energies*, Appl. Radiat. Isot. 67, 147-151 (2009).
30. S.M. Qaim, *Therapeutic radionuclides and nuclear data*, Radiochimica Acta 89, 297-302 (2001).
31. L. Bodei, D. Ferone, CM. Grana, M. Cremonesi, A. Signore, RA. Dierckx, et al, *Peptide receptor therapies in neuroendocrine tumors*, J Endocrinol Invest. 2009;32:360–9.
32. RB. Michel, PM. Andrews, AV. Rosario, DM. Goldenberg, MJ. Mattes, *¹⁷⁷Lu-antibody conjugates for single-cell kill of B-lymphoma cells in vitro and for therapy of micrometastases in vivo*, Nucl Med Biol. 2005;32:269–78.
33. S. Chakraborty, T. Das, S. Banerjee, L. Balogh, PR. Chaudhari, HD. Sarma, et al, *¹⁷⁷Lu-EDTMP: A viable bone pain palliative in skeletal metastasis. Cancer Biother Radiopharm*, 2008; 23:202–13.
34. S. Chakraborty, T. Das, S. Banerjee, HD. Sarma, M. Venkatesh, *Preparation and preliminary biological evaluation of ¹⁷⁷Lu-labelled hydroxyapatite as a promising agent for radiation synovectomy of small joints*, Nucl Med Commun. 2006;27:661–8.
35. S. Chakraborty, T. Das, HD. Sarma, M. Venkatesh, S. Banerjee, *Preparation and preliminary studies on ¹⁷⁷Lu-labeled hydroxyapatite particles for possible use in the therapy of liver cancer*, Nucl Med Biol. 2008; 35:589–97.
36. Н.И. Айзацкий, Н.П. Дикий, А.Н. Довбня и др, *Фотоядерный выход медицинских изотопов*, УДК 621.039.8.
37. L. Z. Dzhilavyan, A. I. Karev, and Raevsky V. G., *Possibilities for the production of radioisotopes for nuclear-medicine problems by means of photonuclear reactions*, Phys. Atom. Nucl. 74, 1690-1696 (2011).

38. N. Baljinnyam, A.G. Belov, G. Ganbold, Sh. Gerbish, O.D. Maslov, V.N. Shvetsov, *Proceedings of International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei ISINN-16* (proceedings/isinn-16) (2008).
39. <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>
40. IAEA-TECHDOC-1178.
41. <http://www-nds.iaea.org/medportal/>
42. Mayeen Uddin Khandaker, Kwangsoo Kim, Kyung Sook Kim, et al., *Experimental study of the production cross-sections for $^{117m,113}\text{Sn}$ from proton irradiation on a ^{nat}Sn target*, Journal of the Korean Physical Society, 53, 1181 (2008).
43. А.С. Данагулян, Г.О. Оганесян, Т.М. Бахшиян и др., *Фотоядерные реакции на мишенях $^{112,118,124}\text{Sn}$, ^{nat}Te , ^{nat}Hf* , ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, том 77, №11, с. 1378–1385 (2014).
44. F. Tárkányi, F. Ditrói, A. Hermanne, S. Takács, B. Király, M. Baba, A.V. Ignatyuk, *Investigation of activation cross sections of proton induced reactions on indium up to 70 MeV for practical applications*, Nucl. Instrum. Meth. Section B 269, 405 (2011).
45. D.G. Medvedev, L.F. Mausner, G.A. Greene, A.L. Hanson, *Activation of natural Hf and Ta in relation to the production of ^{177}Lu* , Appl. Radiat. Isot. 66, 1300 (2008).
46. Т.М. Бахшиян, *Обсуждение изомерных отношений в (p, n) и $(d, 2n)$ реакциях*, ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, том 79, №1, с. 2 – 7 (2016).
47. I. L. Rakhno, N.V. Mokhov, and K.K. Gudima, *“Modelling proton-induced reactions at low-energies in the MARS15 code”*, SATIF-12 Proceedings, Fermilab-Conf-14-173-APC (2014).
48. E.A. Bogila, V.I. Gavrilluk, V.A. Zheltonozhskij, et al., *The investigation of $^{44g,44m}\text{Sc}$ yields for nuclear reactions with protons and alpha-particles*, Izv. Rossiiskoi Akademii Nauk, Ser. Fiz., 55, 921 (1991).
49. В.М. Мазур, *Возбуждение изомерных состояний в фотонейтронных реакциях в области гигантского дипольного резонанса*, ЭЧАЯ (2000), т. 31 вып 6, стр. 386-430.
50. R. Debuyst and A. Vander Stricht, *Excitation functions and yield ratios for the isomeric pair ^{80}Br ^{80m}Br formed in $(d, 2n)$, (α, np) , (α, p) and (p, n) reactions on selenium*, J. Inorgan. Nucl. Chem. 30, 691-698 (1968).

51. F. Boehm, P. Marmier, P. Preiswerk, *Relative cross sections for the excitation of isomers and ground states by (p,n) reaction*, Helvetica Physica Acta, 25, 599 (1952).
52. P.P. Zarubin, N.N. Aby Issa, A.V. Smirnov, A.E. Antropov, *Total cross sections ^{58}Fe (p,n) reaction at $E(p) = 5.2$ and 6.1 MeV*, Izv. Rossiiskoi Akademii Nauk, Ser.Fiz., 54, 107 (1990).
53. E.A. Skakun, V.G. Batij, Ju.N. Rakivnenko, V.A. Lucik, I.A. Romanij, *Cross section ratios for producing isomeric pairs of $^{77m,g}\text{Br}$, $^{80m,g}\text{Br}$ and $^{82m,g}\text{Br}$ in (p,n) reactions*, 30.Conf. Nucl. Spectr. and Nucl. Struct., Leningrad, 324 (1980).
54. D.R. Sachdev and L. Yaffe, *Isomerratios for the $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}^{m,g}$ and $^{85}\text{Rb}(p, n)^{85}\text{Sr}^{m,g}$ reactions*, Canad. J. Chem. 47, 1667-1673 (1969).
55. Yu.Yu. Zhuravlev, P.P. Zarubin, A.A. Kolozhvari, *Excitation Functions of (p,n) Reaction on the Mo Isotope Nuclei in the Energy Interval from Thresholds to 7.2 MeV*, Izv. Rossiiskoi Akademii Nauk, Ser.Fiz., 58, Issue.5, 106 - In Russian (1994), Bull. Russian Academy of Sciences - Physics, 58, 798 - In English (1994).
56. H. Bitao, U.U. Juravlev, and P.P. Zarubin, *Isobaric analogue resonance observed in isomeric ratios resulting from the reaction (p,n) on targets ^{95}Mo and ^{104}Ru* , J. Phys. Part G 24, 2261 (1998).
57. E.A. Skakun, V.G. Baty, Yu.N. Rakivnenko, O.A. Rastrepin, *Cross sections of isomers excitation in $^{99-102}\text{Ru}(p,n)$ reactions at $E/P = 5...9$ MeV*, 37.Conf. Nucl. Spectrosc. and Nucl. Struct., Jurmala, 290 (1987).
58. E.A. Skakun, A.I. Stojanov, V.G. Batij, *Excitation functions of (p,n) reactions on ^{99}Ru , ^{100}Ru , ^{101}Ru and ^{102}Ru , ^{101m}Rh production*, Conf. on Nucl. Data for Sci. and Techn., Trieste, 2, 1649 (1997).
59. V.D. Avchukhov, K.A. Baskova, S.S. Vasil'ev, Ju.V. Krivonosov *et al.*, *Dependence of $^{102g,m}\text{Ag}$, $^{104g,m}\text{Ag}$ and $^{105g,m}\text{Ag}$ isomeric ratios from energy of protons*, Vestnik Moskovskogo Univ., Seriya Fiz. Astron., 22, 9 (1981).
60. Hu Bitao, P.P. Zarubin, and U.U. Juravlev, *Isomeric cross-section ratios resulted from reaction (p,n) on targets ^{100}Ru and $^{104,106,110}\text{Pd}$* , Eur. Phys. Jour. A 2, 143-147 (1998).
61. E.A. Skakun and V.G. Batij, *Level density parameters from excitation cross sections of isomeric states*, Z. Phys. A 344, 13 (1992).

62. V.G. Batij, E.A. Skakun, Yu.N. Rakivenko, O.A. Rastrepin, *Study of the spin dependence of the level density for nuclei near the closed proton shell with $Z=50$* , *Yadernaya Fizika*, 47, 978 (1988).
63. V.A. Zheltonozhsky and A.N. Savrasov, *Investigating the excitation of 8-isomers in the odd-odd nuclei of $^{116-120}\text{Sb}$ in the (p, n) -reaction*, *Izv. Rossiiskoi Akademii Nauk, Ser. Fiz.*, 75, Issue.9, 1349 (2011).
64. E.A. Skakun, A.Iordakescu, V.A. Lucik, *et al.*, *Excitation functions and isomeric ratios for $^{122}\text{Sn}(p,n)^{122m,g}\text{Sb}$ and $^{124}\text{Sn}(p,n)^{124m2,m1}\text{Sb}$ reactions*, 29 Conf. on Nucl. Spectr. and Nucl. Struct., 291 (1979).
65. V.G. Batij, E.A. Skakun, O.A. Rastrepin, Ju. N. Rakivnenko, *Excitation functions of $^{121}\text{Sb}(p,n)^{121m,g}\text{Te}$ and $^{123}\text{Sb}(p,n)^{123m}\text{Te}$ reactions*, *Izv. Rossiiskoi Akademii Nauk, Ser.Fiz.*, 48, 194 (1984).
66. M. Cogneau, L.J. Gilly, J. Cara, *Absolute Cross Sections and Excitation Functions for Deuteron Induced Reactions on Chromium Between 2 and 12 MeV*, *Nucl. Phys.* 79, 203 (1966).
67. Z. Randa and K. Svoboda, *J. Inorgan., Isotopes in Envir.and Health Studies*, *Nucl. Chem.* 38, 2289 (1976).
68. P.P. Zarubin, V.Yu. Padalko, Yu.V. Khrisanov, *Study of the excitation function of the $^{116}\text{Cd}(d,n)^{117m,g}\text{In}$ reaction*, *Bull. Russian Academy of Sciences - Physics*, 40, Issue.10, 177 (1976).
69. V.G. Batij, K.A. Baskova, Ju.N. Rakivnenko, *et al.*, 34.Conf. on Nucl. Spectr. A. Nucl. Struct., 356 (1984).
70. В.Н. Левковский, *Сечения активации нуклидов средней массы ($A=40-100$) протонами и α -частицами средних энергий ($E=10-50$ МэВ)* (Интер-Весы, Москва, 1991).
71. S. Krajewski, I. Cydzik, K. Abbas *et al*, *Stability of ^{47}Sc -complexes with acyclic polyamino-polycarboxylate ligands*, *Radiochimica Acta* 101, 333 (2013).
72. TALYS-1.4 User Manual, Arjan Koning, Stephane Hilaire, Stephane Goriely, NRG, The Netherlands, 2011.
73. Е. А. Богила, Ж. И. Гаврилюк, В. А. Желтоножский и др., *Исследование выходов изомеров ^{44m}K Sc в реакциях с протонами и α -частицами*, *Изв. РАН Сер. Физ.* 55, 921 (1991).

74. F. Rosch, S. M.Qaim, and G. Stocklin, *Nuclear Data Relevant to the Production of the Positron Emitting Radioisotope ^{86}Y via the $^{86}\text{Sr}(p, n)$ - and $(\text{nat})\text{Rb}(^3\text{He}, xn)$ -Processes*, *Radiochimica Acta* 61, 1 (1993).
75. Y. Homma, M. Ishoo, and Y. Murse, *Effects of Carvedilol on Serum Lipids in Patients with Essential Hypertension*, *Appl. Rad. Isotopes* 31,399 (1980).
76. A. Agarwal, M. K. Bhardwaj, I. A. Rizvi, and A. K. Chaubey, *Measurement and analysis of excitation functions for alpha induced reactions with rubidium*, *Indian J. Pure Appl. Phys.* 41, 829-832 (2003).
77. S. S. Ghugre, B. Kharraja, U. Garg *et al.*, *Level structure of $^{94,95,96}\text{Tc}$ at high spins and shell-model calculations*, *Phys. Rev. C* 61, 024302 (1999).
78. A. Celler, X. Hou, F. B´enardand and T. Ruth, *Theoretical modeling of yields for proton-induced reactions on natural and enriched molybdenum targets*, *Phys. Med. Biol.* 56, 5469 (2011).
79. R. Capote, M. Herman, P. Obložinský, *et al.*, *Nucl. Data Sheets* 110, 3107 (2009);
<https://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>
80. F. Tárkányi, F. Ditrói, A. Hermanne, *et al.*, *Investigation of activation cross-sections of proton induced nuclear reactions on $^{\text{nat}}\text{Mo}$ up to 40 MeV: New data and evaluation*, *Nucl. Instr. Meth. B* 280, 45-73 (2012).
81. F. Tárkányi, F. Ditrói, A. Hermanne, *et al.*, *“Accelerator-based Alternatives to Non-HEU Production of $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$ ”*, *Nucl. Instr. Meth. B* 280, 1 (2012).
82. T. Fenyes, Zs. Dombradi, Z. Gacsi, J. Gulyas, *Structure of Odd-Odd Sb Nuclei*, *Acta Phys.Acad.Sci.Hung.* 71, 239 (1992).
83. S.M. Lenzi *et al.*, *Band termination in the $N=Z$ odd-odd nucleus ^{46}V* , *Phys. Rev. C* 60, 021303 (1999).
84. F. Brandolini *et al.*, *Electromagnetic transitions and structure in the $Z=N$ nucleus ^{46}V* , *Phys. Rev. C* 64, 044307 (2001).
85. C.D. O'Leary *et al.*, *Isovector pairing in odd-odd $N = Z$ ^{50}Mn* , *Phys. Lett. B* 525, 49-55 (2002).
86. F. Brandolini *et al.*, *Bands and Coulomb effects in ^{50}Cr* , *Phys. Rev. C* 66, 024304 (2002).
87. J. Stycze *et al.*, *Survey of electromagnetic properties of positive parity states in odd $1f_{7/2}$ shell nuclei*, *Nucl. Phys. A* 262, 317-327 (1976).

88. P. Bednarczyk et al., *High Spin Spectroscopy of Light $f_{7/2}$ Nuclei Studied with EUROBALL IV and the Recoil Filter Detector: A Smooth Band Termination in ^{45}Sc* , Acta Phys. Pol. B 32, 747 (2001).
89. F. Brandolini et al., *Lifetimes in the middle of $1f_{7/2}$ shell: cross-conjugated nuclei ^{47}V and ^{49}Cr* , Nucl. Phys. A 693, 517-532 (2001).
90. M. Lach et al., *High-spin states in ^{44}Ca* , Eur. Phys. J. A 12, 381-382 (2001).
91. D. Bucurescu et al., *Band terminations in the nucleus ^{46}Ti* , Phys. Rev. C 67, 034306 (2003).
92. J.J. Kolata et al., *High-spin states in Ti-44 and Sc-44* , Phys. Rev. C 10, 1663-1670 (1974).
93. S.E. Arnell et al., *A Study of Excited States in ^{44}Sc by means of the $^{41}\text{K}(\alpha, n\gamma)^{44}\text{Sc}$ Reaction*, Phys. Scr. 8, 191 (1973).
94. G.D. Dracoulis et al., *The γ decay of low-lying states in ^{44}Sc (populated in $^{44}\text{Ca}(p, n\gamma)$, $^{41}\text{K}(\alpha, n\gamma)$ and $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, pn \gamma)$ reaction)*, J. Phys. A 6, 1030; 1772 (1973).
95. M. Lach, J. Stycze, W. Meczynski, P. Bednarczyk et al., *Unnatural-parity states in ^{44}Sc* , Eur. Phys. J. A 25, 1- 4 (2005).
96. G. Stoitchева et al., *Shell model analysis of intruder states and high-K isomers in the fp shell*, Eur. Phys. J. A 25, s01 (2005).
97. J.W. Holcomb, T.D. Johnson, P.C. Womble, P.D. Cottle, S.L. Tabor, F.E. Durham, and S.G. Buccino, *Deformation and Signature Splitting in ^{74}Br* , Phys. Rev. C 43, 470 (1991).
98. J. Doring, J.W. Holcomb, T.D. Johnson, M.A. Riley, S.L. Tabor, P.C. Womble, and G. Winter, *Energy of the 4^{+} Isomer and New Bands in the Odd-Odd Nucleus ^{74}Br* , Phys. Rev. C 47, 2560 (1993).
99. Q. Pan, M. de Poli, E. Farnea, C. Fahlander, D. de Acun˜a, G. de Angelis, D. Bazzacco, F. Brandolini, A. Buscemi, P. J. Dagnall, A. Gadea, S. Lunardi, D. R. Napoli, C. M. Petrache, M. N. Rao, C. Rossi Alvarez, A. G. Smith, P. Spolaore, G. Vedovato, C. A. Ur, and L. H. Zhu, *Proton and Neutron Alignments in the Doubly Odd Nucleus ^{76}Br* , Nucl. Phys. A627, 334 (1997).
100. A. Harder, M.K. Kabadiyski, K.P. Lieb, D. Rudolph, C.J. Gross, R.A. Cunningham, F. Hannachi, J. Simpson, D.D. Warner, H.A. Roth, O. Skeppstedt,

- W. Gelletly, and B.J. Varley, *Rotational Bands in ^{76}Rb* , Phys. Rev. C 51, 2932 (1995).
101. R.A. Kaye, J. Doring, J.W. Holcomb, G.D. Johns, T.D. Johnson, M.A. Riley, G.N. Sylvan, P.C. Womble, V.A. Wood, S.L. Tabor, and J.X. Saladin, *Transition Strengths and New Band Structures in Odd-Odd ^{78}Rb* , Phys. Rev. C 54, 1038 (1996).
102. G. Winter, R. Schwengner, J. Reif, H. Prade, J. Doring, R. Wirowski, N. Nicolay, P. von Brentano, H. Grawe, and R. Schubart, *Excited States Built on the 6^- Isomer in $^{37}\text{Rb}_{49}$* , Phys. Rev. C 49, 2427 (1994).
103. S. Chattopadhyay, H.C. Jain, S.D. Paul, J.A. Sheikh, and M.L. Jhingan, *Rotational Structure and Signature Inversion in Odd-Odd ^{84}Y* , Phys. Rev. C 47, R1 (1993).
104. S.L. Tabor, J. Doring, G.D. Johns, R.A. Kaye, G.N. Sylvan, C.J. Gross, Y. A. Akovali, C. Baktash, D.W. Stracener, P.F. Hua, M. Korolija, D.R. LaFosse, D.G. Sarantites, F.E. Durham, I.Y. Lee, A.O. Macchiavelli, W. Rathbun, and A. Vander Molen, *Competing Single-Particle and Collective Structures in ^{86}Nb* , Phys. Rev. C 56, 142 (1997).
105. J. Doring, G. Winter, L. Funke, B. Cederwall, F. Lidén, A. Johnson, A. Atac, J. Nyberg, G. Sletten, and M. Sugawara, *Evidence for New Isomers and Band Structures in ^{80}Rb* , Phys. Rev. C 46, R2127 (1992).
106. S.K. Tandel, S.B. Patel, R.K. Bhowmik, A.K. Sinha, S. Muralithar, and N. Madhavan, *Alignments and New Band Structures in the Doubly Odd Nucleus ^{80}Rb* , Nucl. Phys. A632, 3 (1998).
107. S.K. Tandel, S.B. Patel, R.K. Bhowmik et al., *Identification of $\Delta v = 2$ Identical Bands in the Nuclei ^{78}Kr and ^{80}Rb* , Phys. Rev. C 56, R2358 (1997).
108. J. Doring, D. Ulrich, G.D. Johns, M.A. Riley and S.L. Tabor, *Signature inversion and the first observation of a magnetic dipole band in odd-odd rubidium isotopes: ^{82}Rb* , Physical Review C, vol. 59, number 1, (1999).
109. G. Graeffe, S. Vaisala and J. Heinonen, *The Decay of ^{82}Rb Isomers to the Levels in ^{82}Kr* , Nucl. Phys. A140, 161 (1970).
110. M. Behar, A. Filevich, G. Garcia Bermudeze, A.J. Mariscotti, and L. Szybisz, *Level Structure of ^{82}Rb , Studied Through the $^{81}\text{Br}(\alpha, 3n)$ Reaction*, Nucl. Phys. A337, 253 (1980).

- 111.J. Doring, L. Funke, W. Wagner, and G. Winter, *Energy of the 5^- isomer and $(\pi g_{9/2} \otimes \nu g_{9/2})$ states in ^{82}Rb* , Z. Phys. A 339, 425-426 (1991).
- 112.J. Doring, L. Funke, G. Winter, F. Lideń, B. Cederwall, A. Johnson, R. Wyss, J. Nyberg, and G. Sletten, *in Proceedings of the International Conference on High Spin Physics and Gamma-Soft Nuclei*, Pittsburgh, 1990, edited by J.X. Saladin, R.A. Sorensen, and C.M. Vincent (World Scientific, Singapore, 1991), p. 381.
- 113.J. Doring, D. Ulrich, G.D. Johns, T.D. Johnson, M.A. Riley and S.L. Tabor, *Structure of $^{108,110,112}\text{Ru}$: Identical Bands in $^{108,110}\text{Ru}$* , Bull. Am. Phys. Soc. 39, 1393 (1994).
- 114.J.C. Hubbs, W.A. Nierenberg, H.A. Shugart, H.B. Silsbee and R.J. Sunderland, *Hyperfine-Structure Separations and Magnetic Moments of ^{81}Rb , ^{82}Rb , ^{83}Rb , and ^{84}Rb* , Phys. Rev. 107, 723 (1957).
- 115.C. Thibault, F. Touchard, S. Bu'ttgenbach, R. Klapisch, M. de Saint Simon, H.T. Duong, P. Jacquinet, P. Juncar, S. Liberman, P. Pillet, J. Pinard, J.L. Vialle, A. Pesnelle and G. Huber, *Hyperfine structure and isotope shift of the D2 line of $^{76-98}\text{Rb}$ and some of their isomers*, Phys. Rev. C 23, 2720 (1981).
- 116.M.B. White, E. Lipworth, and S. Alpert, *Hyperfine Structure and Nuclear Moments of Br^{80} and Br^{80m}* , Phys. Rev. 136, B584 (1964).
- 117.J. Doring, G. Winter, W. D. Fromm, L. Funke, P. Kemnitz and E. Will, *In-Beam Study of Excited States in ^{80}Br* , Z. Phys. A 316, 75 (1984).
- 118.L. Funke, F. Donau, J. Doring, P. Kemnitz, E. Will, G. Winter, L. Hildingsson, A. Johnson and T. Lindblad, *Shape Change and Fast M1 Transitions in ^{81}Kr* , Phys. Lett. 120B, 301 (1983).
- 119.L.Funke, J.Doring, P.Kemnitz, E.Will, G.Winter, A.Johnson, L.Hildingsson, Th.Lin dblad, *Three-Quasiparticle Excitations in ^{81}Kr* , Nucl. Phys. A455, 206 (1986).
- 120.J. Doring, R. Schwengner, L. Funke, H. Rotter, G. Winter, B. Cederwall, F. Lideń, A. Johnson, A. Atac, J. Nyberg, and G. Sletten, *High-Lying Three-Quasiparticle Bands and Signature Splitting in ^{81}Rb* , Phys. Rev. C 50, 1845 (1994).
- 121.R. Schwengner, G. Winter, J. Reif, H. Prade, L. Kaubler, R. Wirowski, N. Nicolay, S. Albers, S. Eßer, P. von Brentano and W. Andrejtscheff, *Particle Excitations and Collectivity in the $N = 48$ Nuclei ^{83}Br and ^{85}Rb* , Nucl. Phys. A584, 159 (1995).

- 122.R. Bengtsson, S. Frauendorf, and F.-R. May, *Quasiparticle levels in rotating rare earth nuclei: A cranked shell-model dictionary*, At. Data Nucl. Data Tables 35, 15-122 (1986).
- 123.R. Schubart et al., *Multiparticle-hole states of high spin in $N < 50$, $A \approx 90$ nuclei: 3. The odd-odd nucleus ^{88}Nb* , Nucl. Phys. A 591, 515-532 (1995).
- 124.G.B. Han et al., *High spin states and signature inversion in ^{84}Rb* , Chin. Phys. Lett 16, 487-489 (1999).
- 125.D. Bucurescu et al., *High-spin states in the odd-odd nucleus ^{80}Y* , Nucl. Phys. A 705, 3-28 (2002).
- 126.S.D. Paul, H.C. Jain, S. Chattopadhyay, M.L. Jhingan and J.A. Sheikh, *High-spin structure of ^{82}Y* , Phys. Rev. C 51, 2959 (1995).
- 127.S. Chattopadhyay, H.C. Jain, S.D. Paul, J.A. Sheikh and M.L. Jhingan, *High spin structure of ^{84}Y* , Phys. Rev. C 49, 116 (1994).
- 128.C. Rusu et al., *In-beam gamma-ray spectroscopy and shell-model description of $^{85,86}\text{Y}$ isotopes*, Nucl. Phys. A 818, 1-35 (2009).
- 129.D. Bucurescu et al., *High-spin states in ^{86}Y* , J. Phys. G 10, 1189 (1984).
- 130.J. W. Tepel, *Nuclear data sheets for $A = 86$* , Nucl. Data Sheets 25, 553-602 (1978).
- 131.H. Schnare et al., *First Evidence of Magnetic Rotation in the $A=80$ Region*, Phys. Rev. Lett 82, 4408 (1999).
- 132.J. Döring, D. Ulrich, G.D. Johns, M.A. Riley and S.L. Tabor, *Signature inversion and the first observation of a magnetic dipole band in odd-odd rubidium isotopes: ^{82}Rb* , Phys. Rev. C 59, 71 (1999).
- 133.A.J. Kreiner and M.A.J. Mariscotti, *Coriolis-Distorted Bands of Common $g_{9/2}$ Parentage in Odd and Doubly Odd $N=41$ Nuclei*, Phys. Rev. Lett 43, 1150 (1979).
- 134.Jian Li, C.Y. He, Y. Zheng, *Signature splitting and magnetic rotation in ^{86}Y* , Phys. Rev. C 88, 014317 (2013).
- 135.R. Schwengner, J. Reif, H. Schnare, G. Winter, *States of seniority 3 and 5 in the $N = 48$ nucleus ^{87}Y* , Phys. Rev. C vol. 57, num. 6 (1998).
- 136.C.A. Fields, F.W.N. de Boer, J.J. Kraushaar, W.W. Pratt, R.A. Ristinen, and L. E. Samuelson, *Gamma-Ray Spectroscopy of ^{87}Y* , Z. Phys. A 295, 365 (1980).

- 137.E.K. Warburton, J.W. Olness, C.J. Lister, J.A. Becker and S.D. Bloom, *Yrast decays in $^{87,89}\text{Zr}$, $^{87,88,89,90}\text{Y}$ and ^{86}Sr from $^{74,76}\text{Ge}(^{18}\text{O},xn,yp,z\alpha\gamma)$ reactions*, J. Phys. G 12, 1017 (1986).
- 138.S.S. Ghugre, S. Naguleswaran, R.K. Bhowmik, U. Garg, S.B. Patel, W. Reviol and J.C. Walpe, *High-spin states in ^{94}Tc and the shell-model interpretation*, Phys. Rev. C 51, 2809(1995).
- 139.S. S. Ghugre and S. K. Datta, *Shell model study of the high spin states in the $N=50$ isotones ^{92}Mo , ^{93}Tc , ^{94}Ru , and ^{95}Rh* , Phys. Rev. C 52, 1881(1995).
- 140.D. Rudolph et al., *Multiparticle-hole states of high spin in $N < 50$, $A \approx 90$ nuclei: 1. The transitional nucleus $^{89}_{43}\text{Tc}_{46}$* , Nucl. Phys. A 587, 181-201 (1995).
- 141.D. Rudolph et al., *Electromagnetic decay properties of high spin states in $^{43}\text{Tc}_{48}$* , Phys. Rev. C 49, 66 (1994).
- 142.H. A. Roth, S. E. Arnell, D. Foltescu, O. Skeppstedt, J. Blomqvist, A.Nilsson, T.Kuroyanagi, S.Mitarai, and J.Nyberg, *Gaps in the yrast level structure of the $N=50$ isotones ^{93}Tc , ^{94}Ru , and ^{95}Rh at high angular momentum*, Phys. Rev. C 50, 1330 (1994).
- 143.M. Hausmann et al., *Lifetime study of particle-hole excitations in the semimagic nucleus ^{93}Tc* , Phys. Rev. C 68, 024309 (2003).
- 144.J. Gizon, D. Jerrestam, A. Gizon, M. Jozsa, R. Bark, B. Fogelberg, E. Ideguichi, W. Klamra, T. Lindblad, S. Mitarai, J. Nyberg, M. Piiparinen, and G. Sletten, *Alignments and band termination in $^{99,100}\text{Ru}$* , Z. Phys. A 345, 335-336 (1993).
- 145.H.J. Li, Z. G. Xiao, S.J. Zhu, M. Patial, *Collective band structures in the ^{99}Tc nucleus*, Phys. Rev. C 91, 054314 (2015).
- 146.B. Kharraja, S.S. Ghugre, U. Garg, M.P. Carpenter, B. Crowell, R.V.F. Janssens, T. L. Khoo, T. Lauritsen, D. Nisius, W. Mueller, W. Reviol, L.L. Riedinger and R. Kaczarowski, *Level structures of $^{96,97,98}\text{Ru}$ at high angular momentum*, Phys. Rev. C 57, 83 (1998).
- 147.B. Kharraja, S.S. Ghugre, U. Garg, M.P. Carpenter, B. Crowell, R.V.F. Janssens, T. L. Khoo, T. Lauritsen, D. Nisius, W. Mueller, W. Reviol, L.L. Riedinger and R. Kaczarowski, *Nuclear structure of $^{94,95}\text{Mo}$ at high spins*, Phys. Rev. C 57, 2903 (1998).
- 148.S.S. Ghugre, B. Kharraja, U. Garg, R.V.F. Janssens, M.P. Carpenter, B. Crowell, T.L. Khoo, T. Lauritsen, D. Nisius, W. Reviol, L.L. Riedinger, and R. Kaczarowski, *High-spin states in $^{97,98}\text{Rh}$* , Phys. Rev. C 58, 3243 (1998).

- 149.I. Ragnarsson, A.V. Afanasjev, J. Gizon, *Coexistence of terminating bands and more collective bands in the $A \sim 100$ region of nuclei*, Z. Phys. A 355, 383-387 (1996).
- 150.J. Gizon, B.M. Nyak'oo, J. Tim'ar, A. Gizon, L. Zolnai, A.J. Boston, Gh. C'ata-Danil, J. Genevey, D.T. Joss, N.J. O'Brien, C.M. Parry, E.S. Paul, D. Santos, A.T. Semple, A.V. Afanasjev, I. Ragnarsson, *Evidence for multiple band terminations in ^{102}Pd* , Phys. Lett. B 410, 95(1997).
- 151.J. Tim'ar, J. Gizon, A. Gizon, B.M. Nyak'oo, Gh. C'ata-Danil, D. Bucurescu, A.J. Boston, D.T. Joss, E.S. Paul, A.T. Semple, N.J. O'Brien, C.M. Parry, A.V. Afanasjev, I. Ragnarsson, *Terminating high-spin bands in ^{101}Rh* , Eur. Phys. J. A 4, 11 (1999).
- 152.G. Doukellis, C. McKenna, R. Finlay, J. Rapaport, H.J. Kim, *Low lying states of ^{96}Tc* , Nucl. Phys. A 229, 47-60 (1974).
- 153.B.D. Kern, F. Gabbard, R.G. Kruzek, M.R. McPherson, K.K. Sekhavan, F.D. Snyder, *High-spin states in the ^{96}Tc nucleus*, Phys. Rev. C 18, 1938 (1978).
- 154.D.E. Miracle, B.D. Kern, *Multipolarities of γ -rays from $^{92, 94}\text{Nb}$ and $^{94,95,96,97,98}\text{Tc}$* , Nucl. Phys. A 320, 353-372 (1979).
- 155.G.Ch. Madueme, K. Arita, *Nuclear structure study of ^{96}Tc and multiplet structure in doubly odd Tc and Nb isotopes*, Nucl. Phys. A 297, 347-364 (1978).
- 156.R.A. Emigh, J.J. Kraushaar, S. Shastry, *Proton spectroscopy of ^{96}Tc from the ($^3\text{He}, d$) reaction*, Nucl. Phys. A 320, 335-352 (1979).
- 157.M. Bini, A.M. Bizzeti Sona, P.G. Bizzeti, P. Blasi, A. Olmi, N. Taccetti, *Low-lying levels of ^{96}Tc excited in the $^{93}\text{Nb}(\alpha, n)^{96}\text{Tc}$ reaction*, Nuovo Cimento A 35, 69-83 (1976).
- 158.H.A. Mach, M.W. Johns, J.V. Thompson, *High spin states in ^{96}Tc populated through the (α, n) reaction*, Can. J. Phys. 58, 174-190 (1980).
- 159.H.A. Mach, M.W. Johns, *^{96}Tc Levels Populated in the (α, n) Reaction*, Can. J. Phys. 66, 62 (1988).
- 160.S.S. Ghugre, B. Kharraja, U. Garg, R.V.F. Janssens, M.P. Carpenter, B. Crowell, T.L. Khoo, T. Lauritsen, D. Nisius, W. Reviol, W.F. Mueller, L.L. Riedinger, R. Kaczarowski, *Level structure of $^{94,95,96}\text{Tc}$ at high spins and shell-model calculations*, Phys. Rev. C 61, 024302 (1999).
- 161.S. S. Ghugre, B. Kharraja and U. Garg, *Level structure of $^{94,95,96}\text{Tc}$ at high spins and shell-model calculations*, Phys. Rev. C, vol. 61, 024302.

- 162.D. Bucurescu, Gh. Cata-Danil, I. Cata-Danil, M. Ivascu, *High-spin states in the ^{96}Tc nucleus*, Eur. Phys. J. A 10, 255–258 (2001).
- 163.P. Moller, R. Bengtsson, B.G. Carlsson, P. Olivius and T.Ichikawa, *Global Calculations of Ground-State Axial Shape Asymmetry of Nuclei*, Phys. Rev. Lett. 97, 162502 (2006).
- 164.J.A. Pinston,W. Urban, Ch. Droste, T. Rza,ca-Urban, J. Genevey,G. Simpson, J.L. Durell, A.G. Smith,B. J.Varley and I.Ahmad, *Triaxiality in ^{105}Mo and ^{107}Mo from the low to intermediate spin region*, Phys. Rev. C 74, 064304 (2006).
- 165.L. Gu et al., *Collective Band Structures in Neutron-Rich ^{108}Mo Nucleus*, Chin. Phys. Lett. 26, 092502 (2009).
- 166.L. Gu et al., *Collective band structures in neutron-rich $^{106,107}\text{Tc}$* , Phys. Rev. C 79, 054317 (2009).
- 167.J. J. Sun et al., *Spectroscopy of ^{74}Ge : From soft to rigid triaxiality*, Phys. Lett. B 734, 308-313 (2014).
- 168.S. P. Hu et al., *Multiple triaxial bands and abnormal signature inversion in $^{74}_{33}\text{As}$* , Phys. Lett. B 732, 59-64 (2014).
- 169.Y. Toh et al., *Evidence for rigid triaxial deformation at low energy in ^{76}Ge* , Phys. Rev. C 87, 041304(R) (2013).
- 170.S. W. Odegard et al., *Evidence for the Wobbling Mode in Nuclei*, Phys. Rev. Lett. 86, 5866 (2001).
- 171.R.F. Casten, E.A. McCutchan, N.V. Zamfir, C.W. Beausang and J. Zhang, *Wobbling motion: A γ -rigid or γ -soft mode*, Phys. Rev. C 67, 064306 (2003).
- 172.A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. 2 (Benjamin, Reading, 1975).
- 173.N. V. Zamfir and R. F. Casten, *Signatures of γ softness or triaxiality in low energy nuclear spectra*, Phys. Lett. B 260, 265-270 (1991).
- 174.M. Zielińska et al., *Electromagnetic structure of ^{98}Mo* , Nucl. Phys. A 712, 3-13 (2002).
- 175.G. Winter, F. Donau, L. Funke, P. Kemnitz, and E. Will, *Proton-Neutron Excitations in the High-Spin States of ^{95}Tc* , Nucl. Phys. A 291, 401 (1977).
- 176.S. S. Ghugre et al., *Recoil-distance lifetime measurements in $^{96,97,98}\text{Ru}$: Search for possible onset of collectivity at $N > \sim 52$* , Phys. Rev. C 61, 024302 (1999).

- 177.H. Aslan, B. Crowe, T. Dague, D. G. Savage, S. Zeghib, F. A. Rickey, and P. C. Simms, *^{97}Tc Produced by the (^3He , pny) Reaction*, Phys. Rev. C 54, 576 (1996).
- 178.D. Bucurescu, A. Gadea, Ghe. Cata-Danil, I. Cata-Danil, M. Ivascu, N. Marginean, C. Rusu, L. Stroe and C. A. Ur, *High-spin states in the ^{97}Tc nucleus*, Eur. Phys. J. A 16, 469 (2003).
- 179.H. Dejbakhsh, G. Mouchaty, and R. P. Schmitt, *Level structure of ^{101}Tc investigated by means of massive transfer reactions*, Phys. Rev. C 44, 119 (1991).
- 180.D.G. Savage, H. Aslan, B. Crowe, T. Dague, S. Zeghib, F.A. Rickey and P. C. Simms, *^{101}Tc Produced by the (^3He , pny) Reaction*, Phys. Rev. C 55, 120 (1997).
- 181.F. Hoellinger et al., *High-spin structures of the neutron-rich odd- Tc isotopes*, Eur. Phys. J. A 4, 319 (1999).
- 182.A. Bauchet et al., *First identification of rotational bands in ^{103}Tc : Evolution of intrinsic proton states of the $^{97-105}_{-143}\text{Tc}$ isotopes*, Eur. Phys. J. A 10, 145-150 (2001).
- 183.Y.X. Luo et al., *New level schemes with high-spin states of Tc-105,107,109*, Phys. Rev. C 70, 044310 (2004).
- 184.E. Bashandy and N. Ibrahiem, *Nuclear Level Structure of ^{99}Tc* , Z. Phys. 219, 337 (1969).
- 185.W.B. Cook, L. Schellenberg and M.W. Johns, *The Decay of 67 Hour ^{99}Mo* , Nucl. Phys. A139, 277 (1969).
- 186.P.L. Gardulski and M. L. Wiedenbeck, *Multipole mixing ratios of transitions in ^{99}Tc* , Phys. Rev. C 9, 262 (1974).
- 187.K.O. Zell, H. Harter, D. Hippe, H.W. Schuh and P. vo Brentano, *High-spin states in ^{99}Tc* , Z. Phys. A 316, 351-359 (1984).
- 188.G. Kajrys, W. Del Bianco, S. Pilotte, S. Landsberger and S. Monaro, *High spin states in ^{99}Tc* , Phys. Rev. C 31, 409 (1985).
- 189.B. Crowe, H. Aslan, T. Dague, D.G. Savage, S. Zeghib, F.A. Rickey and P.C. Simms, *^{99}Tc Produced by the (^3He , pny) Reaction*, Phys. Rev. C 57, 590 (1998).

- 190.A. Astier, M.G. Porquet, Ts. Venkova, Ch. Theisen et al., *High-spin structures of $^{124-131}\text{Te}$: Competition of proton- and neutron-pair breakings*, Eur. Phys. J. A 50:2, (2014).
- 191.Ch. Theisen et al., *High-seniority states in spherical nuclei: Triple pair breaking in tin isotopes*, AIP Conf. Proc. 447, 143 (1998).
- 192.B.A. Brown, N.J. Stone, J.R. Stone, I.S. Towner, M. Hjorth-Jensen, *Magnetic moments of the 2^+_1 states around ^{132}Sn* , Phys. Rev. C 71, 044317 (2005).
- 193.S. Pietri et al., *First observation of the decay of a 15- seniority $\nu=4$ isomer in ^{128}Sn* , Phys. Rev. C 83, 044328 (2011).
- 194.A. Astier et al., *High-spin states with seniority $\nu=4, 5,$ and 6 in $^{119-126}\text{Sn}$* , Phys. Rev. C 85, 054316 (2012).
- 195.R. Lozeva et al., *New sub- μs isomers in $^{125,127,129}\text{Sn}$ and isomer systematics of $^{124-130}\text{Sn}$* , Phys. Rev. C 77, 064313 (2008).
- 196.ENSDF database, <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- 197.C.T. Zhang et al., *Yrast excitations in $A = 126-131$ Te nuclei from deep inelastic $^{130}\text{Te} + ^{64}\text{Ni}$ reactions*, Nucl. Phys. A 628, 386-402 (1998).
- 198.H. Huck, M.L. P´erez, J.J. Rossi, *^{129}Sn and ^{129}Sb Beta Decays*, Phys. Rev. C 26, 621(1982).
- 199.C.A. Stone, W.B. Walters, *Decay of 17-min, $(19/2)^- ^{129m}\text{Sb}$* , Z. Phys. A, 328, 257 (1987).
- 200.C.T. Zhang et al., *Yrast excitations in ^{129}Te* , Z. Phys. A, Volume 353, Issue 1, pp 11–12 (1995).
- 201.B. Fogelberg et al., *Isomeric states in neutron-rich ^{129}In and the $\pi g^{-1}_{9/2} \otimes \nu h^{-1}_{11/2}$ multiplet*, AIP Conf. Proc., 447, 191 (1998).
- 202.M.G. Porquet et al., *Evolution of the $\pi g_{9/2} \nu h^2_{11/2}$ multiplet in the neutron-rich $_{49}\text{In}$ isotopes: Evidence for the gradual filling of the neutron sub-shell*, Eur. Phys. J., Volume 20, Issue 2, pp 245–250 (2004).
- 203.R. Lucas et al., *High-spin study of odd- A $_{49}\text{In}$ isotopes beyond the neutron mid-shell*, Eur. Phys., Volume 15, Issue 3, pp 315–323 (2002).

ОПРЕДЕЛЕНИЯ АБСОЛЮТНОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ

ПРИЛОЖЕНИЕ

После облучения не все испущенные источником γ кванты попадают в детектор. Кроме того, даже попав в детектор, не все γ кванты будут в нем зарегистрированы. Для γ спектрометрии кроме того важно, чтобы γ кванты потеряли всю свою энергию в чувствительной области детектора и были зарегистрированы в пике полного поглощения. Это может произойти как в результате одного фотоэффекта, так и серии последовательных взаимодействий: комптоновского рассеяния и образования пар.

Для детектирования спектров излучения облученного материала использовался детектор из сверхчистого германия.

Для определения линейности детектирующей системы были проведены измерения с применением ^{241}Am (59.54 кэВ), ^{137}Cs (661.7 кэВ) и ^{60}Co (1173.2 кэВ, 1332.5 кэВ) радиоактивных источников ОСГИ (особо стандартные гамма источники). Калибровочная кривая приведена на рис.1. На рисунке хорошо видна линейность спектрометра.

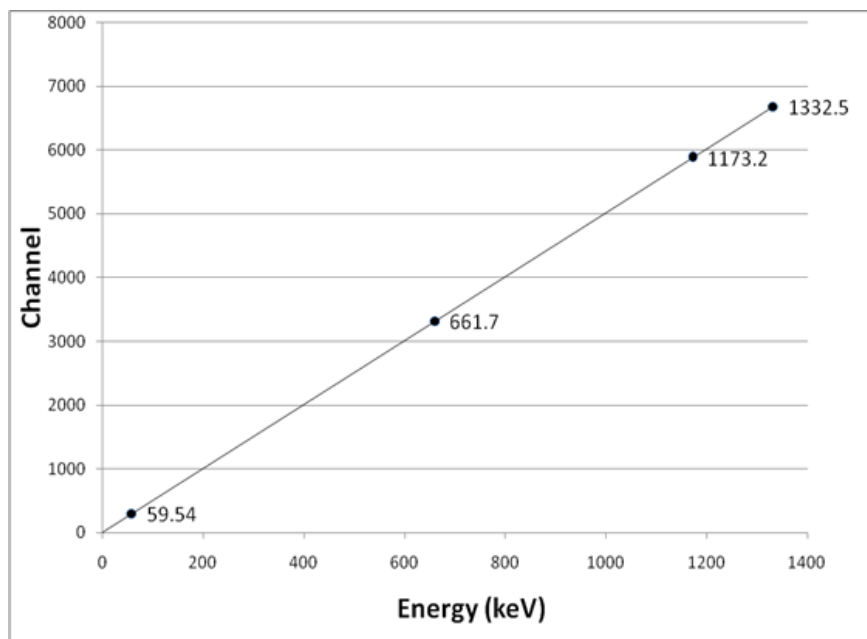


Рис. 1. Зависимость энергии гамма-квантов от номера канала для детектора из сверхчистого германия.

Для измерения абсолютной эффективности используются радиоактивные изотопы (ОСГИ) с заранее известными активностями. Активность источника определялась с учетом данных первичной (на момент производства) активности калибровочных радиоактивных источников и времени, прошедшего с момента производства до момента проведения измерений.

Абсолютную эффективность (отношение количества γ квантов, зарегистрированных детектором, к количеству γ квантов, испущенных источником) определялось по формуле:

$$\varepsilon = \frac{\Delta N}{\eta k A t}$$

где ε – относительная интенсивность γ перехода в исследуемом ядре,

t – время измерения,

A – активность изотопов в Бк (Бк = с^{-1}),

$[A = e^{-\lambda t}]$, $\lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}}$ – константа радиоактивного распада,

k – коэффициент поглощения γ лучей в материале мишени, крышке детектора и в воздушном слое между источником и детектором,

$$k = e^{-\mu x}$$

где μ – суммарное сечение ослабления,

x – толщина поглощающего слоя.

Например:

$$k = e^{-(\sigma_{\text{Cu}}x_1 + \sigma_{\text{воздух}}x_2 + \sigma_{\text{Al}}x_3)}$$

σ – сечение образования данного изотопа в см^2 (Cu - мишень, Al - крышка детектора).

На рисунке 2 приведены кривые зависимости коэффициента поглощения в материале мишени из Cu от энергии γ лучей на расстоянии 10, 25 и 50 см.

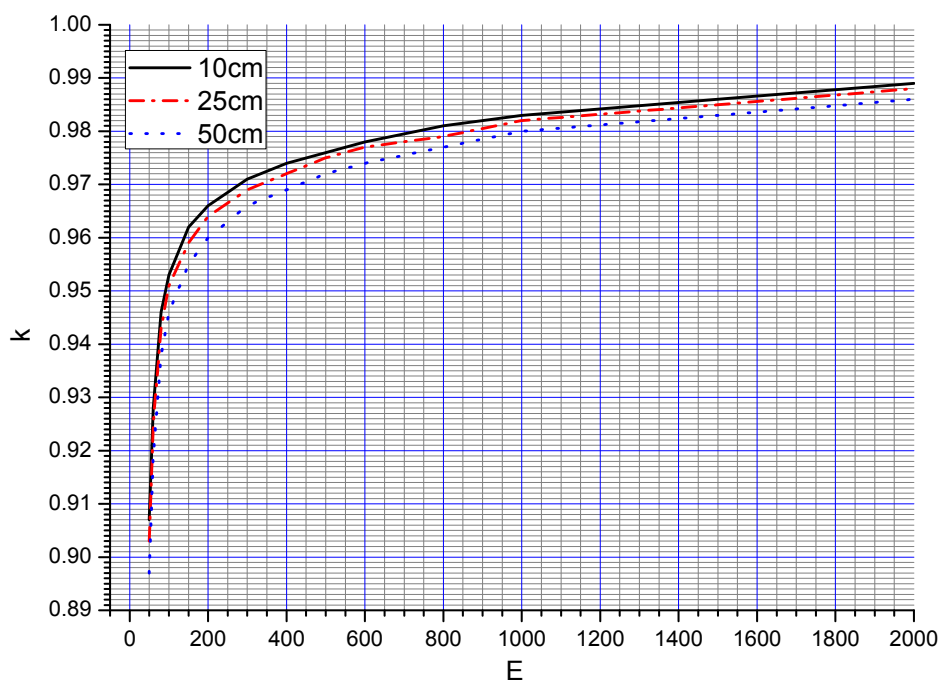


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения k от энергии E .

Эффективность детектора была измерена с помощью радиоактивных изотопов ^{155}Eu (105.3 кэВ), ^{57}Co (122 кэВ) и ^{22}Na (511 кэВ, 1275.4 кэВ) на расстояниях 0, 3, 5, 7.7, 10, 25 и 50 см от источника до детектора. Результаты приведены на рис. 3.

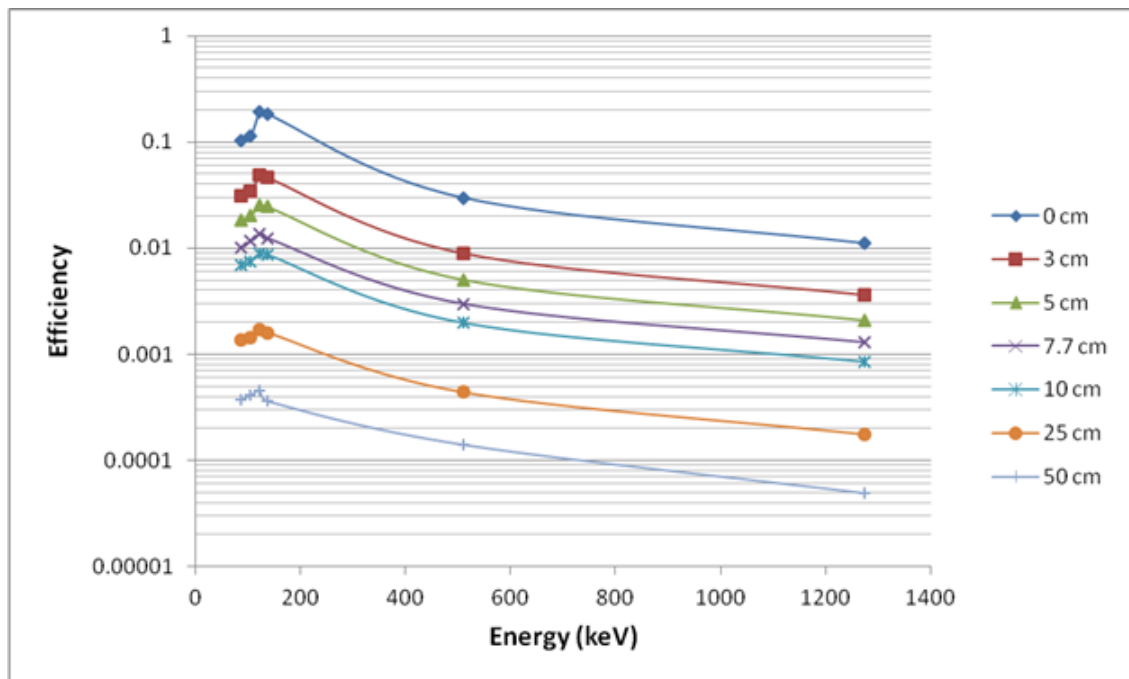


Рис. 3. Эффективность детектора из сверхчистого германия на расстояниях 0, 3, 5, 7.7, 10, 25 и 50 см от источника до детектора.