

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

«Изомерные отношения в фотоядерных реакциях на изотопах  
Pd, Cd и Sn»

Выполнила студентка  
413 группы  
Радева Дарья Алековна

---

Научный руководитель:  
к.ф.-м.н., доцент А.А. Кузнецов

---

Допущена к защите  
Зав. кафедрой \_\_\_\_\_

МОСКВА  
2020

# Изомерные отношения в фотоядерных реакциях на изотопах Pd, Cd и Sn.

Содержание:

1. Введение
2. Предмет исследования
3. Обзор существующих экспериментальных данных
4. Методика эксперимента и обработка данных
5. Изомерные отношения в фотоядерных реакциях на изотопах Sn, Pd и Cd
6. Заключение
7. Литература

## 1 Введение

Для исследования свойств и характеристик атомных ядер используют ядерные реакции. Используя в качестве зондов различные частицы: протоны, нейтроны,  $\gamma$ -кванты и подобные, можно определить, как общие свойства ядер, так и параметры отдельных уровней: спины, четности, электромагнитные и электрические моменты, матричные элементы радиационных переходов. А также судить о свойствах уровней при высоких энергиях возбуждения. Применяя в исследованиях ядер широкий спектр частиц (от  $\gamma$ -квантов до тяжелых ионов), можно получить всю картину свойств уровней, в том числе и высоких энергий возбуждения.

Исследования фотоядерных реакций имеют перечень преимуществ. Первое связано с тем, что взаимодействие  $\gamma$ -квантов с ядрами происходит посредством электромагнитного излучения, которое наиболее изучено. Оно является достаточно слабым, а потому к нему применима теория возмущения и т.п. С этим также связано то, что в фотоядерных реакциях в первую очередь проявляются те свойства ядер, которые связаны с их электрическим зарядом. Так при поглощении гамма-квантов ядрами большую роль играют

электрические и магнитные резонансы различной мультипольности. Они и определяют величину сечения реакции. Основным из них является гигантский дипольный резонанс.

ГДР возникает из-за коллективного движения протонов в ядре относительно нейтронов. Таким образом, фотоядерные реакции и их исследования сыграли важную роль в современных представлениях о высоколежащих коллективных возбуждениях в ядрах типа гигантских резонансов. Развитие экспериментальных исследований гигантского  $E1$  резонанса, являющегося наиболее изученным, связано в основном с изучением его различных каналов распада. В первую очередь тех, в которых возможно изучить заселение определенных, выделенных состояний ядер-продуктов. Например, изомерные состояния, у которых время жизни значительное, а спин  $J_m$  отличается от спина  $J_g$  основного состояния на несколько единиц.

Еще одной особенностью при использовании в качестве бомбардирующих частиц гамма-квантов является то, что не нужно учитывать энергию связи и кулоновский барьер. Таким образом, энергия возбуждения ядра соответствует энергии поглощенного гамма-кванта, а сечение реакции достаточно велико и при самых низких энергиях возбуждения.

Также при энергиях гамма-квантов  $E_\gamma \leq 30$  МэВ их длина волны заметно больше размеров ядра. В таком длинноволновом приближении основным способом поглощения гамма-квантов является электрическое дипольное, а вклад магнитного дипольного или электрического квадрупольного составляет несколько процентов. Поэтому в рассматриваемом диапазоне энергий гамма-квант вносит в ядро момент, близкий к  $1\hbar$ , который почти не зависит от энергии гамма-кванта. Это ограничивает диапазон спинов возбуждаемых уровней и делает проще интерпретацию получаемых результатов.

Исследования свойств уровней, возбуждаемых в фотоядерных реакциях (ФЯР), связаны, в частности, с измерениями сечений (полных и парциальных), соответствующих возбуждению выделенных конечных состояний, а также с измерением энергетических распределений испускаемых в ФЯР частиц или гамма-квантов. Наиболее эффективным измерение сечений будет, если конечное состояние будет изомерным с периодом полураспада достаточно большим, чтобы была возможность разделить процессы измерения и облучения во времени. Проведение измерений вне пучка, облучающего мишени  $\gamma$ -излучения, существенно снижает фон, повышает чувствительность экспериментов и позволяет исследовать уровни, которые возбуждаются в реакциях с сечениями до долей микробарн.

Основной причиной изомерии является большая разница спинов изомерного и основного состояний ядер  $\Delta I \geq 3$ . Эти изомеры сосредоточены в областях ядер с числом протонов или нейтронов, предшествующим заполненным оболочкам: 50, 82 или 126. В деформированных ядрах имеет место запрет по квантовому числу  $K$  (проекция спина на ось симметрии ядра). Он приводит к сильной задержке радиационных переходов

малой мультипольности, а значит и к появлению изомеров.

Радиационные переходы между уровнями триплетта с одним и тем же числом квази-частиц, как правило, более вероятны, чем на остальные уровни. Изучение этих уровней, измерение их параметров очень важно, так как позволяет детальнее судить о структуре изомеров. К примеру, исследование свойств уровней, связанных с изомерами формы, дало полную информацию о структуре потенциального барьера в тяжелых ядрах. Отмеченные выше особенности ФЯР дают возможность использовать их для их эффективного исследования указанных уровней в отличие от других видов реакций, в которых они не проявляются или трудно отслеживаются.

Набор возбужденных состояний, участвующих в заселении изомеров, в основном определяется типом выбранной ФЯР и энергией  $\gamma$ -излучения. При использовании тормозного излучения, имеющего непрерывное распределение по энергии, при захвате гамма-квантов реально возбуждаются лишь те уровни, которые имеют большие приведенные вероятности радиационных переходов в основное состояние с преобладанием переходов низкой мультипольности. Эти уровни относятся обычно к коллективным мультипольным резонансам или к тем, у которых в волновой функции есть большие примеси таких резонансов. Среди этих наиболее выраженным является отмеченный выше ГДР, лежащей в диапазоне  $15 \div 20$  МэВ.

В сечении поглощения фотонов атомными ядрами  $\sigma_\gamma$  можно выделить четыре основные энергетические области. Они обозначены цифрами I, II, III, IV на рис.1, схематически изображающем типичный вид  $\sigma_\gamma$  в широкой области энергий фотонов от 0 до 1 ГэВ [26]. В области I энергия  $\gamma$ -кванта недостаточна для выбивания из ядра отдельных нуклонов или связанных систем из малого числа нуклонов ( $E_\gamma < B_{p,n}$ ). Поэтому фотон, поглощаемый ядром, способен возбуждать отдельные изолированные низколежащие ядерные уровни. Снятие такого возбуждения сопровождается излучением ядром одного или нескольких фотонов. Это явление носит название ядерной резонансной флуоресценции (ЯРФ).

В области II энергия поглощенного фотона уже достаточна для выбивания из ядра одного или нескольких нуклонов, а также систем из малого числа связанных нуклонов (дейтрона,  $\alpha$ -частицы и др.). Для тяжелых ядер возможно также деление (фотоделение). Все эти процессы именуются фоторасщеплением. Наиболее характерной особенностью этой энергетической области является наличие высокоэнергичных коллективных ядерных возбуждений, проявляющихся в мощных и широких максимумах, называемых гигантскими резонансами. Самый значительный из них обусловлен преимущественным поглощением электрических дипольных (E1) фотонов, а потому называется гигантским дипольным резонансом (ГДР). Начиная примерно с энергии 10-15 МэВ в структуре сечения фотопоглощения наблюдается характерный широкий ( $\Gamma \approx 5-12$  МэВ) максимум, называемый гигантским дипольным резонансом (ГДР), относящийся к группе мульт-

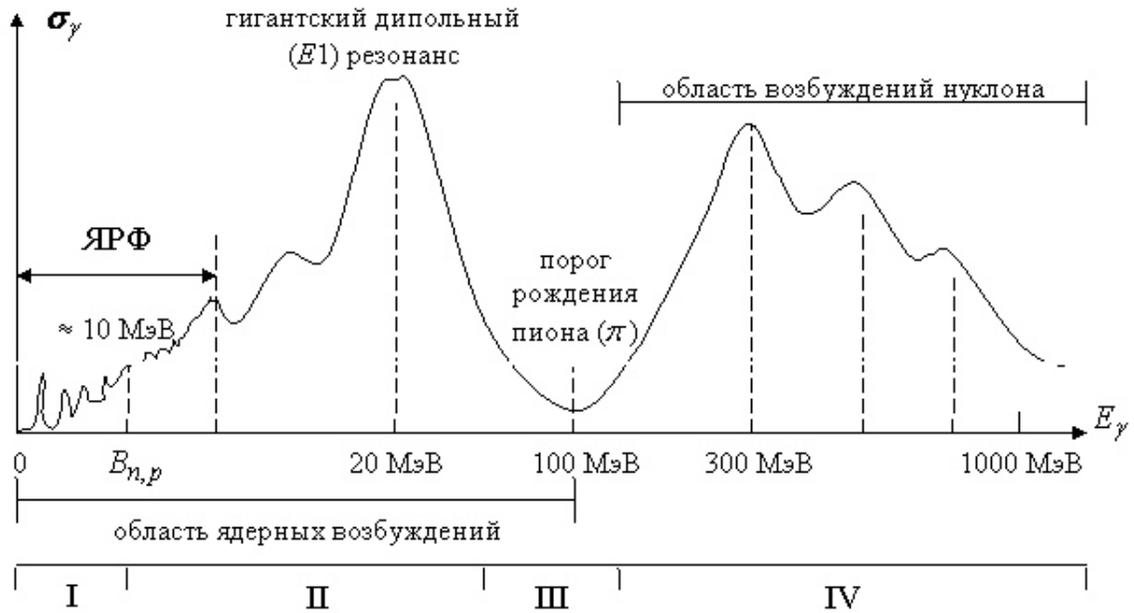


Рис. 1: Схематическое представление сечения фотопоглощения фотонов атомными ядрами в области энергий фотонов до 1 ГэВ

типичных ядерных резонансов, которым отвечают различные коллективные возбуждения в ядре. Образование гигантского дипольного резонанса практически полностью определяет вид сечения фотопоглощения в данной области энергий. Таким образом, взаимодействие фотона с ядром в диапазоне энергий от 10 до 30 МэВ осуществляется в основном за счет фотоядерных реакций с вылетом нуклонов, а также фотоделения в случае тяжелых ядер.

В области III, лежащей за максимумом ГДР и простирающейся вплоть до мезонного порога (135 МэВ), длина волны поглощаемого ядром фотона становится меньше радиуса ядра, и фотон преимущественно взаимодействует с системами из малого числа нуклонов, формирующимися внутри ядра. Ядерное фоторасщепление в этой энергетической области чаще всего начинается с расщепления этих связанных малонуклонных систем, главным образом квазидейтронов, и завершается испусканием ядром нескольких (до десяти) нейтронов.

А когда длина волны гамма-кванта становится достаточно мала, чтобы иметь возможность взаимодействовать с отдельным нуклоном (область IV), ядерные возбуждения сменяются возбуждениями внутринуклонных степеней свободы, оказывающими влияние на ядерные характеристики уже лишь опосредованно.

Из-за малой ширины изомерных уровней (при  $T_{1/2} > 1$  с и  $\Delta E < 10^{-14}$  эВ) они почти не возбуждаются в результате захвата гамма-кванта с энергией, равной энергии изомерного состояния, а заселяются при радиационных переходах с более высоко лежа-

щих. Это могут быть и активационные уровни (реакции  $(\gamma, \gamma')$ ), и уровни, заселяемые после испарения нейтрона или заряженной частицы из составного ядра. При большом различии спинов этих уровней и изомерного состояния к последнему приводит каскад из нескольких  $\gamma$ -квантов.

Измеряя зависимость вероятности заселения изомера от энергии возбуждения, можно узнать, какие уровни участвуют в данном заселении и ряд их параметров: спины, четности, матричные элементы переходов на изомер), а также их статистические характеристики. Информацию о свойствах этих уровней обычно получают из сравнения измеренных вероятностей образования изомера с результатами теоритического расчета.

Еще один механизм заселения изомерного состояния — тот, в котором нейтроны или заряженные частицы испускаются до установления теплового равновесия в ядре. Это или прямые процессы, когда частица непосредственно выбивается из ядра гамма-квантом, или полупрямые, в которых частицы испускаются из состояний, образующихся на стадии установления теплового равновесия. В этих процессах вероятность заселения отдельных уровней конечного ядра зависит от их спектроскопических факторов, которые определяются обычно из реакций срыва нейтронов и протонов. Тогда распределение конечных ядер по угловому моменту и энергии возбуждения будет иным, чем в случае теплового равновесия, что изменит и вероятность заселения изомера. Как правило, вероятность уменьшается, поскольку конечное ядро оказывается при меньшей энергии возбуждения, откуда получается более короткий каскад гамма-квантов, заселяющих изомер.

Соотношение между двумя механизмами зависит от энергии гамма-кванта и типа выбранной реакции. К примеру, второй вероятнее в реакции  $(\gamma, p)$  и при больших энергиях гамма квантов.

Особенностью фотоядерных экспериментов является то, что основная масса результатов в них получена на пучках тормозного гамма-излучения электронных ускорителей. В таких экспериментах измеряется выход фотоядерных реакций  $\Upsilon(E_{\gamma max})$ , связанный с ее сечением  $\sigma$  соотношением:

$$\Upsilon(E_{\gamma max}) = k \int_{E_{nop}}^{E_{\gamma max}} \sigma(E) \Phi(E, E_{\gamma max}) dE, \quad (1)$$

где  $k$  — нормировочный множитель,  $E_{nop}$  — порога фотоядерной реакции,  $E_{\gamma max}$  — максимальная энергия тормозного спектра  $\Phi(E, E_{\gamma max})$ .

Итак, из фотоядерных экспериментов по возбуждению изомеров получают данные двух видов: выходы  $\Upsilon$  и сечения  $\sigma$ . Из эксперимента получают изомерные отношения выходов:

$$d = \frac{\Upsilon_m}{\Upsilon_g} \text{ или } \eta = \frac{\Upsilon_m}{\Upsilon_{tot}} = \frac{\Upsilon_m}{\Upsilon_m + \Upsilon_g} = \frac{1}{1 + 1/(\Upsilon_m/\Upsilon_g)} = \frac{1}{1 + 1/d} \quad (2)$$

Отсюда можно получить изомерные отношения сечений:

$$r = \frac{\sigma_m}{\sigma_g} \text{ или } R = \frac{\sigma_m}{\sigma_{tot}} = \frac{\sigma_m}{\sigma_m + \sigma_g} = \frac{1}{1 + 1/(\sigma_m/\sigma_g)} = \frac{1}{1 + 1/r} \quad (3)$$

Здесь  $\Upsilon_m, \Upsilon_g, \Upsilon_{tot}$  и  $\sigma_m, \sigma_g, \sigma_{tot}$  — выходы и сечения возбуждения изомерного  $m$  и основного  $g$  состояний, а также полные выходы и сечения реакций.

Получаемые в расчетах изомерные отношения зависят от выбранного механизма ФЯР. Для средних и тяжелых ядер и для энергии гамма-излучения ниже 30 МэВ преобладающими являются реакции с образованием составного ядра и установлением теплового равновесия в ядре. Полупрямые и прямые процессы вносят небольшой вклад.

Особенностью ФЯР является то, что в основном измеренные выходы реакций относятся не к определенной энергии возбуждения, а к интервалу энергий (от порога до граничной энергии тормозного излучения). Получение из этих данных сечений реакций при заданных энергиях является достаточно сложной процедурой и не всегда оказывается возможной. Поэтому часто ИО являются отношениями интегральных сечений или отношениями выходов реакций.

Сейчас наблюдается новый подъем интереса к исследованию реакций типа  $(\gamma, n)^m$ . Еще более чем для 100 ядер есть возможность изучения сечений возбуждения изомерных состояний в реакции  $(\gamma, n)$ . Вдобавок большая часть информации об изомерных отношениях нуждается в уточнении на новом экспериментальном уровне: на более интенсивных гамма-пучках новых ускорителей с использованием для регистрации наведенной гамма-активности более совершенной полупроводниковой гамма-спектрометрии и изотопически обогащенных мишеней.

В исследованиях возбуждения изомеров можно получить информацию для уточнения вида функции распределения плотности ядерных уровней, ее энергетической и спиновой составляющих, а также выяснения механизмов распада высоковозбужденных коллективных состояний.

Дальнейший прогресс в понимании и описании механизмов фотовозбуждения изомерных состояний может быть достигнут в накоплении экспериментального материала, сопоставлении результатов, полученных в различных реакциях с фотонейтронными данными, комплексном анализе данных экспериментов, совершенствовании расчетов.

**Цель работы:** в работе ставится задача экспериментального изучения образования изомерных и основных состояний атомных ядер в результате фотоядерных реакций на изотопах Pd, Cd и Sn; расчета экспериментальных изомерных отношений для полученных изотопов; получения энергетической зависимости изомерных отношений, сравнения с результатами других работ. Ожидается, что на большинстве изотопов будет прослеживаться закономерность к увеличению выхода состояний с большим спином, что объясняется ростом энергии вылетевших частиц.

## 2 Предмет исследования

В качестве предмета исследования были выбраны изотопы  $Pd, Cd$  и  $Sn$  с  $Z = 46, 48, 50$  соответственно. Данные изотопы были выбраны в основном, поскольку все они имеют протоны на оболочке  $1g_{9/2}$  и для нечетных по  $Z$  ядер спин и четность основных состояний большинства ядер  $\frac{9^+}{2}$  (стоит отметить отдельно родий, для изотоп которого наблюдается изменение спин и четности от  $\frac{1^-}{2}$  для  $Rh^{101}$ , а в основном состоянии наблюдается дырка на  $2p_{1/2}$ , до  $\frac{7^+}{2}$  у  $Rh^{105}$ . У рассматриваемых в работе изотопов изомерные состояния имеют спин-четность, отличающиеся от спинов-четностей основного состояния ядра на несколько единиц. Отсюда есть основания полагать, что изомерные отношения в большинстве случаев будут схожи и отличаться зависимостью по энергии.

В таблице 1 представлены изотопы, которые изучаются в данной работе, полученные путем реакции  $(\gamma, n)$  на изотопах  $Sn$ . В таблице 2 приведены изотопы, полученные в ходе реакции  $(\gamma, p)$ . Помимо типа реакции, в таблицах также указаны основные характеристики исследуемых изотопов: спин-четность, период полураспада и пороговая энергия.

Таблица 1: изотопы, полученные в реакции  $(\gamma, n)$

Изотоп	$J^P$	$T_{1/2}$	Реакция	$E_{level}^{m.s.}$ МэВ	Порог, МэВ
$Sn^{123}$	$11/2^-$	129.2d	$Sn^{124}(\gamma, n)Sn^{123}$	-	8.49
$Sn^{123m}$	$3/2^+$	40.06min	$Sn^{124}(\gamma, n)Sn^{123m}$	0.025	8.51

Таблица 2: изотопы, полученные в реакции  $(\gamma, p)$

Изотоп	$J^P$	$T_{1/2}$	Реакция	$E_{level}^{m.s.}$ МэВ	Порог, МэВ
$In^{111}$	$9/2^+$	2.8d	$Sn^{112}(\gamma, p)In^{111}$	-	7.01
$In^{111}$	$9/2^+$	2.8d	$Sn^{114}(\gamma, 1p2n)In^{111}$	-	25.06
$In^{111m}$	$1/2^-$	2.8d	$Sn^{112}(\gamma, p)In^{111m}$	-	7.55
$In^{111m}$	$1/2^-$	7.7min	$Sn^{114}(\gamma, 1p2n)In^{111m}$	0.537	25.60
$In^{117}$	$9/2^+$	43.2min	$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	-	10.03
$In^{117}$	$9/2^+$	43.2min	$Sn^{119}(\gamma, 1p1n)In^{117}$	-	16.18
$In^{117m}$	$1/2^-$	43.2min	$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117m}$	-	10.33
$In^{117m}$	$1/2^-$	116.2min	$Sn^{119}(\gamma, 1p1n)In^{117m}$	0.315	16.48
$In^{119}$	$9/2^+$	2.4min	$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119}$	-	10.38
$In^{119}$	$9/2^+$	2.4min	$Sn^{122}(\gamma, 1p2n)In^{119}$	-	25.36
$In^{119m}$	$1/2^-$	2.4min	$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119m}$	-	10.69
$In^{119m}$	$1/2^-$	18min	$Sn^{122}(\gamma, 1p2n)In^{119m}$	0.311	25.67

В фотоядерных реакциях происходит следующий процесс: при облучении гамма-квантами возникает переход ядра в ГДР. Оно распадается с вылетом нейтрона или протона как на основной, так и на изомерный уровень. Рассматриваемые в эксперименте ядра оказались  $\beta$ -радиоактивными. Поэтому далее испытывали  $\beta$ -распад с различными периодами, характерными для каждого конкретного изотопа.

На рис. 2-5 приведены диаграммы протекания фотопротонных и фотонейтронных реакций на изотопах олова. На них же указано, как образуются основное и изомерное состояния изотопов. Помимо этого, на диаграммах указан способ распада каждого из ядер с указанием вероятности каждого перехода. Детально, как происходит процесс образования изотопов в ходе, допустим, фотопротонной реакции на изотопах олова: при облучении исследуемой мишени, в данном случае из природного олова (естественная смесь), гамма-квантами происходит переход в ГДР. Распад с испусканием гамма-кванта и переход в основное состояние происходит в результате электромагнитного взаимодействия.  $\beta$ -распад — слабое взаимодействие. Вероятность электромагнитного намного больше, чем у слабого, поэтому практически всегда возбужденные состояния распадаются путем перехода с вылетом гамма-кванта на более низкое по энергии состояние. Из-за большой разницы в спинах основного состояния и изомера вероятность электромагнитного перехода с испусканием гамма-кванта становится сравнимой с вероятностью бета-распада, и становится возможным бета-распад из возбужденного состояния.

Рассмотрим это на примере нескольких изотопов, изучаемых в данной работе. После вылета протона в ходе реакции  $(\gamma, p)$  образуются различные уровни рассматриваемого ядра  $In^{117}$ . Возбужденное состояние при этом, как правило, снимается путем испускания гамма-кванта в ходе электромагнитного взаимодействия, в результате чего происходит переход в более низкое по энергии состояние. Изомеры могут распадаться как на основное, так и на изомерное состояние (что учитывается при обработке результатов эксперимента). Рассмотрим изомерное состояние, оно распадается путем гамма-переходов на основное состояние с периодом полураспада 116.2 минуты с вероятностью 47%. В основном состоянии ядро  $In^{117}$  испытывает  $\beta$ -распад с периодом полураспада 43.2 минуты. Но изомер  $In^{117m}$  испытывает также и  $\beta$ -распад с вероятностью 53% на уровни олова, в том числе возбужденные, которые распадаются путем вылета гамма-квантов. Эти возбужденные состояния распадаются путем вылета гамма-квантов, которые и измеряются в дальнейшем гамма-спектрометром.

После вылета протона в ходе реакции  $(\gamma, p)$  образуются различные уровни рассматриваемого ядра  $In^{119}$ . Возбужденное состояние снимается путем испускания гамма-кванта в ходе электромагнитного взаимодействия, в результате чего происходит переход в более низкое по энергии состояние. Рассмотрим изомерное состояние, оно распадается путем гамма-переходов на основное состояние с периодом полураспада 18 минут с вероятностью 5,6%. В основном состоянии ядро  $In^{119}$  испытывает  $\beta$ -распад с периодом

полураспада 2.4 минуты. Но изомер  $In^{119m}$  испытывает также и  $\beta$ -распад с вероятностью 94,4% на уровни ядра олова.

После вылета протона в ходе реакции  $(\gamma, p)$  образуются различные уровни рассматриваемого ядра  $In^{111}$ . Возбужденное состояние снимается путем испускания гамма-кванта в ходе электромагнитного взаимодействия, в результате чего происходит переход в более низкое по энергии состояние. Рассмотрим изомерное состояние  $In^{111m}$ , оно распадается путем гамма-переходов на основное состояние с периодом полураспада 7.7 минут. В основном состоянии ядро  $In^{111}$  испытывает  $e^-$ -захват с периодом полураспада 2.7d.

Изомерное состояние  $Sn^{123m}$  образуется в ходе реакции  $(\gamma, n)$  из  $Sn^{124}$ . В основном состоянии ядро  $Sn^{123}$  испытывает  $\beta$ -распад с периодом полураспада 2.7d. Изомерное же состояние  $Sn^{123m}$  испытывает  $\beta$ -распад с вероятностью 100% на уровни ядра Sb. Из-за большой разницы спинов основного и изомерного состояния изомерный переход  $Sn^{123m}$  не наблюдается.

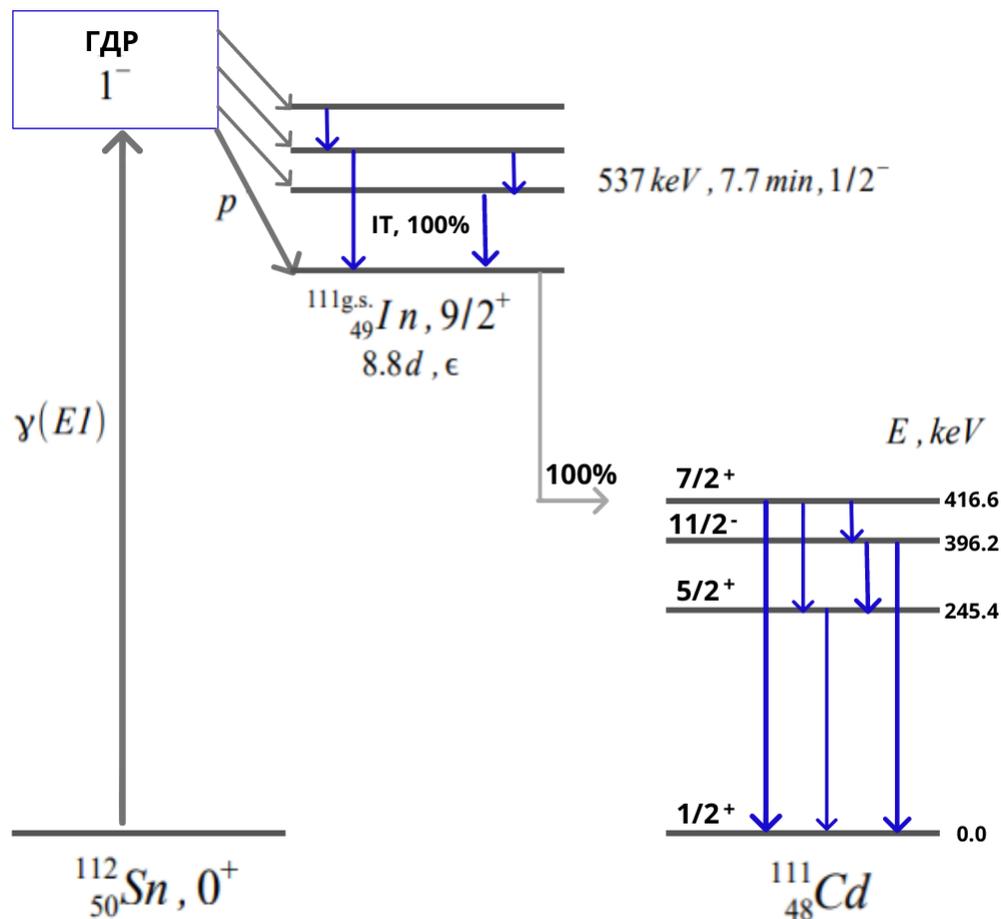


Рис. 2: Схемы протекания фотоядерных реакций на изотопах олова

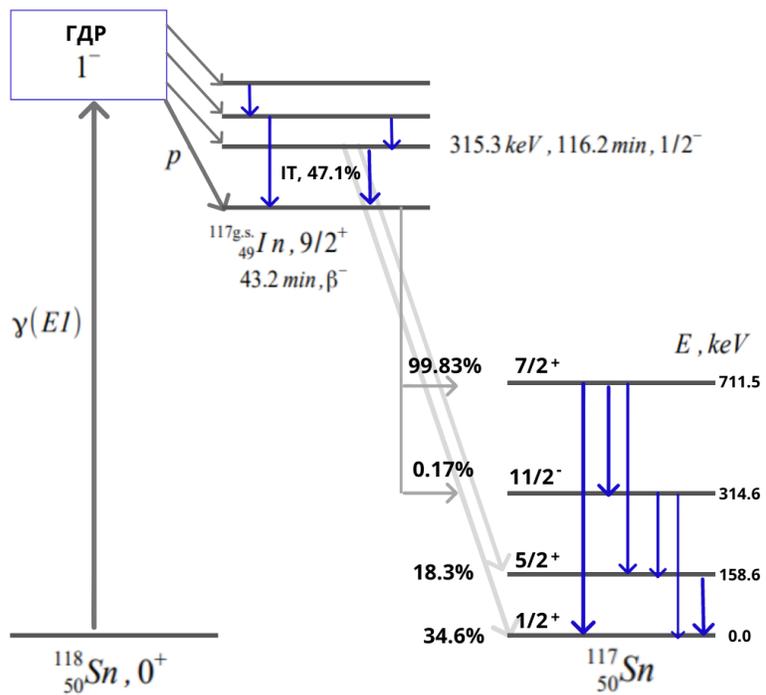


Рис. 3: Схемы протекания фотоядерных реакций на изотопах олова

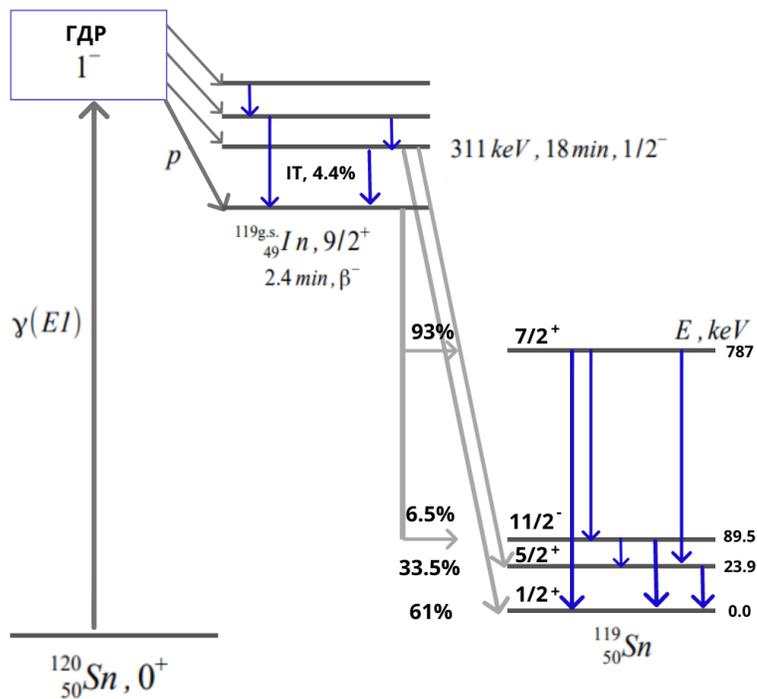


Рис. 4: Схемы протекания фотоядерных реакций на изотопах олова

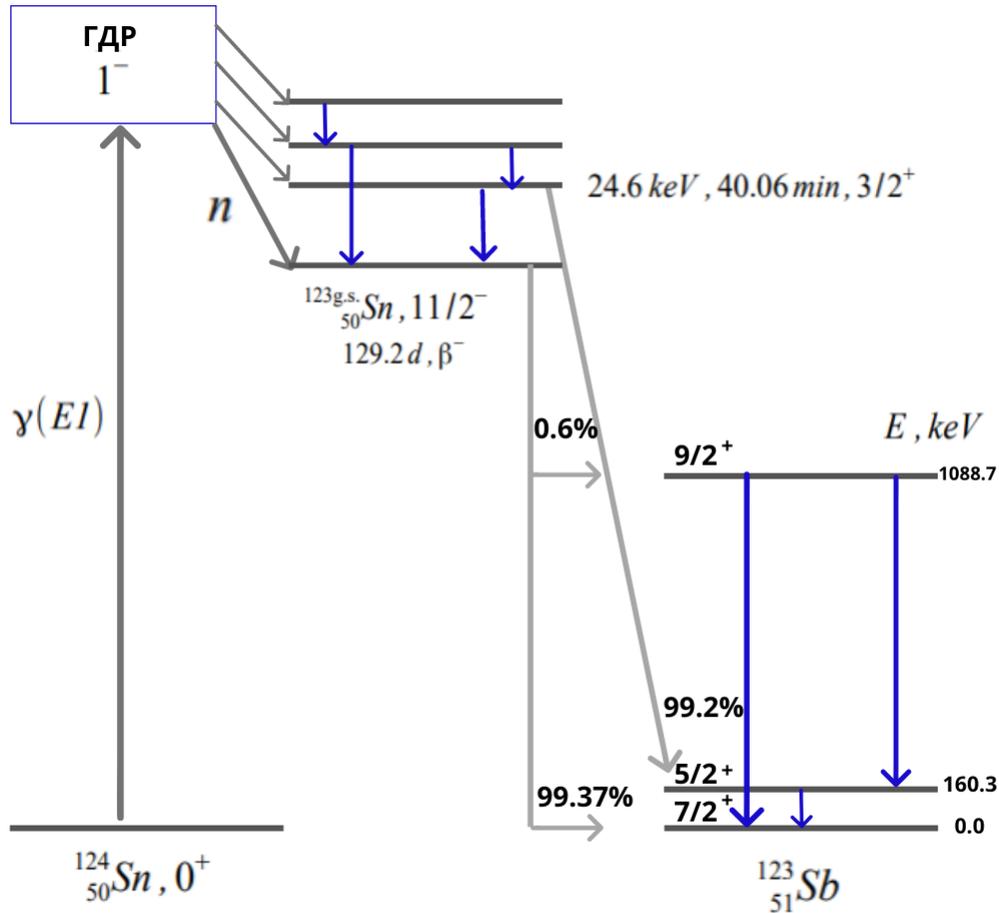


Рис. 5: Схемы протекания фотоядерных реакций на изотопах олова

В таблице 3 представлены изотопы, которые изучаются в данной работе, полученные путем реакции  $(\gamma, n)$  на изотопах  $Cd$ . Помимо типа реакции, в таблицах также указаны основные характеристики исследуемых изотопов: спин-четность, период полураспада и пороговая энергия.

Таблица 3: изотопы, полученные в реакции  $(\gamma, n)$

Изотоп	$J^P$	$T_{1/2}$	Реакция	$E_{level}^{m.s.}$ МэВ	Порог, МэВ
$Cd^{115}$	$1/2^+$	53.46 h	$Cd^{116}(\gamma, n)Cd^{115}$	-	8.70
$Cd^{115m}$	$11/2^-$	44.6 d	$Cd^{116}(\gamma, n)Cd^{115m}$	0.181	8.88

В таблице 4 представлены изотопы, которые изучаются в данной работе, полученные преимущественно реакции  $(\gamma, p)$  на изотопах  $Cd$ . Помимо типа реакции, в таблицах также указаны основные характеристики исследуемых изотопов: спин-четность, период полураспада и пороговая энергия.

Таблица 4: изотопы, полученные в реакции  $(\gamma, p)$

Изотоп	$J^P$	$T_{1/2}$	Реакция	$E_{level}^{m.s.}$ МэВ	Порог, МэВ
$Ag^{105}$	$1/2^-$	41.29 d	$Cd^{106}(\gamma, p)Ag^{105}$	-	7.35
$Ag^{105}$	$1/2^-$	41.29 d	$Cd^{108}(\gamma, 2n1p)Ag^{105}$	-	25.62
$Ag^{105m}$	$7/2^+$	7.23 min	$Cd^{106}(\gamma, p)Ag^{105m}$	0.25	7.38
$Ag^{105m}$	$7/2^+$	7.23 min	$Cd^{108}(\gamma, 2n1p)Ag^{105m}$	0.25	7.38

На рис. 6-8 приведены диаграммы протекания фотопротонных и фотонейтронных реакций на изотопах кадмия. На них же указано, как образуются основное и изомерное состояния изотопов.

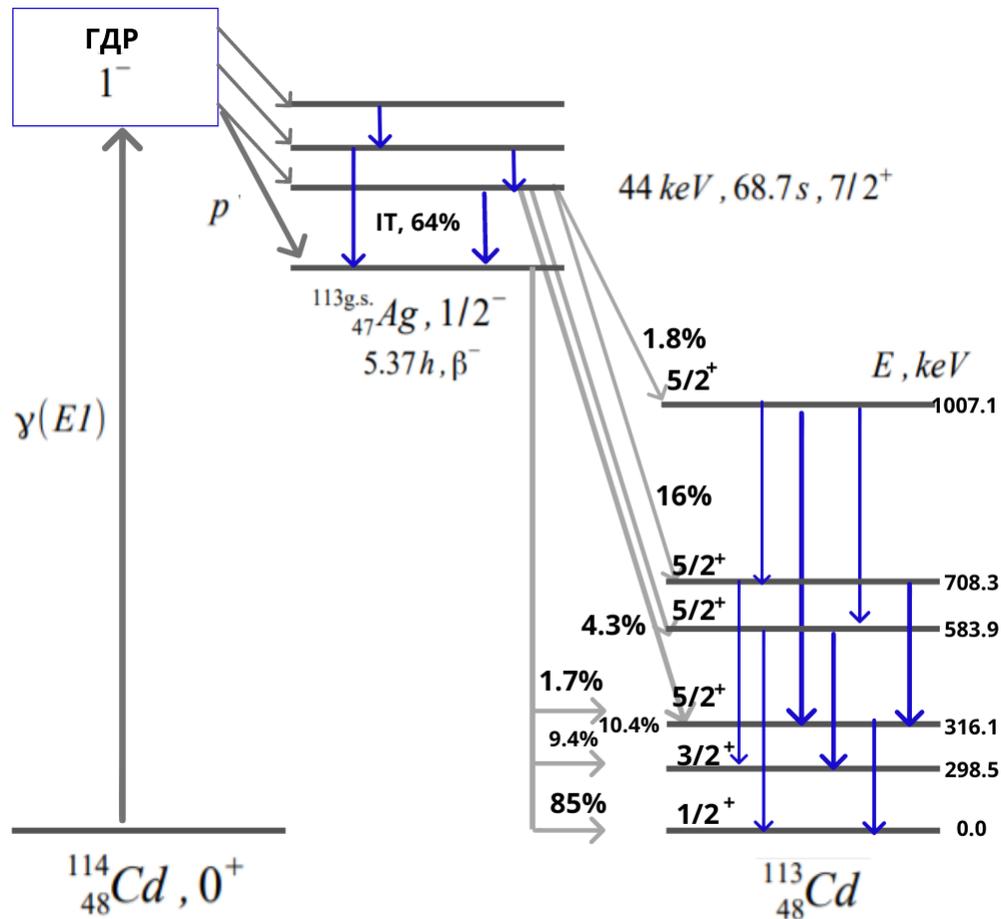


Рис. 6: Схемы протекания фотоядерных реакций на изотопах кадмия



В таблице 5 представлены изотопы, которые изучаются в данной работе, полученные путем реакции  $(\gamma, n)$  на изотопах  $Pd$ . В таблице 6 представлены изотопы, которые изучаются в данной работе, полученные преимущественно реакции  $(\gamma, p)$  на изотопах  $Pd$ . Помимо типа реакции, в таблицах также указаны основные характеристики исследуемых изотопов: спин-четность, период полураспада и пороговая энергия.

Таблица 5: изотопы, полученные в реакции  $(\gamma, n)$

Изотоп	$J^P$	$T_{1/2}$	Реакция	$E_{level}^{m.s.}$ МэВ	Порог, МэВ
$Pd^{109}$	$5/2^+$	13.7 h	$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109m}$	-	8.81
$Pd^{109m}$	$11/2^-$	4.7 min	$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109m}$	0.189	9.00

Таблица 6: изотопы, полученные в реакции  $(\gamma, p)$

Изотоп	$J^P$	$T_{1/2}$	Реакция	$E_{level}^{m.s.}$ МэВ	Порог, МэВ
$Rh^{102}$	$1^-, 2^-$	207 d	$Pd^{104}(\gamma, 1p1n)Rh^{102}$	-	17.98
$Rh^{102}$	$1^-, 2^-$	207 d	$Pd^{105}(\gamma, 1p2n)Rh^{102}$	-	25.07
$Rh^{102}$	$1^-, 2^-$	207 d	$Pd^{106}(\gamma, 1p3n)Rh^{102}$	-	34.63
$Rh^{102}$	$1^-, 2^-$	207 d	$Pd^{108}(\gamma, 1p5n)Rh^{102}$	-	50.39
$Rh^{99}$	$1/2^-$	16.1 d	$Pd^{102}(\gamma, 1p2n)Rh^{99}$	-	25.78
$Rh^{99}$	$1/2^-$	16.1 d	$Pd^{10}(\gamma, 1p4n)Rh^{99}$	-	43.39
$Rh^{99}$	$1/2^-$	16.1 d	$Pd^{105}(\gamma, 1p5n)Rh^{99}$	-	50.48

На рис. 9-12 приведены диаграммы протекания фотопротонных и фотонейтронных реакций на изотопах палладия. На них же указано, как образуются основное и изомерное состояния изотопов.

$Pd^{101}$  может распадаться и с образованием основного состояния  $Rh^{99}$  ( $J^P = \frac{1^-}{2}$ ), и метастабильного уровня 64.2 кэВ ( $J^P = \frac{9^+}{2}$ ). Вероятности образования основного и метастабильного состояний: 2.58% и 97.42% соответственно. Метастабильное состояние  $Rh^{99m}$  распадается за счет  $e$ -захвата в  $Ru^{99}$ . Последним элементом в цепочке распадов является распад  $Rh^{99}$  из основного состояния, с периодом полураспада 16.1 день. Однако в спектре при обработке наблюдается лишь один пик с 353 кэВ, для которого  $I_\gamma = 0.346$ . Остальные пики не различимы или из-за наличия более интенсивного пика справа, или из-за низкой интенсивности.

Первым элементом цепочки распада  $Rh^{102}$  является метастабильное состояние 140.8 кэВ в ядре  $Rh^{102}$ , имеющее спин и четность  $6^+$  и период полураспада 2.9 лет. С вероятностью 0.233% это состояние распадается за счет изомерного перехода в основное. Наиболее интенсивным является  $\beta$ -распад с образованием  $Ru^{102}$ . Основное состояние ядра  $Rh^{102}$  является бета-радиоактивным и имеет период полураспада 207 дней.

Самые интенсивные пики в полученных спектрах относятся к распаду  $Pd^{109}$ , который образуется в реакции  $(\gamma, n)$  на ядре  $Pd^{110}$ . Изомерное состояние рассматриваемого изотопа содержит пик с 189 кэВ и периодом полураспада 4.7 минуты, а период полураспада данного изотопа из основного состояния соответственно 13.7 часов. Рас-

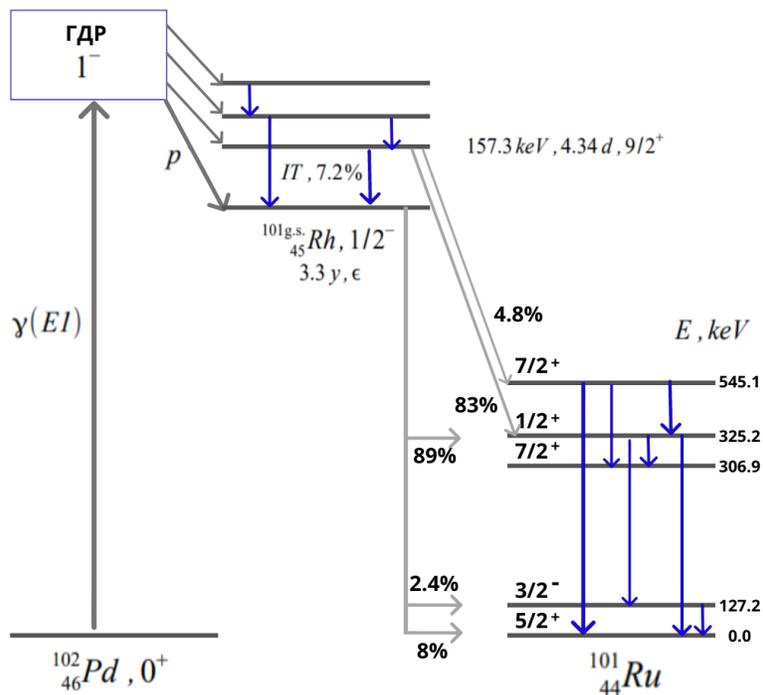


Рис. 9: Схемы протекания фотоядерных реакций на изотопах палладия

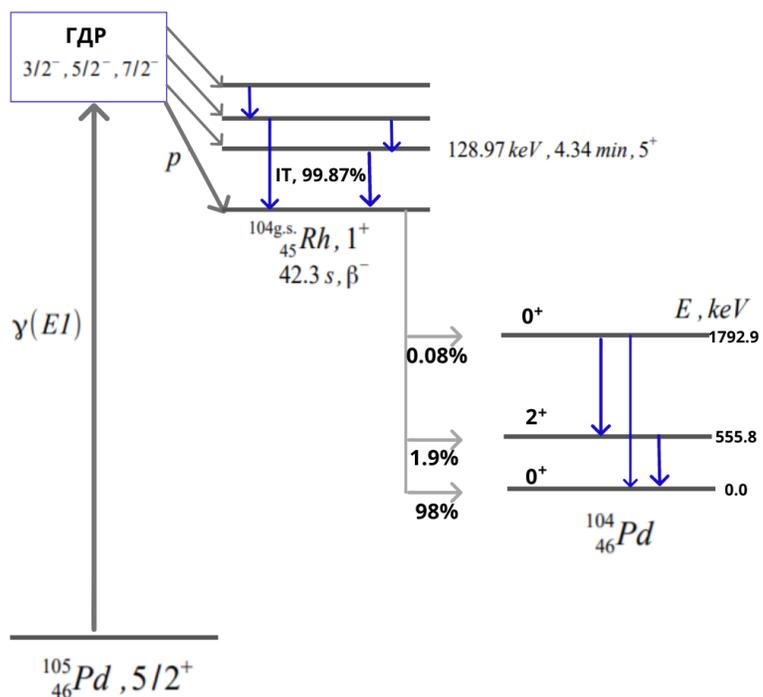


Рис. 10: Схемы протекания фотоядерных реакций на изотопах палладия

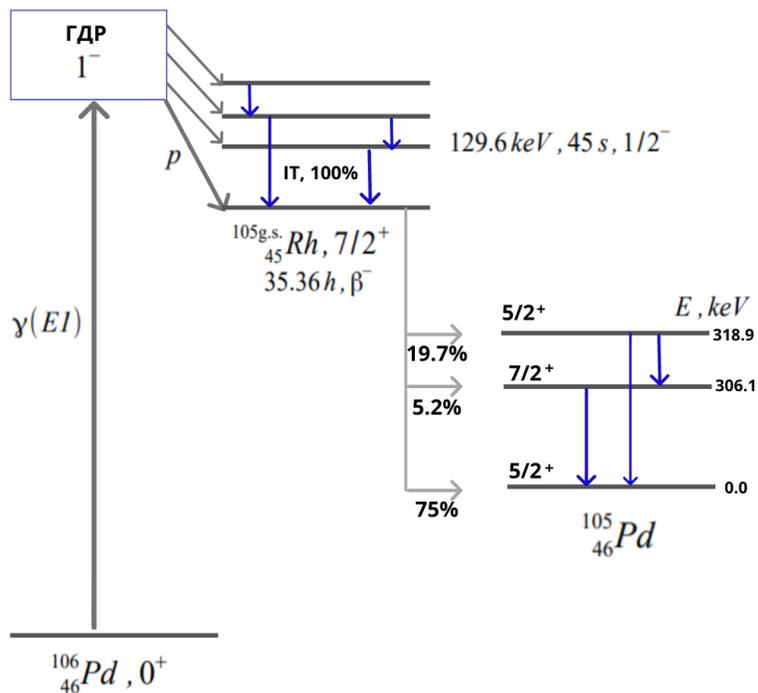


Рис. 11: Схемы протекания фотоядерных реакций на изотопах палладия

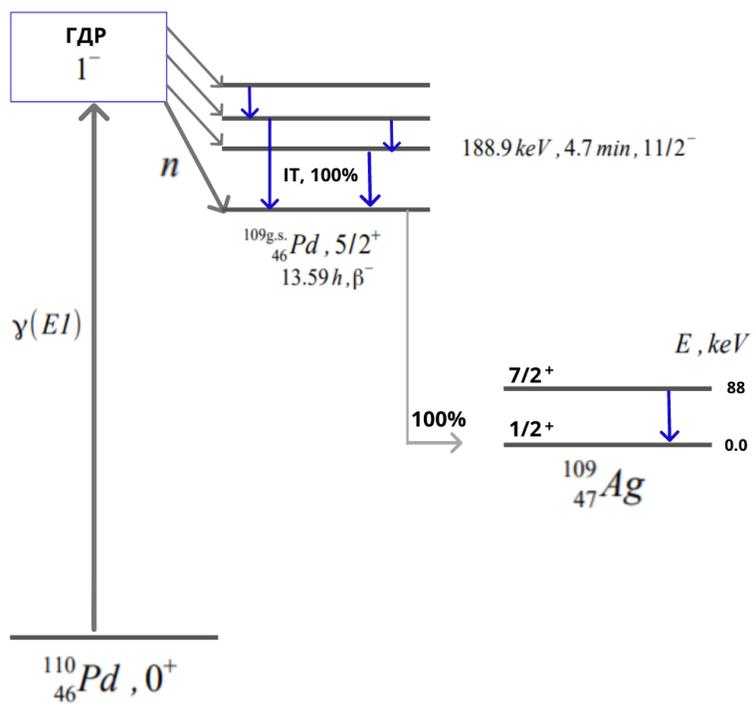


Рис. 12: Схемы протекания фотоядерных реакций на изотопах палладия



метром 1 см из Sn, Mo и Cd чистотой 99.99% из естественной смеси изотопов и  $Ce_2O_3$ ,  $Y_2O_3$  и  $Ei_2O_3$  99.99% чистоты. Образцы были помещены в алюминиевые капсулы диаметром 1 см. Массы мишеней составляли 0.0797, 0.1997 и 0.5813 г для Sn, Mo и Cd и 0.8589, 0.29559 и 0.2198 г для  $Ce_2O_3$ ,  $Y_2O_3$  и  $Ei_2O_3$  соответственно. Облучения проводились на тормозных пучках, полученных с помощью микротрона МТ-25 в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова ОИЯИ (Дубна). Энергия пучка была 18, 20 и 23.5 МэВ, а средний ток пучка был в районе 15 мкА. В качестве электронно-фотонного преобразователя использовался диск толщиной 4 мм, охлаждаемый водой. Гамма-спектры облученных образцов измерялись с помощью детектора HPGe CANBERRA с энергетическим разрешением 1.8 кэВ при гамма-излучении 1332 кэВ для  $Co^{60}$ . Эффективность детектора определялась с использованием набора одиночных источников гамма-излучения, откалиброванных с погрешностью 1-2%.

В работе [5] измерения проводились при различных энергиях тормозного пучка на микротроне МТ-25 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Использовался активационный метод, основанный на измерении спектров гамма-излучения образующихся продуктов реакций в зависимости от энергии и интенсивности тормозного излучения. В экспериментах использовались разделенные изотопы с обогащением не менее 95%. Масса исследуемых образцов варьировалась в пределах 50-200 мг, площадь поверхности составляла  $\sim 1$  см<sup>2</sup>. Величина тока электронов составляла 20 мкА, а время облучения было три периода полураспада для короткоживущих изотопов и 8 часов для долгоживущих. Непосредственно после облучения образцы переносились в низкофоновое помещение для измерения  $\gamma$ -спектров. В случае наиболее короткоживущих изотопов перенос происходил с помощью пневмопочты, и время переноса составляло  $\sim 2$  с. Спектры гамма-излучения облученных образцов измерялись с помощью Ge(Li) детектора объемом 60 см<sup>3</sup> и разрешением 2.8 кэВ для  $\gamma$ -линии с энергией 1332 кэВ  $Co^{60}$ . Эффективность детектора определялась с помощью калибровочных источников и составляла 2-10%. Гамма-спектры накапливались в памяти ПК и обрабатывались с помощью программы АСТIV.

В работе [6] измерения проводились на пучке тормозного излучения сильноточного бетатрона СБ-50 при энергии 25 и 30 МэВ методом индуцированной активности. Образцы изготавливались в форме таблеток, состоящих из химически чистых веществ в их элементарной форме и в виде соединений. Диаметр облучаемых образцов составлял 17 мм. В качестве тормозной мишени использовалась вольфрамовая мишень. Для транспортировки образцов была использована пневматическая транспортная система К5-2А (время доставки образцов  $\sim 4$  с). Как монитор была использована медная фольга, облучаемая вместе с образцом. Временные режимы, то есть время облучения, паузы и время измерения, выбирались в соответствии с периодом полураспада образующихся радионуклидов. Индуцированную активность измеряли Ge(Li) детектором DGDK-63V

с разрешением измерительного канала 3.5 кэВ для линии 1332 кэВ  $Co^{60}$ . Калибровка по энергии гамма- спектрометра и определение его эффективности проводились с использованием набора источников OSGI.

Работа [7] выполнена с помощью гамма-активационной методики. Использовалось тормозное излучение с энергией 15 и 22 МэВ. Источник тормозного излучения – пучок электронов Ужгородского бетатрона и микротрона М30. Облучаемые мишени были из олова, обогащенные  $Sn^{118}$  до 98%, и располагались непосредственно за алюминиевым поглотителем. Масса исследуемого образца составляла около 1 г. В качестве материала для тормозной мишени использовался тантал. Для измерения спектров гамма-излучения использовался полупроводниковый детектор из сверхчистого германия. Энергетическое разрешение детектора составило 2 кэВ на гамма-линиях  $Co^{60}$ . Спектры накапливались на ПК и в дальнейшем обрабатывались с помощью программы WinSpectrum.

В работе [8] мишени были сделаны из олова, обогащенного изотопами  $Sn^{112,118,124}$ , и облучались на линейном ускорителе электронов (LUE-50) Национальной научной лаборатории им. А.И. Алиханяна Ереванского физического института при энергии электронов  $E_e = 40$  МэВ. Средний ток пучка электронов составил 10 мкА. Толщина танталового преобразователя составила 2 мм и определялась с помощью пакета GEANT4. Интенсивность пучка  $N_\gamma$  измерялась с помощью контрольной реакции. В качестве монитора использовалась фольга из меди толщиной 50 мкм. Исследуемая мишень из  $Sn^{112,118,124}$  была взята в виде тонкой фольги. Проводилось 2 облучения. В первом мишень из  $Sn^{112}$  облучалась в течение 18 минут. Во втором мишень из  $Sn^{118,124}$  облучалась в течение 44 минут. Интенсивность пучка оценивалась как  $1,06 \times 10^{16}$  и  $2,35 \times 10^{15}$  фотонов в час соответственно для первого и второго облучения. Индуцированную в мишенях активность измеряли с помощью детектора из сверхчистого германия (HpGe). Эффективность детектирования фотонов определяли с использованием эталонных спектрометрических источников гамма-излучения (RSGS). Эффективность детектора составляла 1.66 кэВ для линии 1.33 МэВ и 618 эВ для линии 122 кэВ.

Работа [9] проводилась на пучке тормозных  $\gamma$ -квантов микротрона М30 Института электронной физики НАН Украины. Измерение проводилось при граничной энергии тормозных  $\gamma$ -квантов 15 и 16 МэВ. Мишенью служил образец олова массой 1 г, обогащенный  $Sn^{118}$  до 98.3%. Наведенная активность измерялась на полупроводниковом спектрометре с Ge-детектором. Эффективность регистрации составила 20% по сравнению с NaJ(Tl)-детектором и энергетическим разрешением 1.9 кэВ на  $\gamma$ -линиях  $Co^{60}$ . Измерения проводились с помощью программы WinSpectrum.

В работе [10] использовались обогащенные образцы изотопов олова и циркония, а также пластинки из естественной смеси изотопов кадмия и серебра. Толщина используемых мишеней была не более 0.1 радиационной длины. Облучения проводились на

линейном ускорителе электронов Ереванского синхротрона при энергиях электронов 20, 30 и 40 МэВ. Гамма-излучение измерялось полупроводниковым детектором из сверхчистого германия, его разрешение составляло около 0.25% при энергии 1330 кэВ (линия  $Co^{60}$ ). При обработке результатов измерений использовались спектроскопические данные, приведенные в Интернете (Nuclide Information, NuclearWallet Card). Соотношения изомеров рассчитывали по формулам, включающим соотношение площадей под пиками измеренных  $\gamma$ -переходов и с учетом, если было нужно, вклада изомерного состояния в качестве радиоактивного предшественника.

В работе [11] определялись сечения продуктов фотоядерных реакций  $In^{117,116,113}$  и  $In^{111,110,109,108}$ . Использовалась мишень из обогащенного  $Sn^{118}$  (97.06%). Сечения были измерены с помощью метода активации в области энергий 75-800 МэВ. Для  $In^{117,110,108}$  рассчитывались изомерные отношения. Экспериментальные сечения сравниваются с расчетами каскадной модели и расчетами по полуэмпирической формуле. Изомерные отношения сравниваются с расчетами, основанными на статистическом формализме Huizenga и Vandenbosch. Образцы  $Sn^{118}$ , обогащенные до 97.06% облучались в неколлимированном тормозном излучении от электронного синхротрона Lurid (1,2 ГэВ) при энергии в интервале между 75 и 800 МэВ. Образцы были размещены за пределами тонкого выходного окна в синхротроне около 1,3 м от внутреннего целевого объекта. Зависимость интенсивности от времени контролировалась с помощью квантового прибора Уилсона, помещенного в коллимированный луч около 17 м от цели. Образцы были получены Окриджской Национальной лаборатории. Мишени были упакованы в тонкие люцитовые контейнеры. Толщина мишени составляла менее 0,5 г/см<sup>2</sup>. Карбоновые пластины (толщина 0,23 г/см<sup>2</sup>) той же, что и образцы были облучены одновременно с образцами. Время каждого облучения было порядка 4 часов. После облучения In-изотопы отделялись от образца. Отделение радиохимически чистого In от облученной  $SnO_2$ -мишени проводили методом, основанным на плавлении оксида олова с  $Na_2O_2 - Na_2CO_3$ - смеси. Индуцированная радиоактивность была затем проанализирована Ge (Li) -детектора, объемом 30 см<sup>3</sup>, подключенного к многоканальному анализатору с 1024 каналами.

В работе [12] относительные выходы  $In^{117}$  и  $In^{117m}$  в реакции  $Sn^{118}(\gamma, p)$  были измерены с помощью гамма-излучения. В качестве мишени был взят образец  $SnO_2$ , массой 64г, обогащенный  $Sn^{118}$ , который был облучен в течение 90 минут тормозным излучением с энергией 24 Мэв. Количество ядер продукта было измерено с помощью NaI (Tl) сцинтилляционный кристалла по зависимости энергии от числа каналов импульса.

В работе [13] сечения фотонейтронных реакций на природном Sn были оценены с помощью Talys при энергии падающих нейтронов до десятков МэВ. С помощью Talys удалось извлечь вклады различных процессов в сечение: прямого, составного и предравновесного. Затем были рассчитаны соотношения изомеров с использованием сечений

Талиса, различных падающих гамма-потоков и максимальных значений энергии падающего гамма-излучения.

Исследованию фотоядерных реакций на изотопах палладия посвящены работы [5],[14]-[23]. В ряде случаев использовались мишени из естественной смеси изотопов палладия, в некоторых исследования проводились на изотопно обогащенных образцах.

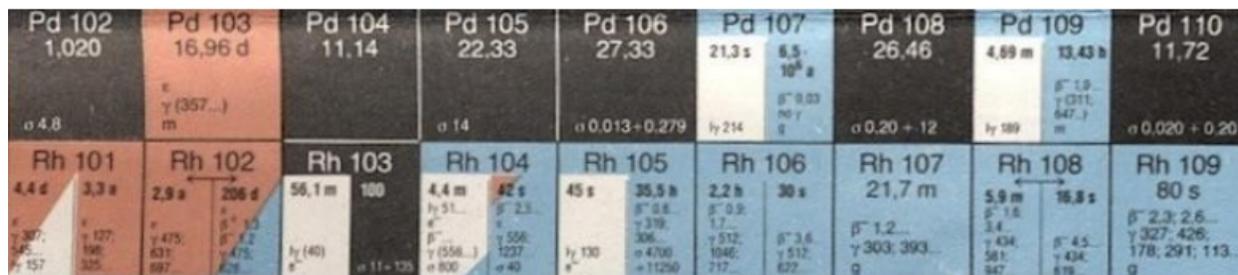


Рис. 14: N-Z диаграмма для изотопов Pd ( $Z = 46$ ) и Rh ( $Z = 45$ ), образующихся в фотоядерных реакциях.

В работе [14] для измерения выходов фотоядерных реакций использовались неколлимированные пучки тормозного излучения с энергиями 50, 60 и 70 МэВ, полученные с помощью линейного электронного ускорителя в городе Пхохан. Исследуемые образцы были изготовлены из естественной смеси изотопов. Активационный образец помещался на расстоянии 12 см от тормозной мишени из вольфрама толщиной 0.1 мм и размерами 100\*100 мм. Моделирование спектра тормозного излучения рассчитывалось с помощью кода GEANT4. Для измерения наведенной активности применялся детектор из сверхчистого германия (HPGe) CANBERRA, откалиброванный по энергии и эффективности. Энергетическое разрешение детектора диаметром 60.5 мм и длиной 31 мм составляло 1.8 кэВ при пике 1332.5 кэВ  $Co^{60}$ . Эффективность составляла 20% относительно детектора NaI(Tl) 7.62 см в диаметре. Для анализа данных использовался код Fizpeaks. Активность образца Pd измерялась через 6 минут. Индуцированные активности для образца Cd определялись через 20 минут. Во время эксперимента в каждом измерении выбиралось подходящее расстояние между образцом и детектором (от 5 до 105 мм). Измерения для каждого образца проводились несколько раз, чтобы получить кривые распада и измерить период полураспада нуклидов наиболее точно. С помощью активационной методики определялись изомерные отношения для реакций  $Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109m.g}$  и  $Cd^{116}(\gamma, n)Cd^{115m.g}$ . В данной работе учитывалось, что некоторые изотопы могут образовываться как по одному, так и по нескольким каналам.

В работе [11] тоже проводились исследования фотоядерных реакций на изотопах палладия. Методом наведенной активности определялась энергетическая зависимость изомерного отношения  $IR = \frac{Y_m}{Y_g}$  фотоядерной реакции типа  $(\gamma, n)$  на ядре  $Pd^{110}$ . Исследования проводились с помощью бетатрона SB50, располагающегося в

научно-исследовательском институте прикладной физики Национального университета Узбекистана. Исследования проводились в энергетическом диапазоне от 10 до 35 МэВ с шагом 1 МэВ. Временные режимы выбирались в соответствии с периодом полураспада образующихся радиоактивных нуклидов. В качестве исследуемой мишени была выбрана естественная смесь изотопов палладия. Индуцированную активность мишеней измеряли с использованием  $\gamma$ -спектрометра Canberra, состоящего из германиевого детектора HPGe с относительной эффективностью 15% и разрешением для линии  $Co^{60}$  1332 кэВ, равного 1.8 кэВ, цифрового анализатора DSA 1000 и персонального компьютера с пакетом программного обеспечения Genie 2000 для сбора и обработки  $\gamma$ -спектров. Гамма-спектрометр был откалиброван по энергии с использованием стандартного набора источников OSGI. Измерения  $\gamma$ -спектров мишеней начинались после паузы 0.5–50 мин и продолжались в течение 3–120 мин.

Палладий был выбран в качестве исследуемого изотопа в работе [16]. Исследование проводилось при энергии тормозных фотонов 29.1 МэВ на разрезном микротроне с энергией 70 МэВ. Для удаления электронов из пучка тормозного излучения использовался алюминиевый поглотитель толщиной 32 мм. Толщина свинцовой мишени составила 3 мм. Исследуемый образец из палладия имел массу 0.214 г и площадь  $47.1 \times 0.5$  мм<sup>2</sup>. Облучение длилось в районе 3 часов. Среднее значение импульсного тока во время облучения было около 0.8 мА. При измерении активности мишень находилась вплотную к окну детектора. Первое измерение наведенной активности проводилось в течение 3-х недель сразу после облучения. Вторая серия измерений спектров долгоживущих ядер была проведена через месяц после окончания первой. В ходе анализа данных использовался расчет эффективности детектора, сделанный с помощью пакета GEANT4. В расчете учитывалась геометрия детектора и эффект поглощения испущенных квантов в самой мишени. Облучение тормозными фотонами с максимальной энергией 55.5 МэВ проводилось на разрезном микротроне на 55.5 МэВ. Схема проведения эксперимента аналогична описанной выше. Отличие заключается в том, что в качестве тормозной мишени была выбрана вольфрамовая пластинка толщиной 2.2 мм. В обоих облучениях использовался один и тот же образец из палладия. Время облучения было 40 мин. Среднее значение тока было 75 нА. Через 7 мин после окончания облучения мишень была перенесена на германиевый детектор для измерения  $\gamma$ -спектров наведенной активности. Исследуемая мишень была помещена на расстоянии 7 см от торца детектора. Эффективность детектора так же, как и в облучении на 29.1 МэВ, была рассчитана с помощью модели GEANT4. Обработка спектров в обоих случаях проводилась с помощью автоматизированной программы.

В работе [17] зависимость изомерных отношений в реакциях  $Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$  и  $In^{113}(\gamma, n)In^{112}$  исследуется в области энергий тормозного излучения 9–18 МэВ с шагом  $E = 0,5$  МэВ. Сечения метастабильного состояния для реакций  $Pd^{109}$  и  $In^{112}(\gamma, n)$

были впервые получены в изучаемом диапазоне энергий. Полученные результаты сравниваются с результатами расчета в рамках каскадной модели. Изомерные соотношения выходов индия и палладия исследуемых образцов измерялись с помощью электронного пучка микротрона М-30 на кафедре фотоядерных процессов института электронной физики, НАН Украины. Энергия ускоренных электронов варьировалась с помощью следующих двух методов: путем изменения внутренних волноводных вставок, что привело к изменению энергии электронов с шагом  $E = 2\text{--}3$  МэВ. Во втором методе энергия изменялась плавно с небольшим шагом 0,2–0,5 МэВ при изменении магнитного поля. Магнитное поле микротрона контролировалось с помощью метода ядерного магнитного резонанса. На выходе пучок направлялся на монитор вторичной эмиссии. Ток ускоренных электронов составлял  $\approx 5$  мкА. Тормозная мишень представляла собой танталовую плиту. Образцы природного палладия и индия, массой 0,5–1 г были использованы в качестве мишеней. Для более точного определения порогов  $(\gamma, n)^m$  реакций в области 9–11 МэВ, шаг измерения составлял  $E = 0,2$  МэВ. Продукты реакций  $Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$  нестабильны. Основное и изомерное состояния дочерних ядер определялись по гамма-излучению. Измерения были выполнены с использованием гамма-спектрометра с Ge (Li) детектором, объемом 100 см<sup>3</sup> и разрешением 3,5 кэВ для линии 1332 кэВ  $Co^{60}$ . Энергия облучения составила  $E_{max} = 12$  МэВ, время облучения составило 10 минут и время измерения составило 10 минут.

В работе [22] изомерные отношения изотопов  $Rh^{99}$ ,  $Rh^{101}$  и  $Rh^{102}$ , полученных из реакции с природным Pd  $(\gamma, p(n))$ , измеряли при конечных энергиях тормозного излучения 50-, 55-, 60-, 65-, и 70 МэВ на электронном ускорителе с энергией 100 МэВ в ускорительной лаборатории в Пхохане, Корея. Взмерения проводились методом активации в сочетании с гамма-спектрометрией. Экспериментальные результаты сопоставлены с теоретическими значениями TALYS-1.6. Эксперименты проводились с использованием электронного линейного ускорителя 100 МэВ ускорителя Пхохана. Использовалась природная палладиевая мишень, толщиной 0,1 мм, размером 15 мм x 15 мм и весом в диапазоне от 0,342 до 0,374 г. Ее облучают отдельно с конечной энергией тормозного излучения 50-, 55-, 60-, 65- и 70 МэВ. Время облучения для каждого образца составляло около 80-90 мин. Во время облучения электронный линейный ускоритель работал с частотой 15 Гц и длительностью импульса 2,0 мкс. Для измерения спектра использовался германиевый детектор (HPGe) (ORTEC, GEM-2018-p), подключенный к анализатору канала 4К на базе ПК. Энергетическое разрешение детектора составляло 1,8 кэВ при полной ширине на половине максимума (FWHM) для 1332,5 кэВ. Эффективность обнаружения при 1332,5 кэВ составила 20% по сравнению с 3 \* 3 NaI (Tl) детектором. Для каждого измерения скорость счета была оптимизирована путем выбора подходящего расстояния между облучаемым образцом и детектором. Измеренные спектры гамма-излучения анализировали с использованием программного обеспечения ORTEC

Gamma Vision, версия 5.10. Радиоактивные изотопы были идентифицированы на основе их характерных энергий гамма-излучения и времени полураспада.

В работе [23] измерялись изомерные отношения для реакции  $Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$  методом активации с конечными энергиями тормозного излучения 50-, 55-, 60-, 65-, и 70 МэВ, генерируемыми линейным ускорителем электронов из ускорительной лаборатории Пхохан. Индуцированные с-активности облученных палладиевых образцов были измерены с помощью коаксиального германиевого детектора высокой чистоты, соединенного с многоканальным анализатором на базе ПК. В данной работе пять палладиевых натуральных образцов, толщиной 0,1 мм облучались отдельно. Тормозное излучение получалось на электронном линейном ускорителе 100 МэВ в Лаборатории ускорителей Поханга (PAL). Ускоренные электроны попадали в вольфрамовую мишень, размером 100 мм x 100 мм и толщиной 0,1 мм, расположенного в 18 см от конца электронного окна. Для каждого облучения палладиевый образец соответствующий период времени облучения был оценен на основе экспериментальных данных, взятых из тестового активированного образца с учетом активности представляющих интерес продуктов реакции, фотопиков основного гамма-излучения и комптоновского фона  $\gamma$ -спектра. Наведенная активность палладиевых образцов измерялась с помощью калибровки энергии и эффективности гамма-спектрометра. Он состоял из коаксиального германиевого (HPGe) детектора (ORTEC, GEM-2018-p), подключенного к ПК с многоканальным анализатором. Эффективность обнаружения составила 20% при 1332,5 кэВ относительно NaI (Тl) детектора.

Исследованию фотоядерных реакций на изотопах кадмия посвящены работы [3],[4], [10],[16],[24]-[25]. В большинстве случаев использовались мишени из естественной смеси изотопов кадмия.

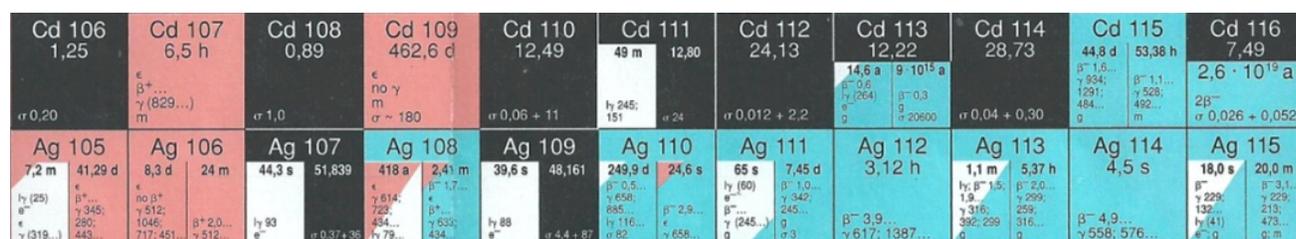


Рис. 15: N-Z диаграмма для изотопов Cd ( $Z = 48$ ), Ag ( $Z = 47$ ), образующихся в фотоядерных реакциях.

В работе [17] эксперимент выполнялся на разрезном микротроне РМ-55 при энергии 55 МэВ. Облучение проводилось на пучке тормозного излучения, генерируемого с помощью вольфрамовой мишени толщиной 2.2 мм. Исследуемая мишень представляла собой порошок CdO, массой 0.3 г и площадью 6.3 см<sup>2</sup>, и располагалась вплотную к тормозной мишени. Длительность облучения мишени была 10 мин. Спектры  $\gamma$ -квантов измерялись

детектором из сверхчистого германия Canberra GC3019 с цифровым многоканальным анализатором InSpector 1250. Калибровка детектора по энергии и эффективности проводилась при помощи набора стандартных калиброванных источников и моделировалась по программе GEANT4. Энергетическое разрешение HPGE-детектора составляло 0.8 кэВ при энергии  $E_\gamma = 150$  кэВ и 1.9 кэВ при энергии  $E_\gamma = 1332$  кэВ. Продолжительность измерения спектров составила 470 ч. Для измерения и последующей обработки измеренных спектров использовалась специально разработанная система сбора и обработки данных.

## 4 Методика эксперимента и обработка данных

Для измерения выходов и изомерных отношений продуктов реакций с оловом было проведено 2 измерения с использованием гамма-активационной методики. Они проводились на пучке тормозных электронов с максимальной энергией 55.6 МэВ импульсного разрезного микротрона РТМ55 НИИЯФ МГУ[14]. Размеры тормозной мишени из вольфрама для создания тормозных гамма-квантов: 0.2 мм. Созданные гамма-кванты потом попадали на мишени из естественной смеси олова. Время облучения мишени составило 605 секунд. Масса мишени:  $8.77 \pm 0.01$  г, толщина:  $2.50 \pm 0.02$  мм, диаметр: 24 – 26 мм. Первое измерение проводилось на расстоянии 10 см от детектора, а второе на расстоянии 5 см от детектора.

На рис. 16 приведена схема проведения эксперимента, выполненного с помощью гамма-активационной методики. В обоих измерения облучаемый образец располагался непосредственно за тормозной мишенью. Для контроля параметров облучения во всех экспериментах использовались два медных монитора, диаметр которых 11.81мм. Один располагался вплотную перед тормозной мишенью, а второй позади нее. Масса ближнего к пучку:  $0.43320 \pm 0.00005$  г, дальнего:  $0.41925 \pm 0.00005$  г.

В методе наведенной активности процесс наблюдения за итогами взаимодействий происходит отдельно от процесса облучения. Сначала происходит облучение мишени, в течение этого времени регистрация продуктов реакций не производится, а уже после облучения переносится на детектор. Там и ведутся все дальнейшие измерения. В этом методе осуществляется измерение активности распадов нестабильных ядер, образовавшихся в результате рассматриваемых реакций. Если конечное ядро в реакции имеет период полураспада в диапазоне от нескольких секунд до нескольких лет, то наведенная активность данного ядра подходит для измерения. Тогда из полученной таким способом активности может быть определен уже выход соответствующей ядерной реакции в ходе облучения.

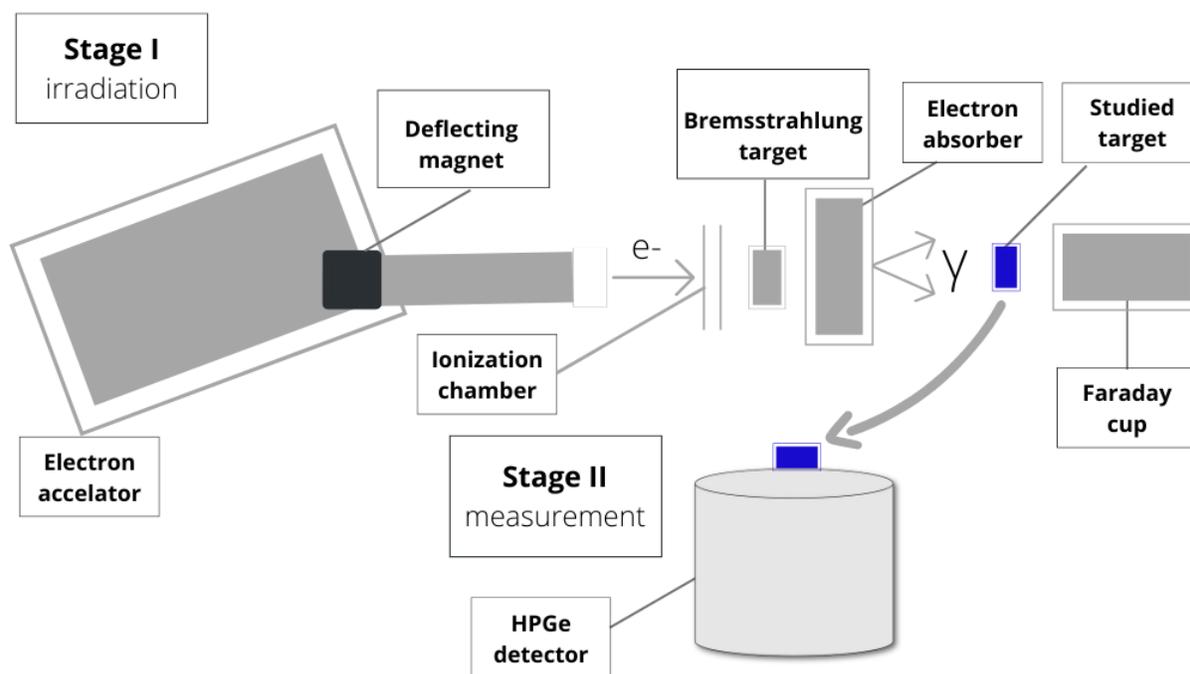


Рис. 16: Схема проведения эксперимента.

Метод наведенной активности основан на использовании полупроводниковых  $\gamma$ -спектрометров высокого разрешения, для того чтобы можно было выделить из общей активности вклад непосредственно отдельных реакций. В фотоядерных реакциях с вылетом протонов или нейтронов образуются ядра с недостатком нуклонов соответствующего типа, а для таких ядер  $\beta$ -распад является наиболее характерным видом распада, как рассмотрено выше. По спектру фотонов, которые испускаются в результате  $\beta$ -распада, можно точно определить распадающееся ядро, а по числу этих фотонов (по площади соответствующей линии в спектре), имея период полураспада, можно определить наведенную активность.

Из достоинств метода наведенной активности можно отметить его доступность и простоту. Но у него есть и ряд ограничений. Во-первых, при помощи этого метода изучаются лишь те реакции, в которых конечное ядро является нестабильным и с определенным период полураспада (указанным выше). Во-вторых, имеется сложность с обработкой спектров. При использовании метода наведенной активности для повышения точности результатов вместо измерения одного спектра гамма-квантов обычно осуществляется серия последовательных измерений (как в случае данной работы), так как это позволяет получить зависимость интенсивности распадов от времени (кривую

распада исследуемого изотопа). Для максимальной точности результатов обработки нужно, чтобы время измерения каждого спектра было значительно меньше периода полураспада, а суммарная продолжительность измерений должна быть при этом велика по сравнению с ним. Таким образом, число измеряемых спектров достигает нескольких тысяч, и для обработки такого объема данных необходима автоматизация, как процесса измерений, так и анализа данных эксперимента.

При измерении параметров фотоядерных реакций при помощи метода наведенной активности очень важной является информация о изменении интенсивности потока попадающих на мишень  $\gamma$ -квантов в процессе облучения. При осуществлении облучения для контроля за током пучка в ходе процесса применялась ионизационная камера, расположенная непосредственно перед тормозной мишенью. Напряжение на пластинах ионизационной камеры измерялось с помощью платы АЦП и записывалось на ПК.

Для измерения  $\gamma$ -спектров наведенной активности использовался германиевый детектор Canberra GC3019. Он является детектором n-типа в форме коаксиального цилиндра. Этот детектор имеет достаточно высокую эффективность порядка 30%. Во время измерений он находится в специальном помещении за пределами ускорительного зала. Для дополнительного улучшения фоновых условий детектор помещен в свинцовую низкофоновую защиту с измерительной камерой, внутри которой располагается во время измерений облученная мишень.

Для измерения выходов и изомерных отношений продуктов реакций с кадмием было проведено 3 измерения с использованием гамма-активационной методики. Они проводились на пучке тормозных электронов с максимальной энергией 55.6 МэВ импульсного разрезного микротрона РТМ55 НИИЯФ МГУ. Размеры тормозной мишени из вольфрама для создания тормозных гамма-квантов: 2.2 мм. Созданные гамма-кванты потом попадали на мишени из естественной смеси кадмия. Время облучения мишени составило 2223 секунд. Масса мишени: 0.638 г. Первое измерение проводилось на расстоянии 15 см от детектора, второе на расстоянии 10 см от детектора, а третье на расстоянии 5 см от детектора.

Во всех трех измерения облучаемый образец располагался непосредственно за тормозной мишенью. Для контроля параметров облучения во всех экспериментах использовался один медный монитор, масса которого  $0.10275 \pm 0.00005$  г.

Для измерения выходов и изомерных отношений продуктов реакций с палладием было проведено 4 измерения с использованием гамма-активационной методики. Они проводились на пучке тормозных электронов с максимальной энергией 55.6 МэВ импульсного разрезного микротрона РТМ55 НИИЯФ МГУ. Созданные гамма-кванты потом попадали на мишени из естественной смеси палладия. Время облучения мишени составило 3893 секунд. Все 4 измерения проводились на расстоянии 7 см от детектора.

Измерение активности проводилось с использованием детектора из сверхчистого

германия Canberra GC3019 с цифровым многоканальным анализатором InSpector 1250 в отдельном низкофоновом помещении. Калибровка детектора по энергии и эффективности проводилась при помощи набора стандартных калиброванных источников и моделировалась по программе GEANT4. Энергетическое разрешение HPGE-детектора составляло 0.8 кэВ при энергии  $E_\gamma = 150$  кэВ и 1.9 кэВ при энергии  $E_\gamma = 1332$  кэВ. Поиск пиков в спектрах  $\gamma$ -квантов и расчет их интенсивностей проводился с помощью автоматической системы набора и анализа спектров.

На рис.17 показан пример спектра остаточной активности, полученный после облучения мишени из кадмия.

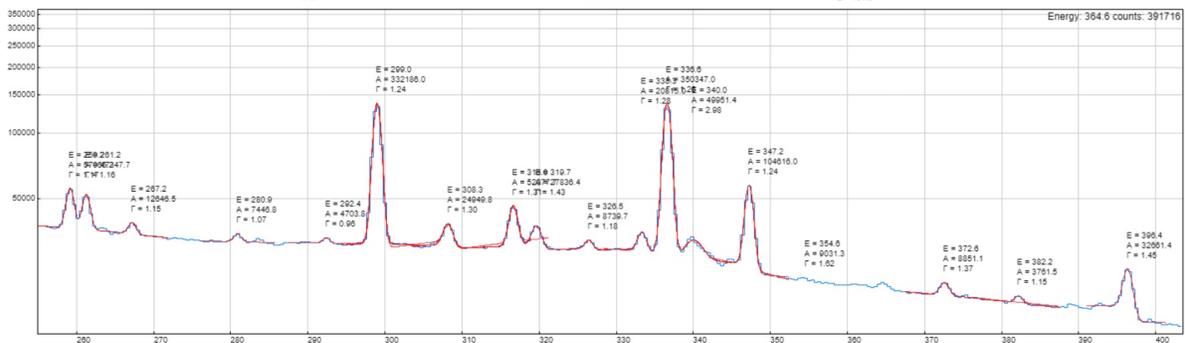


Рис. 17: Спектр остаточной активности, полученный после облучения мишени из кадмия.

На основе спектров гамма-квантов, полученных в ходе эксперимента в результате анализа наведенной в мишени активности, были расшифрованы пики и определен ряд изотопов. В таблицах 1-6 отражены реакции, в которых образуются данные изотопы. Также указаны значения их спина, четности и период полураспада.

Образующиеся в результате фотоядерных реакций изотопы  $\beta$ - радиоактивны и приводят к образованию ядер в возбужденном состоянии. Возбужденные уровни образованного ядра распадаются с испусканием  $\gamma$ - квантов. Образование исследуемых изотопов может происходить и в ходе фотоядерной реакции, и в результате распада другого изотопа. На рис. 18 показан процесс образования радиоактивного изотопа в случае обоих возможных каналов.

Тогда, в случае нескольких каналов образования ядра, для определения выходов реакции необходимо решить систему дифференциальных уравнений:

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

где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  – постоянные распада,  $Y_1$  и  $Y_2$  – выходы образования в результате реакции ядер 1 и 2 соответственно,  $I(t)$  – ток ускорителя. При решении этой системы уравнений также учитывался квантовый выход гамма-квантов, эффективность детектора и колебания тока ускорителя.

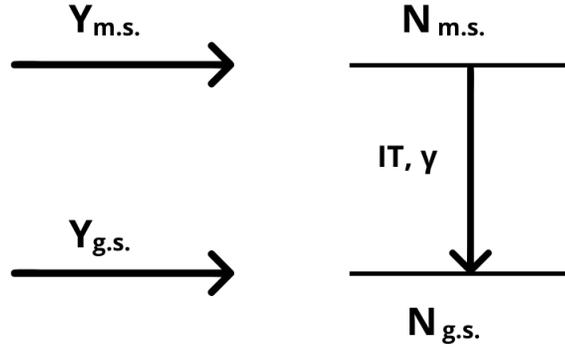


Рис. 18: Схема образования основного и изомерного состояния.

Сам же выход рассчитывался по следующей формуле:

$$Y(E_{exp}^m) = \frac{N_{10}}{e^{-\lambda t_1} \int_0^{t_1} I(t) e^{\lambda t} dt}, \text{ где } N_{10} = \frac{S}{k(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})} \quad (4)$$

где  $S$  – площадь фотопика, соответствующего гамма- переходу при распаде конечного ядра за время измерения,  $t_1$  – время облучения;  $t_2$  – время начала измерения,  $t_3$  – время окончания измерения;  $\lambda_1$  – постоянная распада;  $k = I_\gamma E_\gamma$  – коэффициент, зависящий от эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов с определенной энергией  $E_\gamma$  и их квантового выхода  $I_\gamma$ .

Для определения значений выходов реакций учитывались колебания тока ускорителя во время облучения. После определения выходов рассчитывались изомерные отношения:  $IR = \frac{Y_{m.s.}}{Y_{g.s.}}$ .

## 5 Изомерные отношения в фотоядерных реакциях на изотопах Sn, Pd и Cd

В ходе работы рассчитывались изомерные отношения выходов фотопротонных и фотонейтронных реакций на исследуемых изотопах. В таблице 7 приведены полученные изомерные отношения в ходе эксперимента с использованием мишеней из естественной смеси изотопов, которые в дальнейшем сравнивались с результатами работ других авторов.

Таблица 7: изомерные отношения, полученные в ходе эксперимента на изотопах Sn, Cd и Pd.

Изотоп	Тип основной реакции	IR	$J^P$ (g.s.,m.s.)
$In^{111}$	$Sn^{112}(\gamma, p)In^{111}$	$0,1328 \pm 0,0014$	$\frac{9^+}{2}, \frac{1^-}{2}$
$In^{117}$	$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	$5,82 \pm 0,13$	$\frac{9^+}{2}, \frac{1^-}{2}$
$In^{119}$	$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119}$	$0,166 \pm 0,006$	$\frac{9^+}{2}, \frac{1^-}{2}$
$Sn^{123}$	$Sn^{124}(\gamma, n)Sn^{123}$	$0,00030 \pm 0,00001$	$\frac{11^-}{2}, \frac{3^+}{2}$
$Cd^{115}$	$Cd^{116}(\gamma, n)Cd^{115}$	$0,130 \pm 0,003$	$\frac{1^+}{2}, \frac{11^-}{2}$
$Ag^{105}$	$Cd^{106}(\gamma, p)Ag^{105}$	$2,07 \pm 0,09$	$\frac{1^-}{2}, \frac{7^+}{2}$
$Pd^{109}$	$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	$0,178 \pm 0,002$	$\frac{5^+}{2}, \frac{11^-}{2}$
$Rh^{99}$	$Pd^{101}(\gamma, pn)Rh^{99}$	$0,721 \pm 0,005$	$\frac{1^-}{2}, \frac{9^+}{2}$
$Rh^{102}$	$Pd^{104}(\gamma, pn)Rh^{102}$	$0,34 \pm 0,05$	$1^-, 2^-; \frac{9^+}{2}$

В таблице 8 приведены изомерные отношения, полученные в ходе эксперимента для изотопов олова, а также изомерные отношения, взятые из работ [3]-[13], с которыми проводилось сравнение.

Таблица 8: Изомерные отношения для изотопов, полученных в фотоядерных реакциях на изотопах олова

Тип реакции	E, МэВ	IR	Образец	Work
$Sn^{112}(\gamma, p)In^{111}$	22	$0,044 \pm 0,001$	естественная смесь	[3]
$Sn^{112}(\gamma, p)In^{111}$	55,5	$0,1328 \pm 0,0014$	естественная смесь	[This]
$Sn^{112}(\gamma, pn)In^{110}$	23.5	$0,238 \pm 0,028$	обогащенная мишень (до 99,9%)	[4]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	23.5	$4,98 \pm 0,5$	естественная смесь	[4]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	22	$9,53 \pm 2,68$	естественная смесь	[3]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	24	$3,80 \pm 0,30$	обогащенная мишень ( $\geq 95\%$ )	[5]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	25	$2,9 \pm 0,2$	естественная смесь	[6]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	30	$3,1 \pm 0,2$	естественная смесь	[6]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	15	$6,70 \pm 0,9$	обогащенная мишень (до 98%)	[7]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	22	$0,84 \pm 0,06$	обогащенная мишень (до 98%)	[7]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	40	$1,12 \pm 0,16$	обогащенная мишень (до 98,5%)	[8]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	15	$0,09 \pm 0,04$	естественная смесь	[9]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	16	$0,24 \pm 0,02$	естественная смесь	[9]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	9.9	$0,65 \pm 0,15$	естественная смесь	[12]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	35	$0,081 \pm 0,015$	естественная смесь	[13]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	25	$0,0768 \pm 0,012$	естественная смесь	[13]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	25	$0,0616 \pm 0,010$	естественная смесь	[13]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	40	$0,89 \pm 0,09$	обогащенная мишень (до 98,5%)	[8]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	75-800	$2,5 \pm 0,5$	обогащенная мишень (до 97,06%)	[11]
$Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$	55.6	$5,82 \pm 0,13$	естественная смесь	[This]

$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119}$	24	$4,5 \pm 0,4$	обогащенная мишень ( $\geq 95\%$ )	[5]
$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119}$	10.9	$0,32 \pm 0,10$	обогащенная мишень	[12]
$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119}$	35	$0,131 \pm 0,025$	естественная смесь	[13]
$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119}$	25	$0,126 \pm 0,022$	естественная смесь	[13]
$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119}$	25	$0,104 \pm 0,018$	естественная смесь	[13]
$Sn^{120}(\gamma, p)In^{119}$	55.6	$0,166 \pm 0,006$	естественная смесь	[This]
$Sn^{124}(\gamma, n)Sn^{123}$	40	$0,49 \pm 0,30$	обогащенная мишень	[10]
$Sn^{124}(\gamma, n)Sn^{123}$	30	$0,33 \pm 0,10$	обогащенная мишень	[10]
$Sn^{124}(\gamma, n)Sn^{123}$	40	$2,03 \pm 0,62$	обогащенная мишень	[10]
$Sn^{124}(\gamma, n)Sn^{123}$	55.6	$0,00030 \pm 0,00001$	естественная смесь	[This]
$Sn^{124}(\gamma, p)In^{123}$	12	$0,075 \pm 0,04$	обогащенная мишень	[12]
$Sn^{124}(\gamma, p)In^{123}$	40	$0,49 \pm 0,14$	обогащенная мишень (до 91,9 %)	[12]
$Sn^{124}(\gamma, p)In^{123}$	35	$4,075 \pm 0,532$	естественная смесь	[13]
$Sn^{124}(\gamma, p)In^{123}$	25	$4,187 \pm 0,785$	естественная смесь	[13]
$Sn^{124}(\gamma, p)In^{123}$	25	$5,078 \pm 0,954$	естественная смесь	[13]
$Sn^{122}(\gamma, p)In^{121}$	11.3	$0,17 \pm 0,06$	обогащенная мишень	[12]
$Sn^{122}(\gamma, p)In^{121}$	35	$0,258 \pm 0,052$	естественная смесь	[13]
$Sn^{122}(\gamma, p)In^{121}$	25	$0,243 \pm 0,045$	естественная смесь	[13]
$Sn^{122}(\gamma, p)In^{121}$	25	$0,170 \pm 0,030$	естественная смесь	[13]
$Sn^{114}(\gamma, p)In^{113}$	35	$1,142 \pm 0,203$	естественная смесь	[13]
$Sn^{114}(\gamma, p)In^{113}$	25	$1,121 \pm 0,173$	естественная смесь	[13]
$Sn^{114}(\gamma, p)In^{113}$	25	$0,995 \pm 0,159$	естественная смесь	[13]

В таблице 9 приведены изомерные отношения, рассчитанные для изотопов палладия, взятые из работ [5],[14]-[23].

Таблица 9: изомерные отношения, рассчитанные для изотопов палладия

Тип реакции	E, МэВ	IR	Образец	Work
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	29.1	$0.1023 \pm 0.0013$	естественная смесь	[16]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	55.5	$0.1225 \pm 0.0006$	естественная смесь	[16]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	50	$0.106 \pm 0.008$	естественная смесь	[14]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	60	$0.116 \pm 0.009$	естественная смесь	[14]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	70	$0.119 \pm 0.008$	естественная смесь	[14]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	12	$0.0185 \pm 0.0019$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	14	$0.0284 \pm 0.0021$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	15	$0.0438 \pm 0.0030$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	16	$0.0581 \pm 0.0031$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	17	$0.0625 \pm 0.0030$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	18	$0.0646 \pm 0.0030$	естественная смесь	[15]

$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	19	$0.0633 \pm 0.0029$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	20	$0.0655 \pm 0.0030$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	21	$0.0643 \pm 0.0032$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	22	$0.0655 \pm 0.0028$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	23	$0.0644 \pm 0.0031$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	24	$0.0652 \pm 0.0031$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	25	$0.065 \pm 0.003$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	26	$0.065 \pm 0.003$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	27	$0.0643 \pm 0.0032$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	28	$0.0657 \pm 0.0033$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	29	$0.0655 \pm 0.0032$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	30	$0.063 \pm 0.003$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	31	$0.0655 \pm 0.0031$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	32	$0.064 \pm 0.003$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	33	$0.066 \pm 0.003$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109}$	34	$0.0665 \pm 0.0020$	естественная смесь	[15]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	16	$0.081 \pm 0.01$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	15	$0.060 \pm 0.005$	естественная смесь	[18]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	16,5	$0.062 \pm 0.005$	естественная смесь	[18]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	18,5	$0.068 \pm 0.005$	естественная смесь	[18]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	20,5	$0.072 \pm 0.006$	естественная смесь	[18]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	25	$0.060 \pm 0.007$	естественная смесь	[19]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	55	$0.11 \pm 0.02$	естественная смесь	[20]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	9,43	$0.0600 \pm 0.0070$	естественная смесь	[19]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	9,8	$0.0018 \pm 0.0025$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	10	$0.0025 \pm 0.0022$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	10,5	$0.0059 \pm 0.0021$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	11	$0.0090 \pm 0.0021$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	12	$0.0170 \pm 0.0023$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	12,5	$0.0230 \pm 0.0025$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	13	$0.0300 \pm 0.0028$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	13,5	$0.0375 \pm 0.0024$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	14	$0.0425 \pm 0.0028$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	14,5	$0.0475 \pm 0.0028$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	15	$0.0515 \pm 0.0027$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	15	$0.0600 \pm 0.0050$	естественная смесь	[21]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	15,5	$0.0550 \pm 0.0029$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	16	$0.0575 \pm 0.0034$	естественная смесь	[17]

$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	16,5	$0.0605 \pm 0.0036$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	17	$0.0625 \pm 0.0033$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	17,5	$0.0640 \pm 0.0039$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	18	$0.0650 \pm 0.0039$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	18,5	$0.0665 \pm 0.0039$	естественная смесь	[17]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	55	$0.110 \pm 0.020$	естественная смесь	[20]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	50	$0.108 \pm 0.007$	естественная смесь	[23]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	55	$0.118 \pm 0.008$	естественная смесь	[23]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	60	$0.118 \pm 0.007$	естественная смесь	[23]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	65	$0.120 \pm 0.008$	естественная смесь	[23]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	70	$0.119 \pm 0.008$	естественная смесь	[23]
$Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109}$	55.6	$0, 178 \pm 0, 002$	естественная смесь	[This]
$Pd^{101}(\gamma, pn)Rh^{99}$	50	$1.462 \pm 0.146$	естественная смесь	[22]
$Pd^{101}(\gamma, pn)Rh^{99}$	55	$1.518 \pm 0.152$	естественная смесь	[22]
$Pd^{101}(\gamma, pn)Rh^{99}$	60	$1.681 \pm 0.168$	естественная смесь	[22]
$Pd^{101}(\gamma, pn)Rh^{99}$	65	$1.695 \pm 0.169$	естественная смесь	[22]
$Pd^{101}(\gamma, pn)Rh^{99}$	70	$1.687 \pm 0.169$	естественная смесь	[22]
$Pd^{101}(\gamma, pn)Rh^{99}$	55.6	$0, 721 \pm 0, 005$	естественная смесь	[This]
$Pd^{103}(\gamma, pn)Rh^{101}$	50	$0.931 \pm 0.098$	естественная смесь	[22]
$Pd^{103}(\gamma, pn)Rh^{101}$	55	$1.070 \pm 0.112$	естественная смесь	[22]
$Pd^{103}(\gamma, pn)Rh^{101}$	60	$1.183 \pm 0.132$	естественная смесь	[22]
$Pd^{103}(\gamma, pn)Rh^{101}$	65	$1.198 \pm 0.132$	естественная смесь	[22]
$Pd^{103}(\gamma, pn)Rh^{101}$	70	$1.230 \pm 0.133$	естественная смесь	[22]
$Pd^{104}(\gamma, pn)Rh^{102}$	50	$0.296 \pm 0.029$	естественная смесь	[22]
$Pd^{104}(\gamma, pn)Rh^{102}$	55	$0.370 \pm 0.035$	естественная смесь	[22]
$Pd^{104}(\gamma, pn)Rh^{102}$	60	$0.379 \pm 0.038$	естественная смесь	[22]
$Pd^{104}(\gamma, pn)Rh^{102}$	65	$0.394 \pm 0.038$	естественная смесь	[22]
$Pd^{104}(\gamma, pn)Rh^{102}$	70	$0.441 \pm 0.042$	естественная смесь	[22]
$Pd^{104}(\gamma, pn)Rh^{102}$	55.6	$0, 34 \pm 0, 05$	естественная смесь	[This]

В таблице 10 приведены изомерные отношения, рассчитанные для изотопов кадмия, взятые из работ [3], [4], [10],[16], [24]-[25].

Таблица 10: изомерные отношения, рассчитанные для изотопов кадмия

Тип реакции	E, МэВ	IR	Образец	Work
$Cd^{116}(\gamma, n)Cd^{115}$	20	$0.117 \pm 0.012$	естественная смесь	[4]
$Cd^{116}(\gamma, n)Cd^{115}$	23,5	$0.158 \pm 0.016$	естественная смесь	[4]
$Cd^{116}(\gamma, n)Cd^{115}$	22	$0.12 \pm 0.02$	естественная смесь	[3]
$Cd^{116}(\gamma, n)Cd^{115}$	50	$0.186 \pm 0.020$	естественная смесь	[14]

$Cd^{116}(\gamma, n)Cd^{115}$	60	$0.202 \pm 0.020$	естественная смесь	[14]
$Cd^{116}(\gamma, n)Cd^{115}$	70	$0.209 \pm 0.019$	естественная смесь	[14]
$Cd^{116}(\gamma, n)Cd^{115}$	20	$0.148 \pm 0.02$	естественная смесь	[10]
$Cd^{116}(\gamma, n)Cd^{115}$	9.43	$0.180 \pm 0.020$	естественная смесь	[25]
$Cd^{116}(\gamma, n)Cd^{115}$	55	$0.14 \pm 0.04$	естественная смесь	[24]
$Cd^{116}(\gamma, n)Cd^{115}$	22	$0.120 \pm 0.020$	естественная смесь	[3]
$Cd^{116}(\gamma, n)Cd^{115}$	55.6	$0, 130 \pm 0, 003$	естественная смесь	[This]

На рис.19 – 25 представлена экспериментальная зависимость изомерных отношений от энергии облучения для изотопов  $In^{111,113,117,119,121,123}$  и  $Sn^{123}$ .

Для зависимости изомерного отношения от энергии тормозного излучения на ядрах  $Sn^{123}$  трудно сделать однозначный вывод, поскольку экспериментальные данные находятся в плохом согласии. Стоит отметить, что  $J_{m.s.}^P = \frac{3^+}{2}$ , когда  $J_{g.s.}^P = \frac{11^-}{2}$ . Отсюда ожидается уменьшение изомерного отношения с увеличением энергии. Стоит отметить, что для  $Sn^{123}$  наблюдается сильное расхождение, так как слишком мало экспериментальных данных, чтобы сделать качественные выводы о поведении зависимости изомерного отношения от энергии облучения.

Экспериментальные данные по изомерным отношениям, имеющиеся в литературе, для  $In^{117}$  сильно отличаются и также плохо согласуются друг с другом. Если отдельно рассматривать данные других работ, также можно заметить, что для них характерен неспадающий характер  $IR(E_\gamma)$ . И в целом такая картина сохраняется для целого ряда работ. Есть основания полагать, что такая зависимость связана с вовлечением в процесс все новых каналов этого изотопа с большей пороговой энергией.

Для  $In^{111}$  наблюдается расхождение нашего результата на порядок в сравнении с данными работы [3] даже с учетом погрешностей измерений, но стоит отметить, что для качественного исследования характера поведения  $IR(E_\gamma)$  экспериментальных данных мало. Для  $In^{121}$  наблюдается хорошее согласие результатов.

Взятые в работе [13] образцы были из естественной смеси, если посмотреть результаты в таблице 8, то можно заметить, что плохое согласие с работой [13] наблюдается между изомерными отношениями, в случае, когда в работах использованы разные образцы, то есть результаты для естественной смеси согласуются хорошо между собой и плохо с обогащенными образцами, которые в свою очередь хорошо согласуются также между собой. Рассмотрим результаты для изотопа  $In^{119}$ , полученные нами в ходе эксперимента с использованием мишени из естественной смеси изотопов олова [This], и сравним их с результатами работы [13], видим явное согласие с учетом погрешностей. А вот с работой [5], где использован обогащенный образец видим существенное расхождение. Такие же наблюдения применимы к результатам сравнения изомерных отношений для изотопа  $In^{123}$ . Заметим еще, что для  $In^{113}$ , где сравнение проводится только в рамках работы [13], тенденция сохраняется и разногласий тоже не наблюдается.

Также стоит отметить, что для естественной смеси вклад в образование  $In^{117}$  вносит не только основная реакция  $Sn^{118}(\gamma, p)In^{117}$ , но также и реакция  $Sn^{119}(\gamma, 1p1n)In^{117}$ , где пороговая энергия 16.5 МэВ, поэтому наблюдается такое плохое согласие результатов между собой.

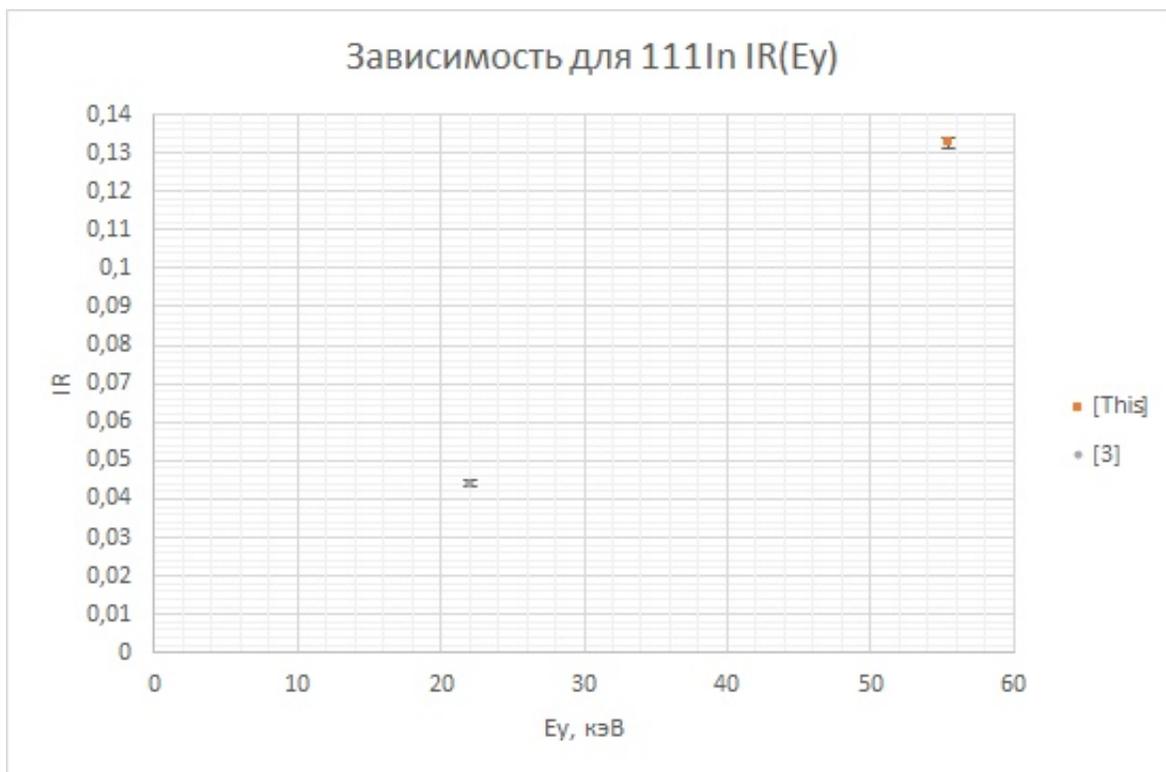


Рис. 19: Зависимость изомерного отношения для реакции  $Sn^{112}(\gamma, p)In^{111g.m.}$  от энергии облучения.

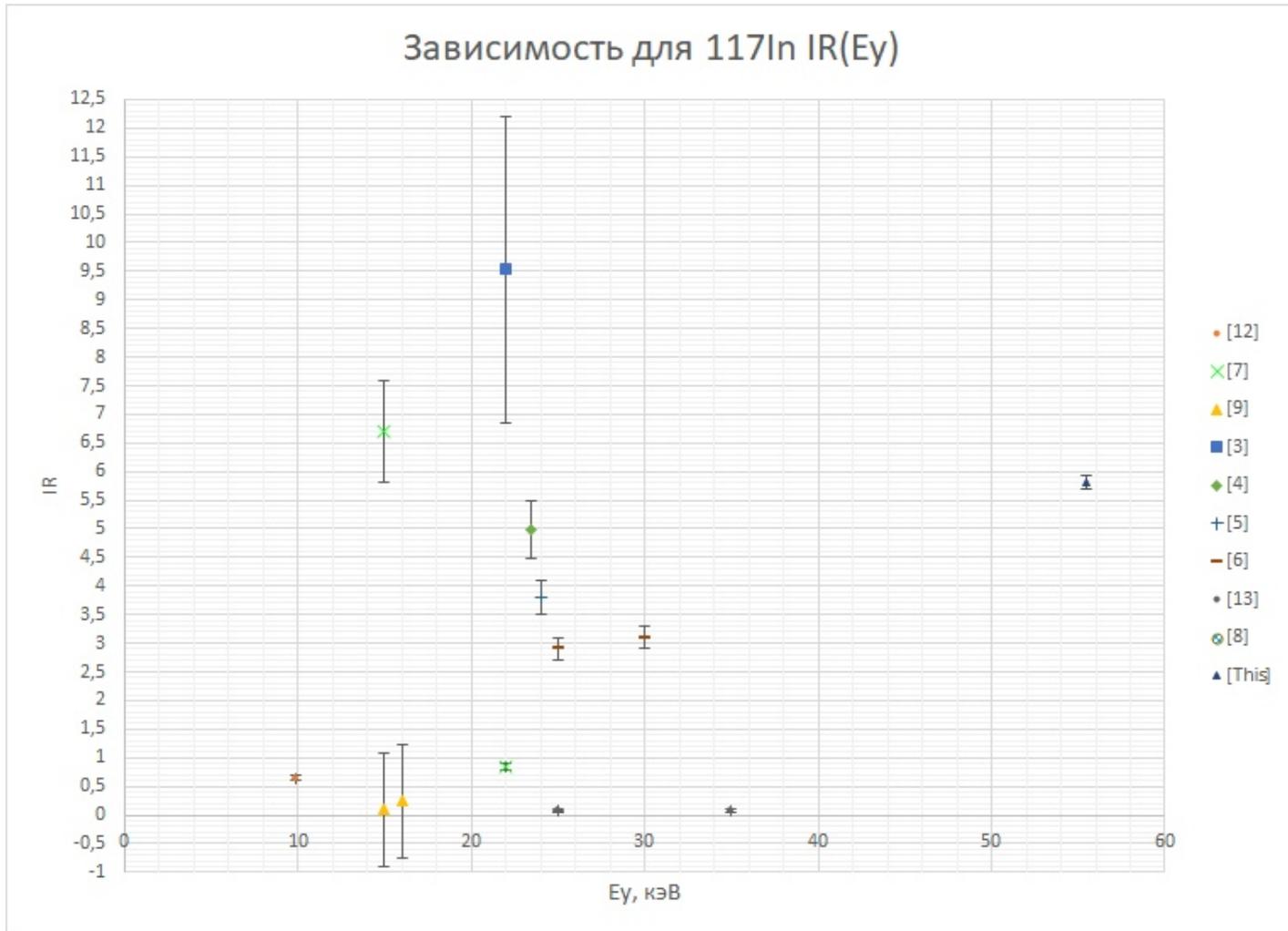


Рис. 20: Зависимость изомерного отношения для реакции  $Sn^{118}(\gamma, p)In^{117g.m.}$  от энергии облучения.

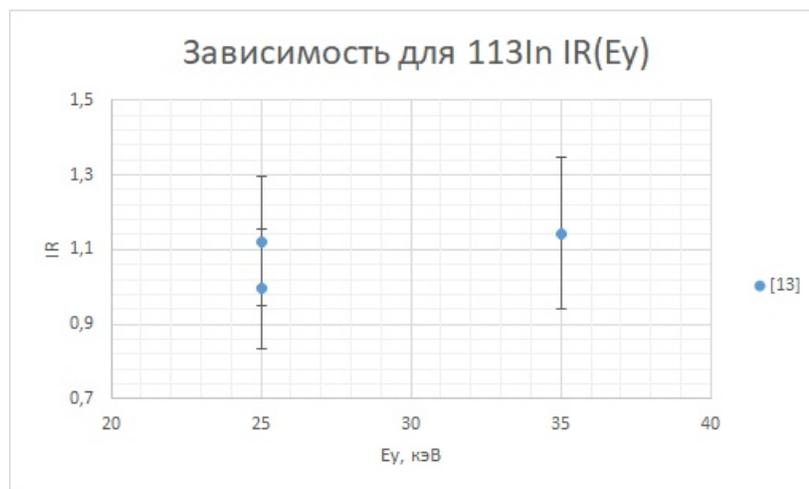


Рис. 21: Зависимость изомерного отношения для реакции  $Sn^{114}(\gamma, p)In^{113g.m.}$  от энергии облучения.



Рис. 22: Зависимость изомерного отношения для реакции  $Sn^{120}(\gamma, p)In^{119g.m.}$  от энергии облучения.

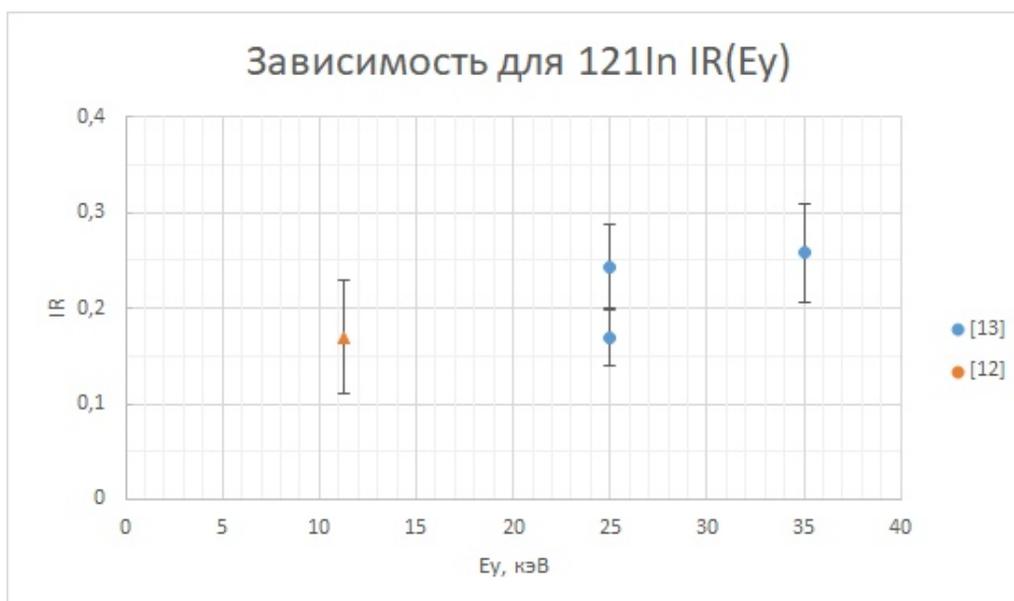


Рис. 23: Зависимость изомерного отношения для реакции  $Sn^{122}(\gamma, p)In^{121g.m.}$  от энергии облучения.

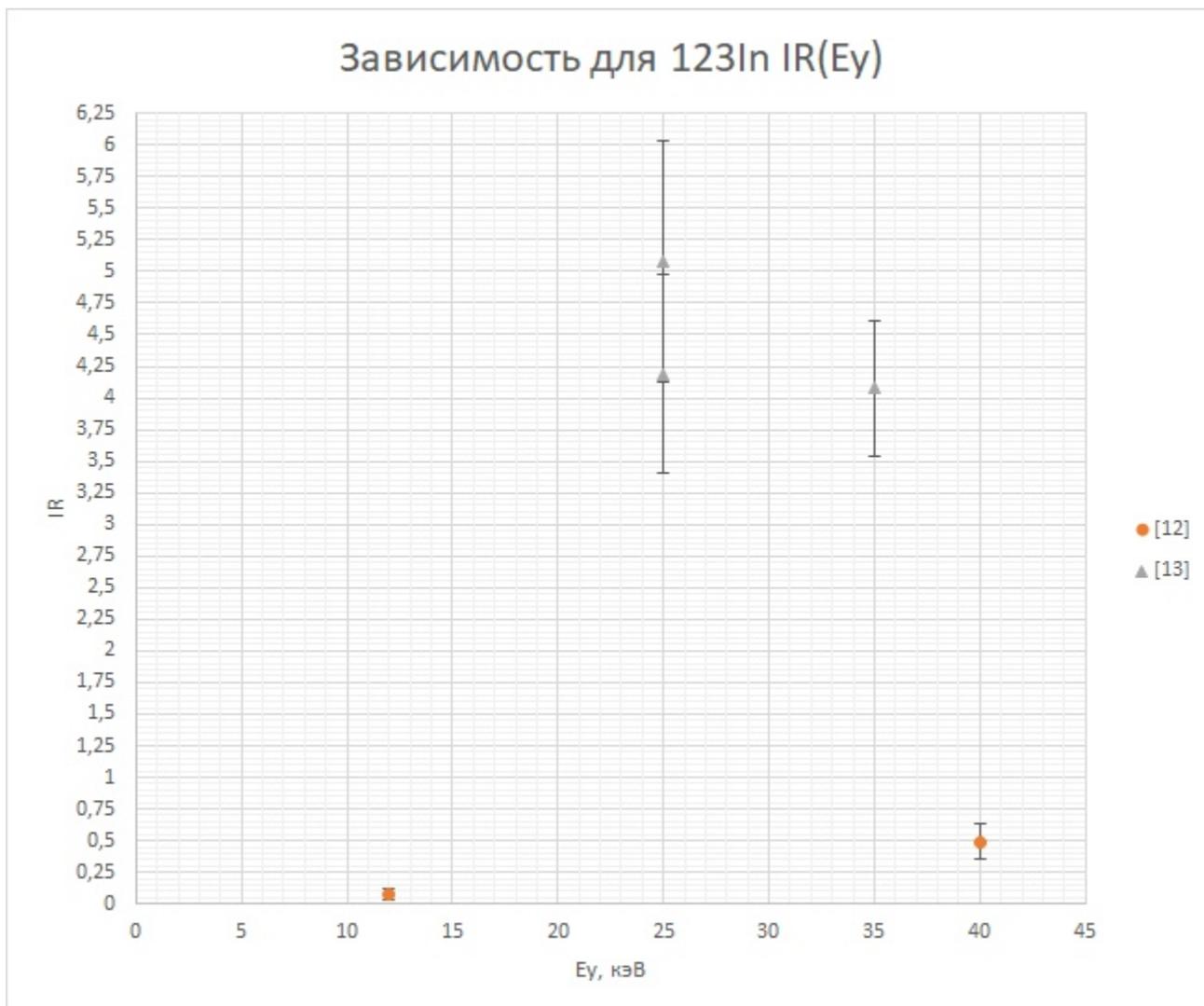


Рис. 24: Зависимость изомерного отношения для реакции  $Sn^{124}(\gamma, p)In^{123g.m.}$  от энергии облучения.

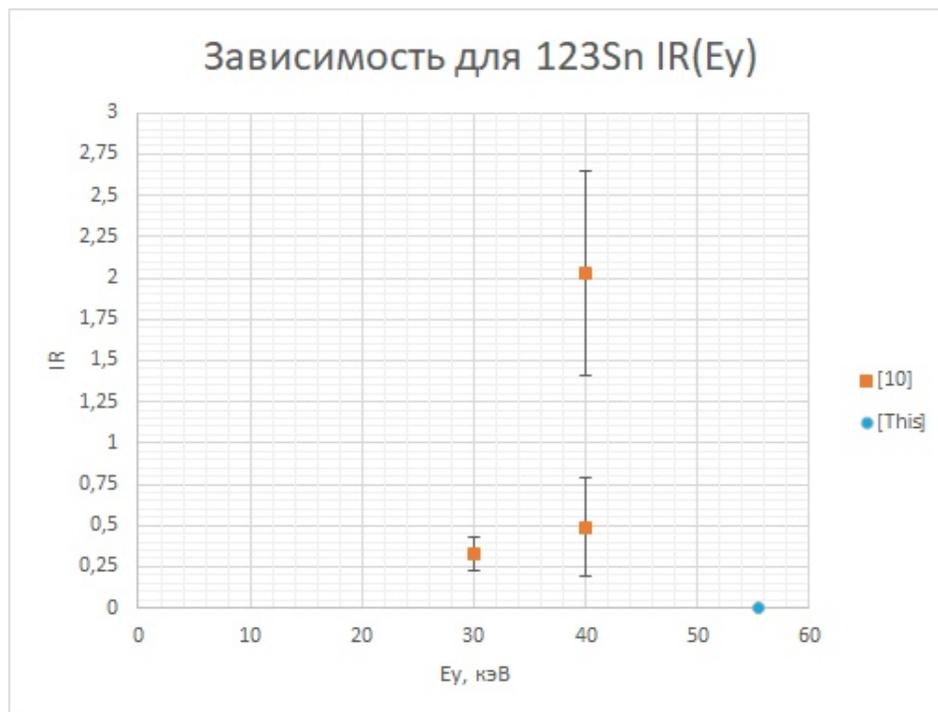


Рис. 25: Зависимость изомерного отношения для реакции  $Sn^{124}(\gamma, n)Sn^{123g.m.}$  от энергии облучения.

На рис.26 – 30 представлена экспериментальная зависимость изомерных отношений от энергии облучения для изотопов  $Rh^{99,101,102,109}$  и  $Pd^{109}$ .

На рис. 31 представлена экспериментальная зависимость изомерных отношений от энергии облучения для изотопа  $Cd^{115}$ .

Стоит отметить, что при расчете выхода  $Pd^{109}$  в основном состоянии необходимо учитывать также распад и  $Rh^{109}$ , образующегося в реакции  $(\gamma, p)$  на  $Pd^{110}$  и испытывающего  $\beta^-$  распад с образованием  $Pd^{109}$ . Однако его период полураспада всего 80 секунд, а потому наблюдать его в спектре не представилось возможным. Значит, можно утверждать, что его выход включен в выход  $Pd^{109}$ , что могло незначительно, но повлиять на итоговый результат. Так, для  $Pd^{109}$  наблюдается расхождение нашего результата с другими данными даже с учетом погрешности измерений, хоть и не очень большое. Но, хотя и не все экспериментальные данные хорошо согласуются даже в пределах погрешности, можно утверждать, что существует общая тенденция к увеличению изомерного отношения с ростом энергии. Возможно, наблюдаемые расхождения связаны с различиями в методиках проведения и условиях эксперимента, а также обработки данных в разных работах.

Для  $Cd^{115}$  наблюдается хорошее согласие результатов, полученных в нашей работе, с результатом других работ. Для  $Rh^{101}$  сравнение зависимость была построена по данным одной лишь работы [21], однако стоит отметить, что при определении выхода

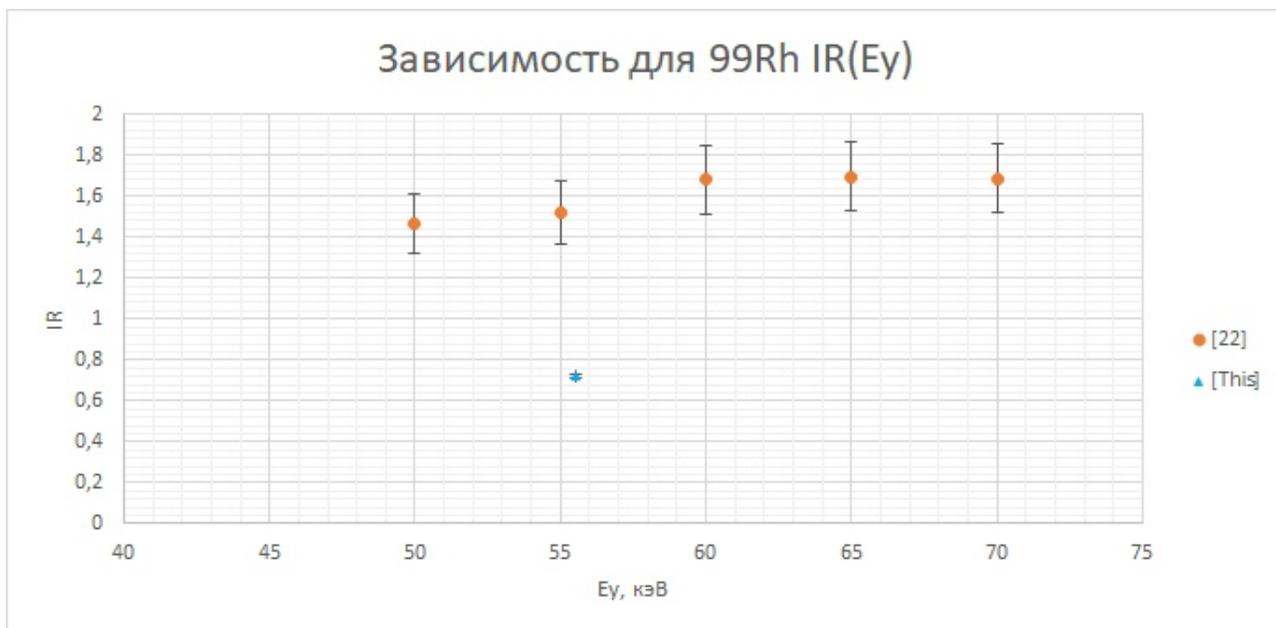


Рис. 26: Зависимость изомерного отношения для реакции  $Pd^{101}(\gamma, pn)Rh^{99g.m.}$  от энергии облучения.

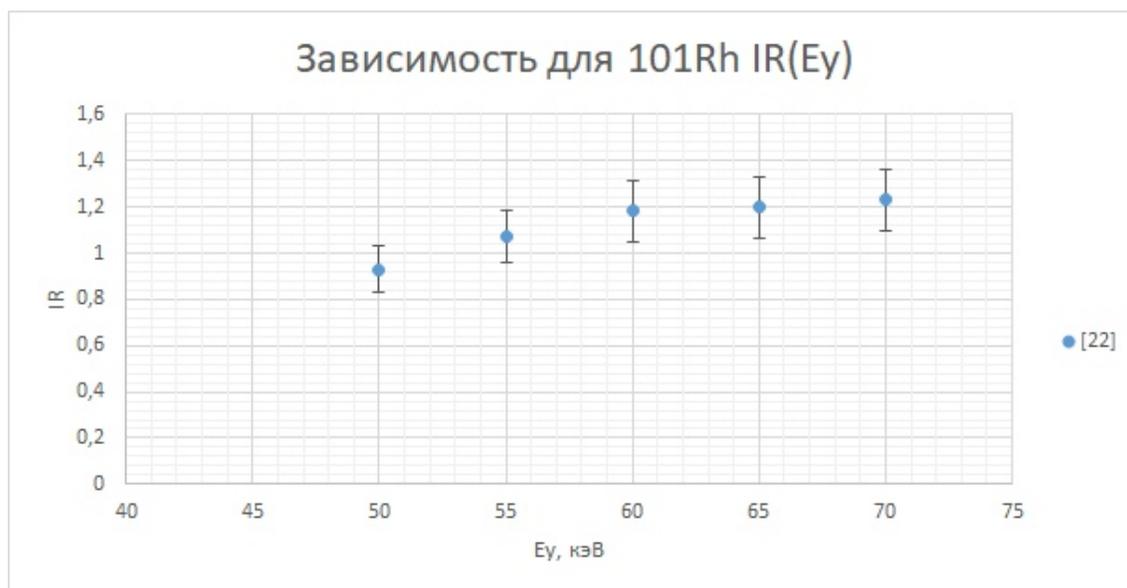


Рис. 27: Зависимость изомерного отношения для реакции  $Pd^{103}(\gamma, pn)Rh^{101g.m.}$  от энергии облучения.

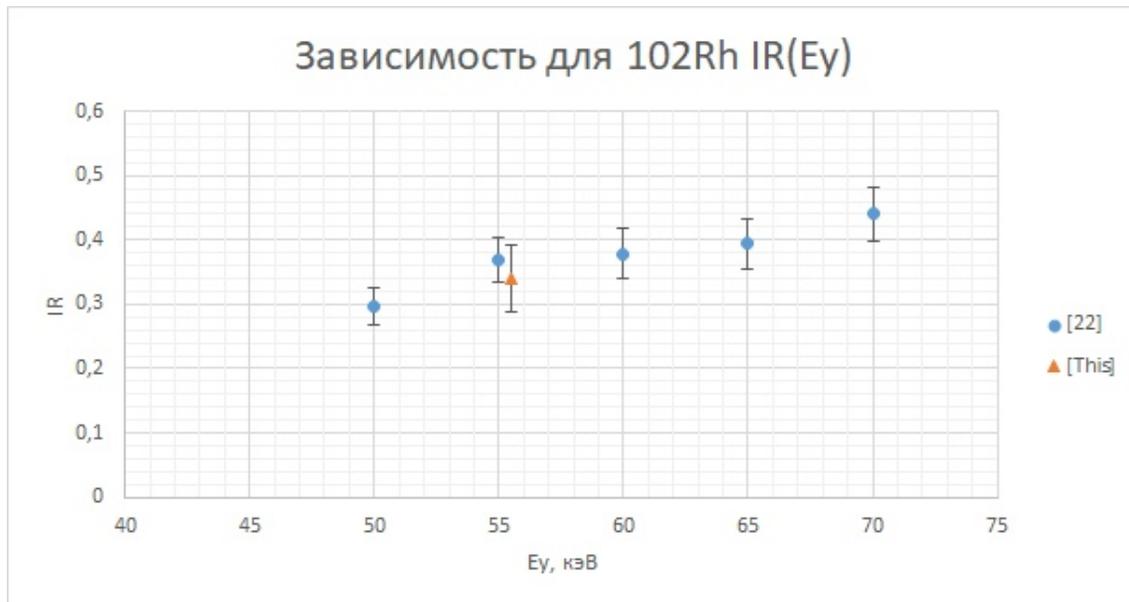


Рис. 28: Зависимость изомерного отношения для реакции  $Pd^{104}(\gamma, pn)Rh^{102g.m.}$  от энергии облучения.

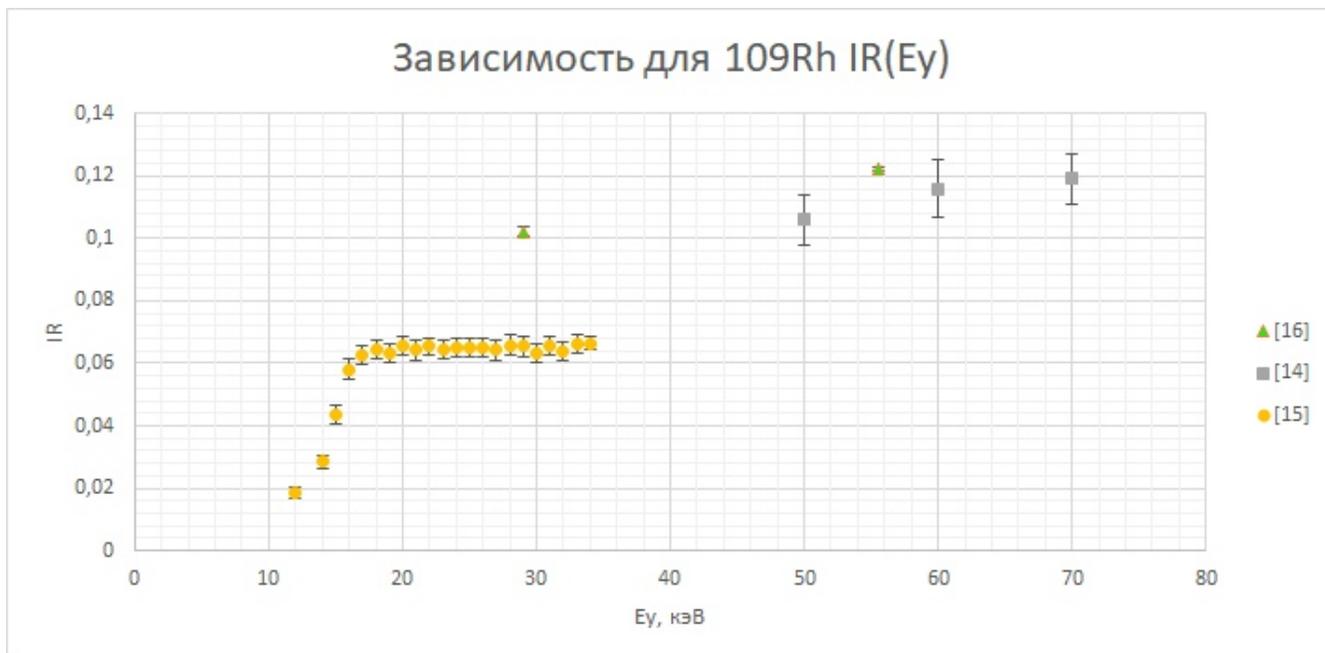


Рис. 29: Зависимость изомерного отношения для реакции  $Pd^{110}(\gamma, p)Rh^{109g.m.}$  от энергии облучения.

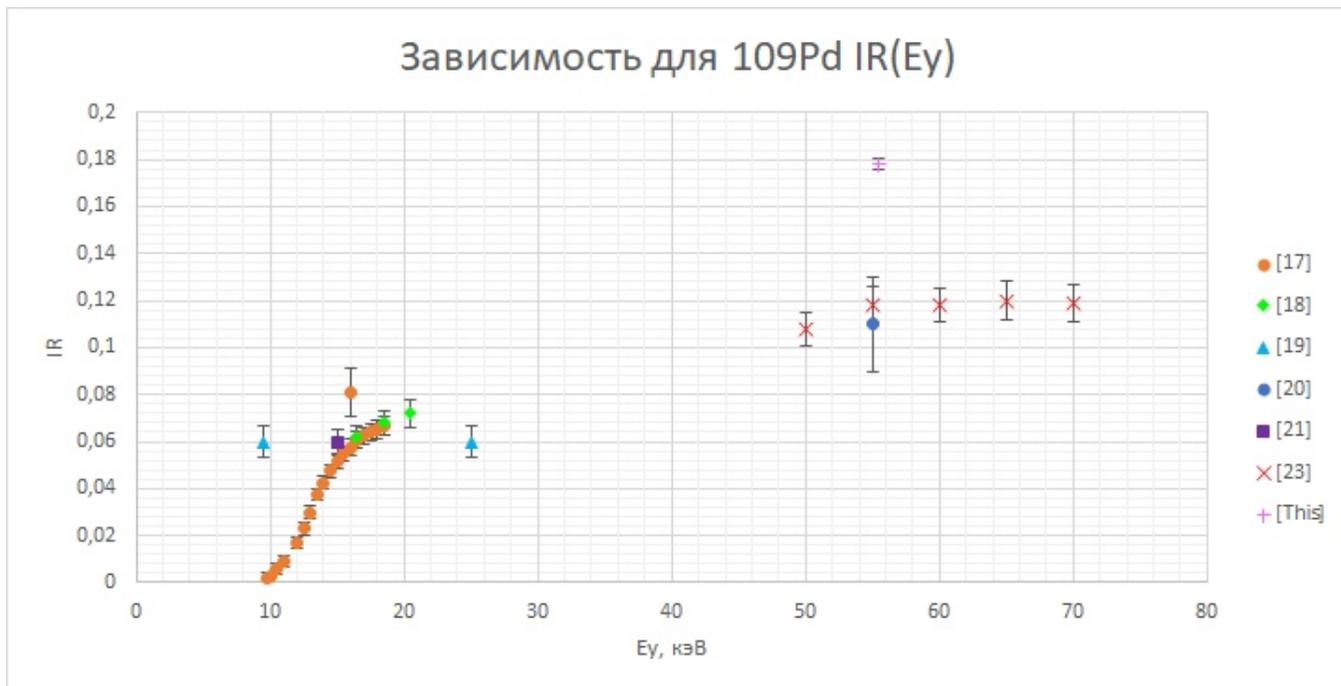


Рис. 30: Зависимость изомерного отношения для реакции  $Pd^{110}(\gamma, n)Pd^{109g.m.}$  от энергии облучения.

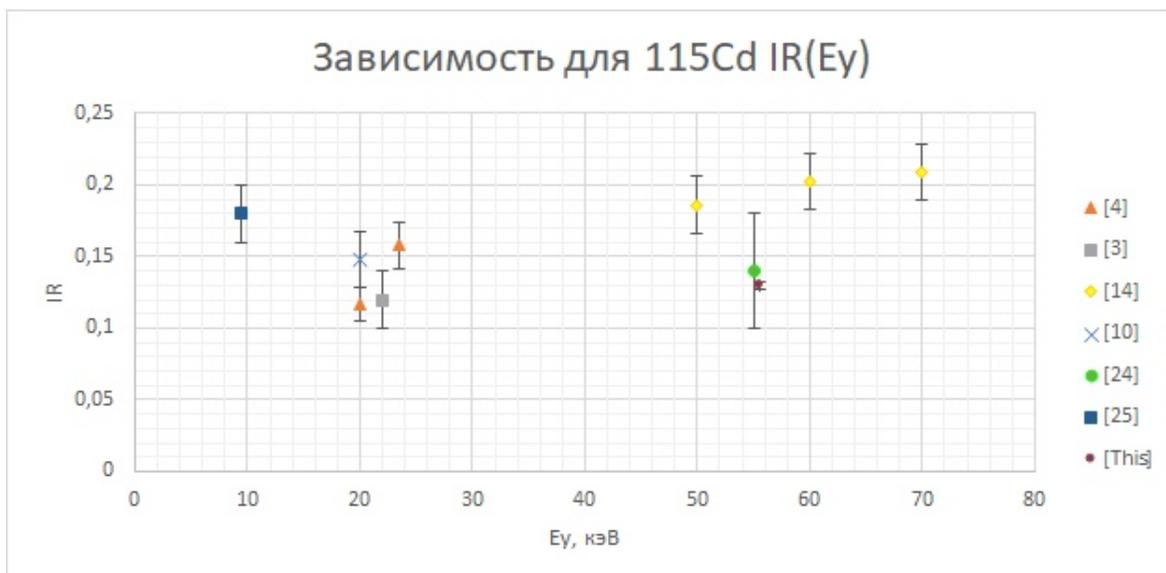


Рис. 31: Зависимость изомерного отношения для реакции  $Cd^{116}(\gamma, n)Cd^{115g.m.}$  от энергии облучения.

реакций с образованием  $Rh^{101}$  большой вклад дает также реакция  $(\gamma, 2n1p)$  на  $Pd^{104}$ . Для  $Rh^{99}$  наблюдается небольшое расхождение результата, полученного в ходе данной работы, и результатов из работы [22]. Некое отклонение нашего результата можно связать с тем, что в работе [22] использовалась нестандартная свинцовая тормозная мишень, оптимизированная по выходу высокоэнергетических  $\gamma$ -квантов. Стоит также отметить, в выход для  $Rh^{99}$  вклад вносит не только основная реакция  $Pd^{101}(\gamma, pn)Rh^{99}$ , но и реакция  $Pd^{102}(\gamma, p2n)Rh^{99}$ , хотя и выходы реакций с вылетом более, чем одного нуклона одного типа оказываются заниженными. Для  $Rh^{102}$  наблюдается хорошее согласие результатов, полученных в нашей работе, с результатом работы [22]. Для  $Rh^{109}$  наблюдается хорошее согласие результатов разных работ, если не брать во внимание данные работы [15], которые согласуются при этом хорошо между собой.

Для изотопов  $Pd^{109}$  и  $Cd^{115}$  отчетливо прослеживается увеличение изомерного отношения с увеличением энергии тормозного излучения. Заметим, что и в одном, и в другом случае спин-четность основного состояния превосходит спин-четность изомерного состояния. То есть, с ростом энергии облучения заселяются высоколежащие уровни, имеющие больший спин. А поскольку спин изомера больше спина основного состояния, то увеличивается и вероятность распада возбужденных уровней на изомерное состояние.

Отметим также, что с увеличением энергии возбуждения увеличивается и энергия вылетевших нейтронов, а значит, и вероятность вылета нейтрона с большим орбитальным моментом. Наблюдаемые на графиках выходы на плато выше энергий ГДР можно объяснить возрастающим вкладом прямых процессов.

Также стоит отметить, что у некоторых изотопов период полураспада был слишком мал для используемого метода, поэтому наблюдать отдельно в спектре их не представлялось возможным. Видимые расхождения для наших данных могут быть также объяснены тем, что от момента облучения и до момента измерения проходило в некоторых случаях слишком много времени, и некоторые изотопы успевали значительно распаться, поэтому определение их выходов было затруднено. Также для максимальной точности результатов обработки нужно, чтобы время измерения каждого спектра было значительно меньше периода полураспада, а суммарная продолжительность измерений должна быть при этом велика по сравнению с ним, что наблюдалось далеко не всегда.

Сравнение данных для разных изотопов отражает, что практически всегда изомерные отношения составляют величину больше единицы, когда основное состояние имеет более высокий спин, чем изомерное, и меньше единицы, если спин изомерного состояния значительно больше спина основного. Отсюда видно, что вероятность заселения состояний с более высоким спином ниже, чем вероятность заселения состояний с более низким спином, и растет с увеличением энергии тормозных гамма-квантов. Как

и ожидалось, на большинстве изотопов прослеживается закономерность к увеличению выхода состояний с большим спином, что объясняется также ростом энергии вылетевших частиц.

## 6 Заключение

В данной работе было проведено экспериментальное изучение образования изомерных и основных состояний атомных ядер в результате фотоядерных реакций на изотопах Pd, Cd и Sn с помощью гамма-активационной методики на пучке тормозных электронов с максимальной энергией 55.6 МэВ импульсного разрезного микротрона РТМ55 НИИЯФ МГУ. Были рассчитаны значения экспериментальных изомерных отношений  $In^{111,117,119}$ ,  $Sn^{123}$ ,  $Cd^{115}$ ,  $Ag^{105}$ ,  $Rh^{99,102}$ ,  $Pd^{109}$ . Было проведено сравнение полученных результатов с данными работ других авторов. В ходе проведения сравнения были построены энергетические зависимости изомерных отношений. Ожидалось, что на большинстве изотопов будет прослеживаться закономерность к увеличению выхода состояний с большим спином, что объясняется ростом энергии вылетевших частиц. По полученным зависимостям для большинства изотопов можно сделать такой вывод.

В рамках гамма-активационной методики учитывается нестабильность тока ускорителя в процессе облучения и влияние, оказываемое на активность продуктов какой-либо реакции распадами изотопов-продуктов других реакций, протекающих в мишени. После облучения проводилось измерение  $\gamma$ -спектров наведенной активности, их анализ, расшифровка пиков и определение соответствующих им изотопов, а также определение выходов реакций в мишени по площадям найденных в спектрах пиков. При расчетах изомерных отношений (как отношение выхода изомера к выходу основного состояния) учитывался ряд факторов, таких как: эффективность детектора и живое время измерений. Данные, полученные в эксперименте, по большей части согласуются с предыдущими экспериментальными результатами. Было показано, что вероятность заселения состояний с более высоким спином ниже, чем вероятность заселения состояний с более низким спином, и растет с увеличением энергии тормозных гамма-квантов.

## 7 Литература

1. Возбуждение изомерных состояний ядер в фотонейтронных реакциях в области гигантского дипольного резонанса, В.М. Мазур, Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2000, том 31, вып. 2;
2. Возбуждение изомерных состояний в фотоядерных реакциях, Ю.П. Гангрский, А.П. Тончев, Н.П. Балабанов, Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1996, том 27, вып. 4;
3. М. Давыдов и др. // Атомная энергия, т. 58, вып. 1, сс. 47–50, 1985;
4. T. D. Thier et al. // Physics of Particles and Nuclei Letters, vol. 6, №2, pp. 126–133, 2009;
5. Ю. Гангрский и др. // ЯФ, т. 62, вып. 10, сс. 1733–1739, 1999;
6. S. Palvanov, O. Razhabov // Atomic Energy, vol. 87, pp. 533–536, 2000;
7. И. Вишнеvский и др. // Известия РАН, т. 72, вып. 11, сс. 1655–1658, 2008;
8. A. Danagulyan et al. // Physics of Atomic Nuclei, vol. 77, pp. 1313–1320, 2014;
9. О. Бешейко и др. // Известия РАН, т. 69, вып. 5, сс. 663–666, 2005;
10. N. A. Demekhina, A. S. Danagulyan, G. S. Karapetyan // Physics of Atomic Nuclei, vol. 65, №2, pp. 365–370, 2002;
11. Z. Physik A 275, 261-267 (1975), B. Billow, M. Eriksson, G.G. Jonsson, Department of Physics, University of Lund, Lund, Sweden, E. Hagebo, Department of Chemistry, University of Oslo, Oslo, Norway;
12. Hummel, J. P. (1961). Isomer Ratio for the  $^{118}\text{Sn}(\gamma, p)$  Reaction. Physical Review, 123(3), 950–953;
13. Numerical Evaluation of Sn Isotope Cross Sections by Photoneutron Activation Method (C. Oprea1), A. Oprea1), A. Mihul2).
14. M. S. Rahman et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, vol. 276, pp. 44–50, 2012;
15. S. R. Palvanov, Zh. Rakhmonov, M. Kajumov, M. I. Mamayusupova, O. Zhuraev // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, vol. 75, №2, pp. 222–225, 2011;
16. Константин Стопани // МГУ, Москва, 2012;

17. Mazur, V. M., Bigan, Z. M., Symochko, D. M. (2008). Excitation of  $^{109}\text{Pd}$  and  $^{112}\text{In}$  nuclear isomers in  $(\gamma, n)$  reactions. *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 5(4), 374–378;
18. Hoang Dac Luc, Tran Duc Thiep, Truong Thi An, and Phan An, *Bolg. Fiz. Zh.*, 1987, vol. 14, no. 2, p. 152;
19. Belov, A.G., Gangrskii, Yu.P., Tonchev, A.P., and Bala banov, N.P., *Yad. Fiz.*, 1995, vol. 59, no. 4, p. 389;
20. Bartsch, H., Huber, K., Kneissl, U., and Krieger, H., *Nucl. Phys. A*, 1976, vol. 256, p. 243;
21. H.D. Luc, T.D. Thiep, T.T. An, P. An, *Bulg. J. Phys.* 14 (1987) 152;
22. Van Do, N., Duc Khue, P., Tien Thanh, K., Thi Hien, N., Kim, G., Kim, K., ... Cho, M.-H. (2017). Measurement of isomeric yield ratios of  $^{99\text{m,g}};^{101\text{m,g}};^{102\text{m,g}}$  Rh in the  $\text{nat Pd}(\gamma, pn)$  reactions with the bremsstrahlung end-point energies of 50–70 MeV. *Applied Radiation and Isotopes*, 128, 148–153;
23. Hien, N. T., Kim, G., Kim, K., Nadeem, M., Rahman, M. S., Van Do, N., Cho, M.-H. (2016). Measurement of isomeric yield ratios for the  $^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109\text{m,g}}\text{Pd}$  reaction. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 311(3), 1559–1564;
24. С. С. Бельшев и др. // *Ядерная физика*, т. 77, сс. 856–863, 2014;
25. A.G. Belov, Yu.P. Gangrsky, A.P. Tonchev, N.P. Balabanov, *Phys. Atom. Nucl.* 59 (1996) 553.
26. Ишханов Б. С., Юдин Н. П., Эрамжян Р. А. Гигантские резонансы в атомных ядрах // *ЭЧАЯ*. — 2000. — Т. 31, № 2. — С. 313–349.