

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

«ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЯДЕРНЫХ
РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПЕ ^{232}Th »

Выполнила студент
413 группы
Елушкина Полина Константиновна

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

Допущена к защите
Зав. кафедрой _____

МОСКВА

2021

Оглавление

1. Введение	2
1.1. ^{232}Th	4
1.2. Данные по изучению фотоядерных реакций на ^{232}Th	4
2. Методы создания пучков гамма-квантов	9
2.1. Метод аннигиляции на лету релятивистских позитронов	9
2.2. Метод меченых фотонов	10
3. Методы измерения сечений фотоядерных реакций	12
4. Методика эксперимента и обработка данных	14
4.1. Определение выхода реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, n)^{231}\text{Th}$	17
4.2. Определение выхода реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, p)^{231}\text{Ac}$	20
4.3. Определение выхода реакции фотоделения $^{232}\text{Th}(\gamma, F)$	21
5. Обсуждение результатов	26
6. Заключение	29
Литература	30

1. Введение

Уже более 70 лет изучается процесс деления атомных ядер. Публикуется множество экспериментальных данных, однако имеются существенные расхождения между данными, полученными с помощью различных методов. Одной из основных проблем экспериментального исследования взаимодействия γ -квантов с веществом является отсутствие интенсивных пучков моноэнергетических фотонов.

Фотоделение – это процесс деления ядра под действием γ -квантов. При делении происходит перестройка всего атомного ядра: возникают коллективные возбуждения внутриядерных нуклонов, которые влияют на изменение формы ядра. Особенности фотоделения заключаются в механизме взаимодействия γ -квантов с веществом. При поглощении γ -кванта ядрами происходит возбуждение состояния гигантского дипольного резонанса. С точки зрения коллективной модели – это состояние, в котором происходит колебание протонов относительно нейтронов. По сравнению с другими способами возбуждения, поглощение γ -квантов достаточно просто интерпретировать, так как происходит в основном поглощение электрических дипольных γ -квантов. В случае ядра ^{232}Th ($J^P = 0^+$) при поглощении электрического дипольного γ -кванта происходит возбуждение состояния с $J^P = 1^-$. Находясь в возбужденном состоянии, ядро может распасться как в результате деления, так и в результате вылета нейтронов. Как именно произойдет распад ГДР, определяется на основе статистической модели из вероятности того или другого процесса. При этом вероятность деления будет определяться характеристиками барьера деления. Могут наблюдаться многоступенчатые процессы, такие как изначальный вылет нейтрона и последующее деление. Если реализуется деление, то характеристики осколков также будут определяться барьером деления. Отсюда можно заключить, что исследуя сечение реакции с

вылетом нейтронов и фотоделения можно проверять предположения, как о механизме поглощения, так и о барьере деления.

В последних работах показано, что объяснить асимметрию осколков деления можно только с использованием двугорбого барьера деления. При прохождении через двугорбый барьер энергетически выгодно, чтобы осколки имели разную массу. Массовое распределение, в котором присутствует как асимметричная часть, так и часть, где массы осколков одинаковы, интерпретируется как результат прохождения ядра через барьеры разной формы.

Существуют два класса моделей атомного ядра – коллективные и одночастичные. Для описания процесса деления необходимо использовать оба подхода совместно. Модель жидкой капли дает одногорбый барьер и, соответственно, симметричную часть массового распределения. Модель жидкой капли вместе с оболочечной моделью дает двугорбый барьер и, следовательно, асимметричную часть массового распределения. При уменьшении вклада оболочечных эффектов, барьер деления будет близок к одногорбому. То, как проявляются оболочки, будет зависеть от энергии возбуждения ядра – чем она больше, тем меньше вклад от оболочечных эффектов. При больших энергиях возбуждения $E > 100$ МэВ практически не дают никакого вклада, однако при низких энергиях возбуждения они важны.

Основной целью данной работы является экспериментальное измерение выходов реакций $^{232}\text{Th}(\gamma, n)^{231}\text{Th}$, $^{232}\text{Th}(\gamma, p)^{231}\text{Ac}$ и осколков фотоделения ^{232}Th . Для измерения выходов была использована методика гамма - активационного анализа. В этом методе регистрируется активность конечного ядра по характерным гамма - линиям в спектре. Данный метод лишен недостатков метода разделения нейтронов по множественности. Были проанализированы спектры остаточной активности ^{232}Th и получены массовые распределения осколков фотоделения ^{232}Th при энергии электронов ускорителя 55 МэВ.

1.1. ^{232}Th

Торий является радиоактивным металлом. На данный момент известно о существовании 30 изотопов тория (Рис. 1.1). Искусственные радиоизотопы тория имеют короткое время распада, за исключением ^{229}Th (7880 л). ^{232}Th считается самым долгоживущим среди всех изотопов тория. Он является условно стабильным из-за большого периода полураспада и распадается по модам α -распада и спонтанного деления.

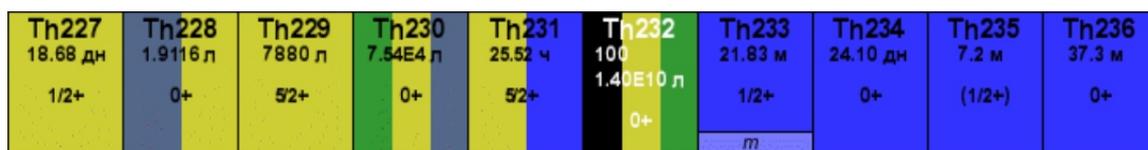


Рисунок 1.1: Часть N-Z диаграммы в области тория

Таблица 1.1: Основные характеристики изотопа ^{232}Th

$T_{1/2}$	Распространенность (%)	J^P	Тип распада (%)
$1.405 \cdot 10^{10}$ л	100%	0^+	α (100 %); SF ($< 1.8 \cdot 10^{-9}$ %)

1.2. Данные по изучению фотоядерных реакций на ^{232}Th

Исследование фотоядерных реакций в области гигантского дипольного резонанса на ^{232}Th было выполнено в нескольких работах на пучках квазимоноэнергитических фотонов [1], [2]. При энергии возбуждения ядра около 10 МэВ в сечении полного фотопоглощения наблюдается широкий максимум - гигантский дипольный резонанс. Полное сечение фоторасщепления тория в области ГДР складывается из сечений фотонейтронных реакций с вылетом одного и двух нейтронов $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$ и полного сечения фотоделения $\sigma(\gamma, F)$:

$$\sigma(\gamma, tot) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, F) \quad (1.2.1)$$

Соотношение сечений реакций с испусканием одного или двух нейтронов является важной характеристикой процесса фоторасщепления. Однако в экспериментах необходимо знать, с какой точностью и надежностью определяется сечение реакции с испусканием одного

нейтрона $\sigma(\gamma, n)$, в той области энергий, где становится возможным процесс испускания двух нейтронов в реакции $\sigma(\gamma, 2n)$. В некоторых случаях данные по реакции $\sigma(\gamma, n)$ оказывают влияние на данные по $\sigma(\gamma, 2n)$, и наоборот.

В работе [1] были исследованы фотоядерные реакции в области ГДР и получены парциальные фотонейтронные сечения $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$, а также сечения фотоделения $\sigma(\gamma, F)$ и полного фотопоглощения. Фотонный монохроматор, имеющий непрерывный диапазон переменных энергий $6 \text{ МэВ} < E < 50 \text{ МэВ}$ действовал на линейном ускорителе электронов на 60 МэВ в Сакле. Для создания квазимонохроматического пучка фотонов был применен метод аннигиляции монохроматических позитронов в полете. Фотоядерные взаимодействия были получены путем измерения взаимодействия, вызванного спектром фотонов тормозного излучения и аннигиляции монохроматических позитронов.

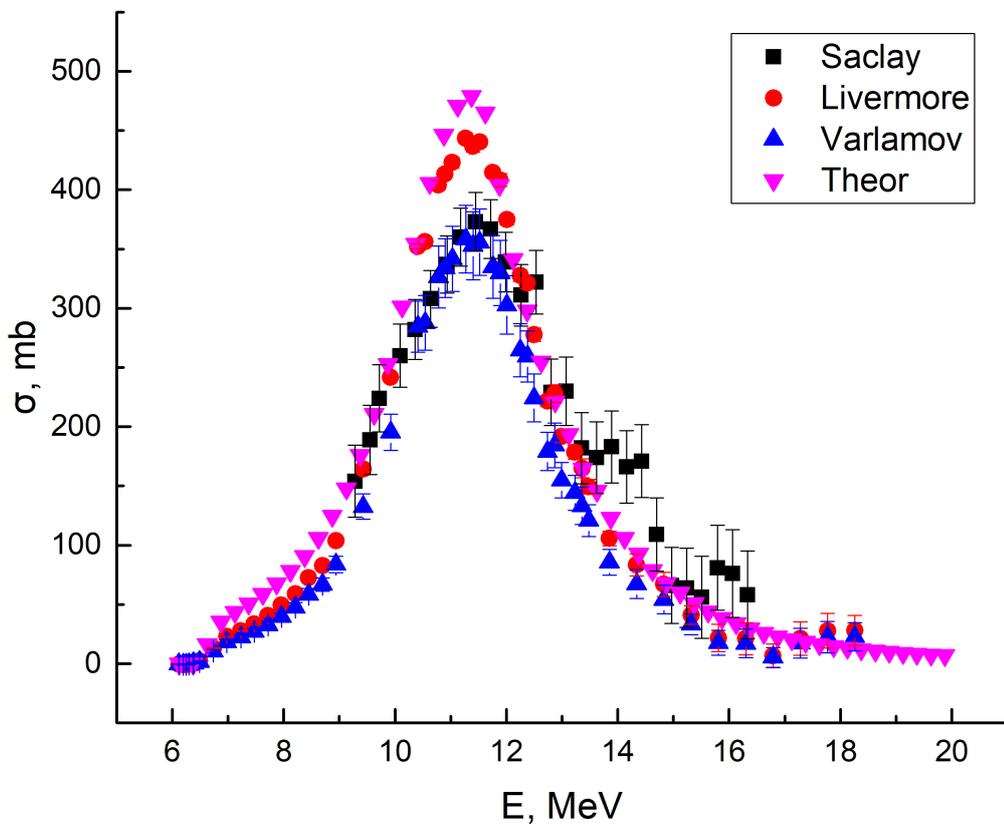


Рисунок 1.2: Сечение реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, n)^{231}\text{Th}$

В работе [2] были получены сечения $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$, а также полные сечения фотоделения $\sigma(\gamma, F)$. Эксперимент проводился при энергиях $E_\gamma = 5 - 18.3$ МэВ с использованием квазимоноэнергетических фотонов от аннигиляции быстрых позитронов полете. Использование метода кольцевых отношений позволило получить среднюю энергию нейтронов фотоделения.

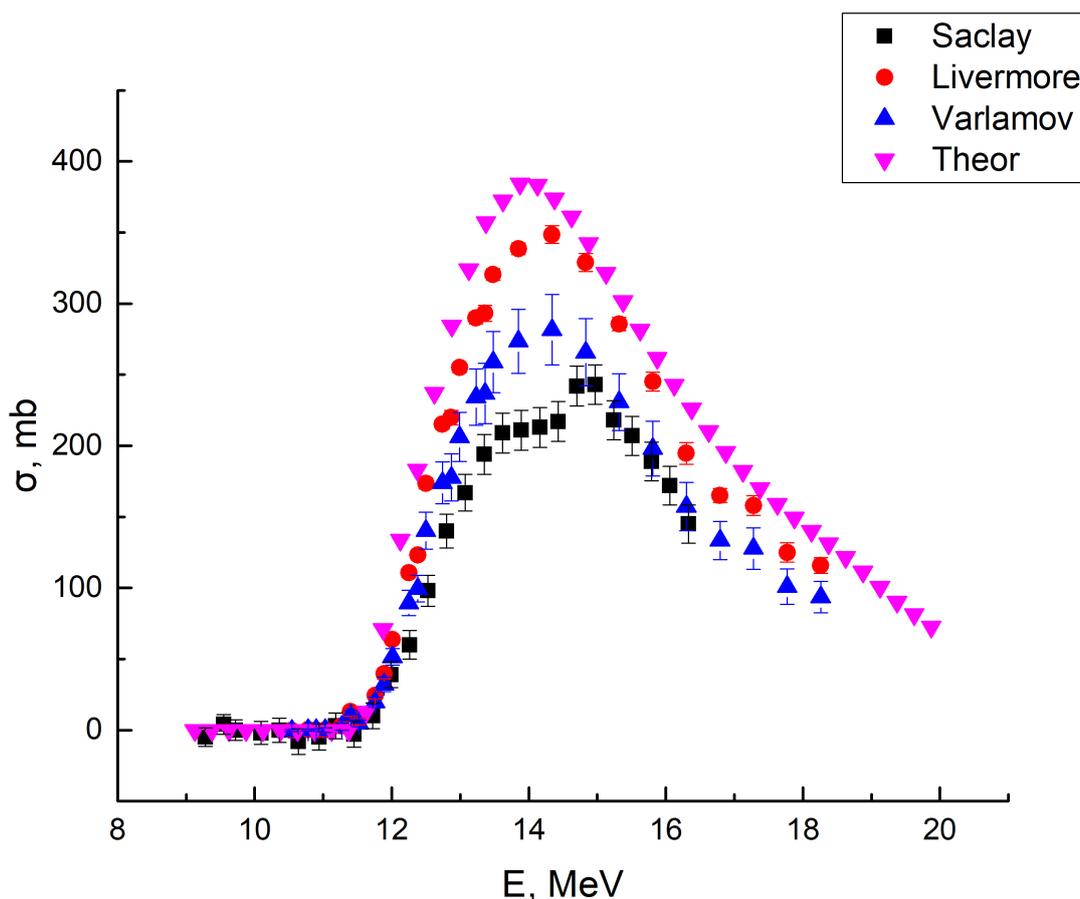


Рисунок 1.3: Сечение реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, 2n)^{230}\text{Th}$

В работе [3] был проведен подробный систематический анализ данных, и сделана оценка по сечениям реакций (γ, xn) , (γ, sn) , (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, f) , полученных с использованием квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонных пучков в Ливерморе и Сакле. Поскольку экспериментальные условия в двух лабораториях были различны, это привело к систематическим разногласиям результатов как по абсолютному значению, так и по форме. Данные по сечениям реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ подтверждают выводы о том, что на Сакле по

сравнению с Ливермором $\sigma(\gamma, n)$ завышены, а $\sigma(\gamma, 2n)$ занижены. Этот результат был связан с различными процедурами сортировки нейтронов по множественности. Для корректировки результатов был проведен пересчет экспериментальных сечений, при помощи переходных функций множественности, рассчитанных в рамках современной модели фотоядерных реакций.

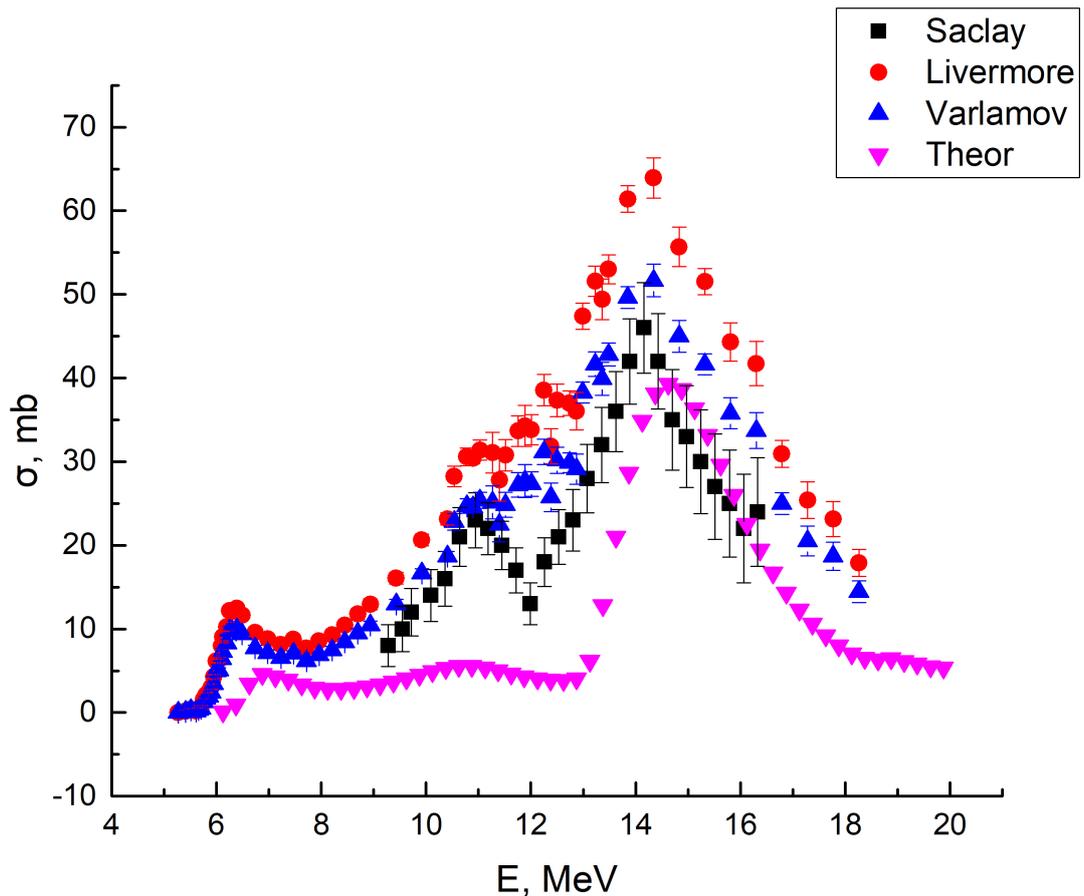


Рисунок 1.4: Сечение реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, F)$

Данные о полученных фотоядерных сечениях систематически различаются, так как использовались различные методы определения множественности нейтронов. В экспериментах на пучках квазимонохроматических фотонов [1], [2] разделение каналов реакций (γ, n) (Рис. 1.2) и $(\gamma, 2n)$ (Рис. 1.3) проводилось на основе анализа энергетических спектров замедленных нейтронов, измеренных на различных расстояниях от исследуемой мишени методом совпадений. Этот же метод был использован для регистрации каналов реакции

деления $(\gamma, F) = (\gamma, \text{fiss}) + (\gamma, n \text{ fiss})$ (Рис. 1.4). Реакция фотоделения определялась по регистрации на совпадение сигналов от трех и более нейтронов. Проблемы, связанные с определением парциальных сечений фотонейтронных реакций по множественности детектируемых нейтронов, привели к тому, что в разных лабораториях получаются разные по величине сечения.

2. Методы создания пучков гамма-квантов

Для проведения фотоядерных исследований необходимы различные экспериментальные методы. Большое число данных о сечениях фотонейтронных реакций было получено на экспериментах с квазимоноэнергетическими фотонами, образующимися с помощью метода аннигиляции релятивистских позитронов на лету. Этот метод был реализован в лабораториях в Ливерморе и Саклэ. Некоторое количество данных о сечениях фотоядерных реакций было получено при помощи метода меченых фотонов [4]. Широко применяются пучки тормозных γ -квантов, получаемых при торможении ускоренных электронов в специальной мишени из тяжелого тугоплавкого вещества. Также существует метод получения монохроматических γ -квантов при обратном комптоновском рассеянии лазерных фотонов на ускоренных пучках электронов.

2.1. Метод аннигиляции на лету релятивистских позитронов

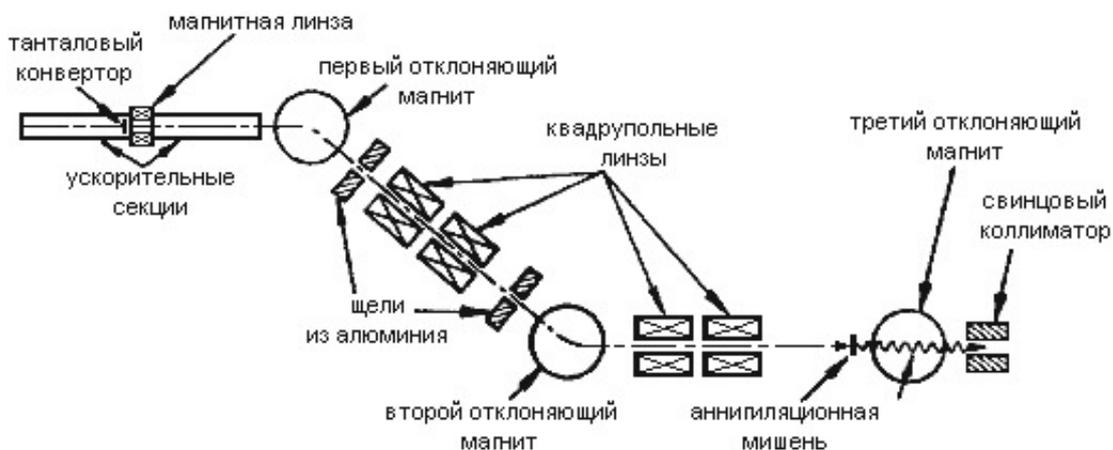


Рисунок 2.1: Схема установки для определения сечений фотоядерных реакций методом аннигиляции на лету релятивистских позитронов

Суть экспериментов такого типа состоит в использовании процесса

аннигиляции на лету позитронов, движущихся с релятивистскими скоростями (Рис 2.1). Быстрый позитрон может испытать аннигиляцию, при которой могут образоваться два и более фотонов. Однако наиболее вероятной является двухфотонная аннигиляция. Для получения быстрых позитронов необходимо ускорить пучок электронов, а затем направить этот пучок на мишень с высоким Z . При прохождении через мишень будет генерироваться тормозное излучение, которое в последствие образует в этой же мишени электронно-позитронные пары. Далее система отклоняющих магнитов выделяет пучок позитронов и фокусирует его на аннигиляционной мишени с малым Z . Образующиеся в этой мишени аннигиляционные γ -кванты используются далее для проведения эксперимента. Спектр данных γ -квантов является квазимонохроматическим, так как содержит тормозное излучение. Невысокая интенсивность аннигиляционных пучков ограничивает их эффективное использование в экспериментах по измерению сечений фотонейтронных реакций.

2.2. Метод меченых фотонов

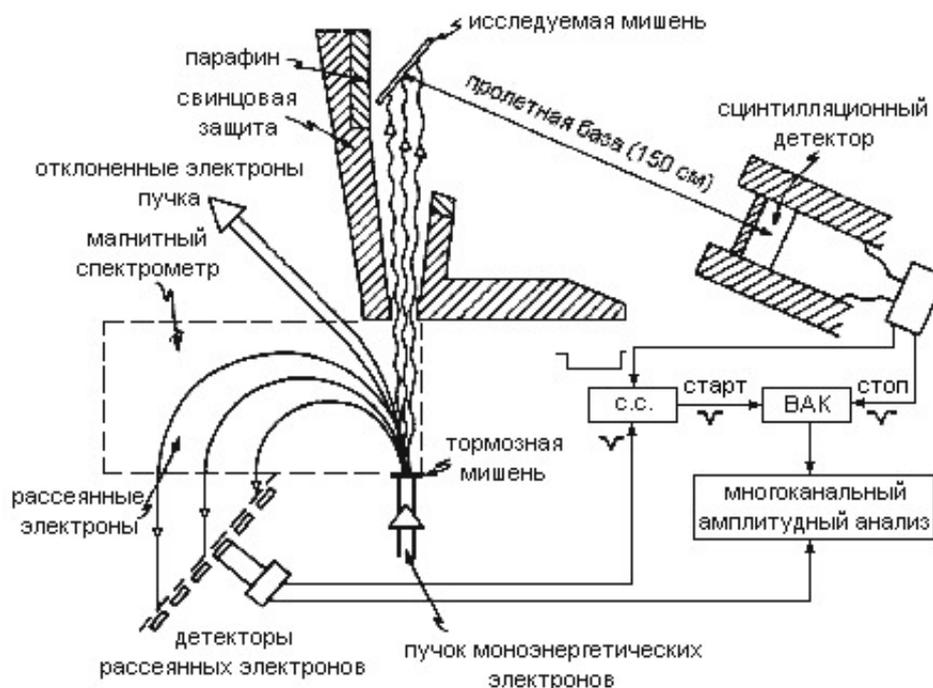


Рисунок 2.2: Схема установки для определения сечений фотоядерных реакций методом меченых фотонов

В этом методе пучок электронов выводится из ускорителя и наводится на тормозную мишень (Рис. 2.2). При взаимодействии с тормозной мишенью электрон с энергией E_0 испускает γ -квант с энергией E_γ и выходит из нее с меньшей энергией E . Далее пучок тормозного γ -излучения попадает на исследуемую мишень и вызывает фотоядерную реакцию. Суть данного метода заключается в том, что измерив энергию E рассеянного электрона и зарегистрировав его на совпадение с продуктами фотоядерной реакции, возможно рассчитать энергию фотона E_γ , который вызвал реакцию.

$$E_\gamma = E_0 - E \quad (2.2.1)$$

Энергия рассеянного электрона E измеряется с помощью магнитного спектрометра. Энергия E_0 определяется режимом работы ускорителя.

3. Методы измерения сечений фотоядерных реакций

В зависимости от эксперимента, продукты фотоядерных реакций на исследуемом ядре могут регистрироваться различными детекторами.

В экспериментах на пучках квазимоноэнергетических фотонов, полученных при аннигиляции на лету релятивистских позитронов в Ливерморе и Сакле, использовались два различных детектора, которые явились существенной причиной расхождений экспериментальных данных, полученных на обеих установках.

Детектор «slowing-down» типа, использованный в Ливерморе, позволял детектировать нейтроны, образовавшиеся в период действия импульса фотонов от ускорителя, в период между такими импульсами после замедления (slowing-down) нейтронов в специальном замедлителе. Для разделения событий фотонейтронных реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ был применен метод «кольцевых отношений», реализованный путем расположения ионизационных счетчиков несколькими концентрическими кольцами. Регистрация нейтронов осуществлялась с помощью 48 разрядных BF_3 счетчиков, размещенных в среде из парафина.

В Саклэ детектор фотонейтронов представлял собой жидкий сцинтиллятор большого объема. Быстрые нейтроны замедлялись до тепловых энергий в результате соударений с ядрами водорода, а затем захватывались ядрами Gd , входящими в состав сцинтиллятора. Образовавшиеся γ -кванты радиационного захвата нейтронов поглощались в объеме сцинтиллятора, вызывая вспышки света, которые регистрировались фотоумножителями, расположенными по всей наружной поверхности бака со сцинтиллятором. В данном детекторе среда сцинтиллятора выполняет роль замедлителя нейтронов и их регистратора.

Для определения области энергий нейтронов использовалась

прецизионная калибровка жидкого сцинтиллятора с помощью источника ^{252}Cf и считалось, что эффективность детектора не зависит от энергии, хотя фактически ни на одном участке эффективность не является константой. Это допущение повлекло за собой погрешности в определении абсолютных сечений реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$.

Сцинтилляционный детектор в Саклэ позволял прямо измерять энергии нейтронов, но имел недостатки. Высокий фон детектора и существенно более плохое, чем в Ливерморе, отношение «сигнал-шум» затрудняли процедуру выделения и вычитания этого фона, а также внесение поправок на случайные совпадения в срабатывании счетчиков. Все это приводило к завышению определяемой доли событий реакций (γ, n) по сравнению с событиями реакций с испусканием двух и более нейтронов [5]. Однако, большой объем и высокая эффективность детектора позволили получить достаточно надежные о сечениях полной фотонейтронной реакции.

4. Методика эксперимента и обработка данных

Исследование осколков фотоделения было проведено с помощью активационного метода [6]. Суть метода заключается в том, что анализируется радиоактивность осколков, образующихся в исследуемой мишени при облучении пучком тормозных γ -квантов от ускорителя. Проводится идентификация изотопов, обуславливающих регистрируемую γ -активность. Данный метод исследования парциальных реакций является альтернативной методу разделения нейтронов по множественности, так как происходит идентификация конечного ядра, образующегося в результате некоторой реакции, а не идентификация нейтронов. Однако существуют естественные ограничения, связанные с тем, что конечные ядра могут быть стабильными. Эксперимент по облучению ^{232}Th проводился на

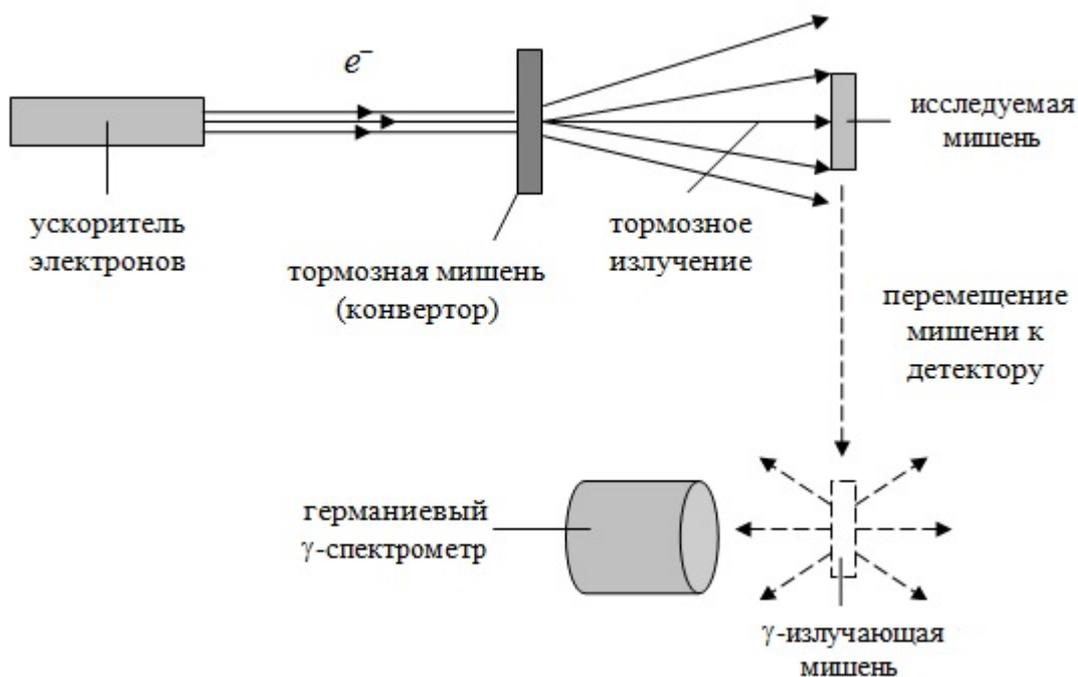


Рисунок 4.1: Схема проведения эксперимента

разрезном микротроне РМ55 НИИЯФ МГУ при энергии электронов

ускорителя 55 МэВ (Рис. 4.1). Предварительно перед облучением было проведено измерение необлученной мишени для определения массы тория по естественному распаду. Облучаемая мишень представляла собой порошок оксидов тория. Масса оксида тория составила 1.77 г. Время облучения составило 405 секунд. Тормозной пучок фотонов образовывался на тормозной вольфрамовой мишени толщиной 0,2 мм. После облучения исследуемый образец переносился в специальное низкофонное помещение, где на детекторе из сверхчистого германия впоследствии проводилось измерение спектров γ -квантов изотопов, образовавшихся в облученной мишени на расстоянии. Для определения абсолютного выхода облучались медные мониторы, установленные с обеих сторон от ториевой мишени. Измерения ториевой мишени начались через 3 минуты после окончания облучения. Всего проводилось 4 измерения облученной мишени, суммарное время измерения спектров составляло 55 дней. Кроме того, между первым и вторым измерениями облученного тория было измерение медных мониторов.

На основе анализа спектров и изменения интенсивности пиков полного поглощения γ -квантов, обусловленных распадом образовавшихся радиоактивных изотопов, рассчитывались выходы различных изотопов. При расчете выходов необходимо знать эффективность регистрации γ -квантов детектором от облученной мишени, которая зависит от энергии γ -квантов, геометрии источника и детектора и их взаимного расположения. Для определения эффективности регистрации γ -квантов детектором были проведены измерения эталонных калибровочных источников ОСТИ в разной геометрии регистрирующей установки.

Экспериментальные значения выходов фотоядерных реакций рассчитываются по следующей формуле:

$$Y_0 = \frac{N_{10}^{\lambda t_1}}{\int_0^{t_1} I(t) e^{\lambda t} dt} \quad (4.0.1)$$

где N_{10} - число ядер исследуемого изотопа на момент окончания облучения,

которое определяется по формуле:

$$N_{10} = \frac{S}{I_{\gamma}\epsilon(e^{-\lambda t_2} - e^{-\lambda t_3})} \quad (4.0.2)$$

где S - площадь пика в спектрах остаточной активности, соответствующего γ -переходу при распаде конечного ядра за время измерения,
 λ - постоянная распада, вычисляемая по формуле:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (4.0.3)$$

$T_{1/2}$ - период полураспада,

I_{γ} - квантовый выход для данной γ -линии,

ϵ - эффективность детектора,

t_1 - время облучения,

t_2 - время, прошедшее от конца облучения до начала измерения,

t_3 - время, прошедшее от конца облучения до конца измерения,

$I(t)$ - изменяющийся во времени ток ускорителя во время облучения.

Для получения абсолютных значений выходов фотоядерных реакций дополнительно проводилось облучение медных мониторов, для того чтобы по мониторной реакции определить коэффициент нормировки K тока ускорителя. Связь теоретического выхода нормировочной реакции Y_{th} с экспериментальным Y_{exp} :

$$Y_{exp} = KY_{th} = K \frac{\rho N_A}{A} \eta \int_{E_{thr}}^{E_e} \sigma(E_{\gamma}) W(E_{\gamma}, E_e) dE_{\gamma} \quad (4.0.4)$$

где ρ - плотность мишени,

N_A - постоянная Авогадро,

A - массовое число,

η - содержание исследуемого изотопа в естественной смеси,

E_{γ} - энергия γ -квантов тормозного излучения,

$\sigma(E_{\gamma})$ - эффективное сечение исследуемой фотоядерной реакции,

$W(E_{\gamma}, E_e)$ - плотность распределения числа тормозных фотонов с энергией

E_γ на один электрон ускорителя,

E_{thr} - пороговая энергия исследуемой фотоядерной реакции,

E_e - кинетическая энергия электронов, падающих на тормозную мишень.

Таблица 4.1: Определение коэффициента нормировки K тока ускорителя

	E_γ	$Y_{exp}, 1/e$	$Y_{th}, 1/e$	K
^{63}Cu	1345.94	$(1.19 \pm 0.03) \cdot 10^{-5}$	$5.28 \cdot 10^{-6}$	2.23

Экспериментальный выход без нормировки тока оказывается выше реального экспериментального выхода.

$$Y = \frac{Y_0}{K} \quad (4.0.5)$$

4.1. Определение выхода реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, n)^{231}\text{Th}$

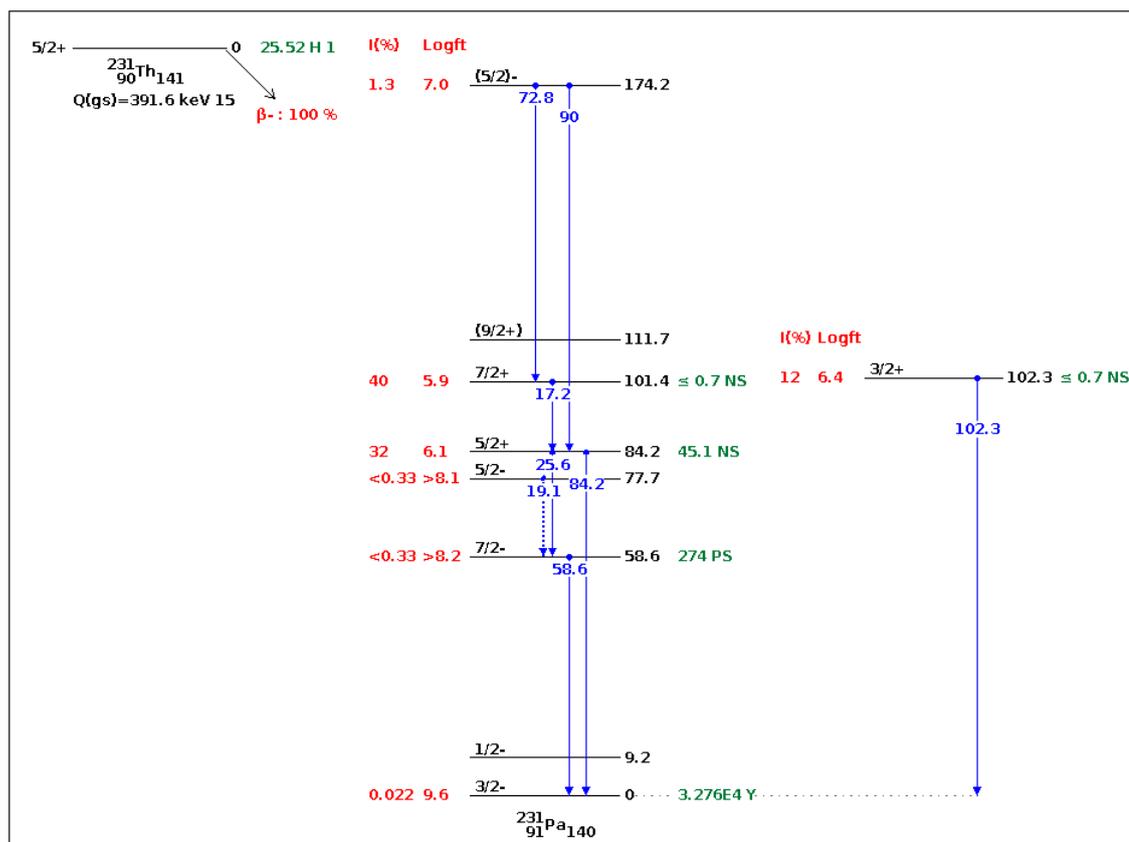


Рисунок 4.2: Схема распада изотопа ^{231}Th

В результате реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, 1n)^{231}\text{Th}$ образуется радиоактивный изотоп ^{231}Th . Ядро ^{231}Th является β^- радиоактивным с периодом полураспада $T_{1/2} = 25.52$ часов. Далее ^{231}Th распадается на ядро ^{231}Pa

в возбужденном состоянии. Снятие возбуждения с ^{231}Pa осуществляется путем испускания γ -квантов. По γ -переходам в ^{231}Pa определялось наличие ядра ^{231}Th в спектре. При распаде ^{231}Th испускается несколько линий γ -квантов. На рис.4.2 показана схема распада ^{231}Th . Линии, которые видны на схеме являются различными γ -переходами между уровнями ядра ^{231}Pa . Наличие в спектре всех γ -линий с соответствующей интенсивностью будет подтверждать, что образовалось именно ядро ^{231}Th . Однако, из-за малой интенсивности некоторые γ -переходы невозможно определить, поэтому рассматривались только самые интенсивные γ -линии. Вероятность распада на определенный уровень и вероятность γ -перехода определяют вероятность испускания γ -кванта с определенной энергией.

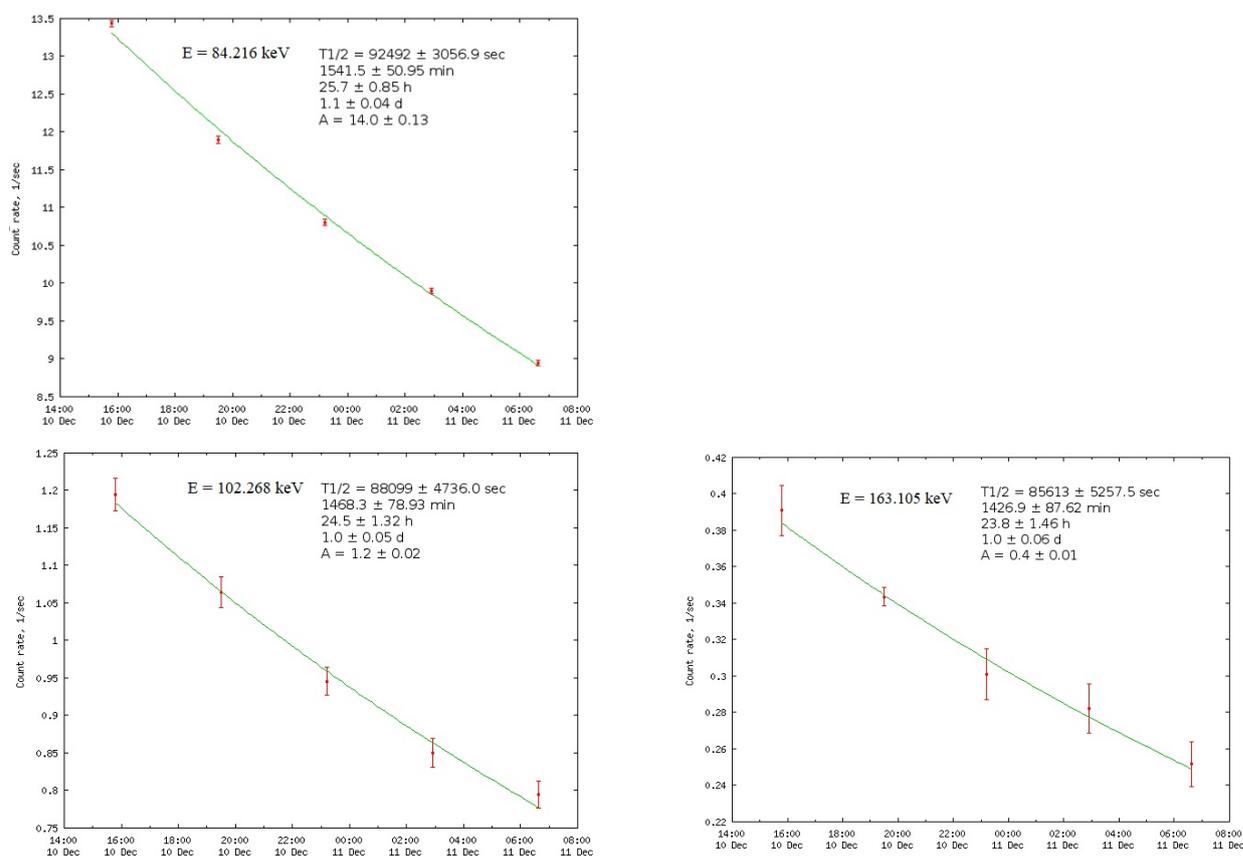


Рисунок 4.3: Определение периодов полураспада для отдельных γ -пигов при распаде ^{231}Th

Кроме этого, для подтверждения того, что пик действительно соответствует определенному распаду, необходимо, оценить период полураспада с которым происходит ослабление по этим γ -линиям. Для распада пика справедлив закон радиоактивного распада:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4.1.6)$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (4.1.7)$$

где N - количество нераспавшихся ядер в момент времени t ,
 N_0 - количество радиоактивных ядер в момент времени $t = 0$,
 λ - постоянная распада,
 $T_{1/2}$ - период полураспада, т.е. время, за которое первоначальное количество радиоактивных ядер уменьшается в два раза.

Если период полураспада $T_{1/2}$ остаточной активности по определенной γ -линии совпадает с табличным значением $T_{1/2}$ для данного изотопа, то можно судить, что данный пик соответствует распаду изотопа. На рис. 4.3 показана аппроксимация кривых распада γ -пиков при распаде ^{231}Th . Полученные периоды полураспада $T_{1/2}$ для трех из четырех γ -линий совпадают в пределах погрешностей с табличным значением $T_{1/2} = 25.52$ для изотопа ^{231}Th . При расчете экспериментального выхода для γ -линии с энергией $E_\gamma = 84.216$ кэВ было необходимо учесть вклад от естественного радиоактивного фона, который накапливается с течением времени.

Средневзвешенное значение выхода для различных фотоядерных реакций для разных γ -линий можно рассчитать по формуле:

$$Y_{cp} = \frac{\sum_{i=1}^n S_i Y_i}{\sum_{i=1}^n S_i} \quad (4.1.8)$$

Таблица 4.2: Экспериментальный выход реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, n)^{231}\text{Th}$

E_γ , кэВ	I_γ , %	$T_{1/2}$, ч	Y , 1/e	Y_{cp} , 1/e
84.216	6.6	25.7 ± 0.85	$(4.16 \pm 0.31) \cdot 10^{-5}$	$(4.20 \pm 0.30) \cdot 10^{-5}$
102.268	0.41	24.5 ± 1.32	$(4.50 \pm 0.25) \cdot 10^{-5}$	
163.105	0.155	23.8 ± 1.46	$(4.61 \pm 0.28) \cdot 10^{-5}$	

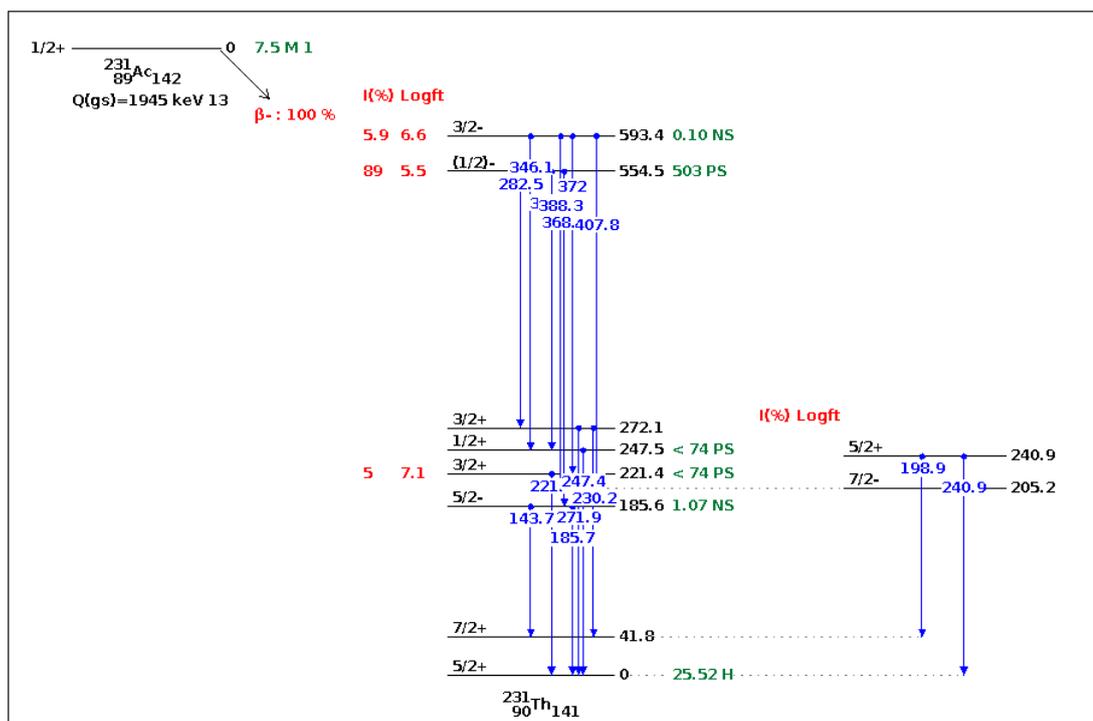


Рисунок 4.4: Схема распада изотопа ^{231}Ac

4.2. Определение выхода реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, p)^{231}\text{Ac}$

В результате реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, p)^{231}\text{Ac}$ образуется радиоактивный изотоп ^{231}Ac . Ядро ^{231}Ac является β^- радиоактивным с периодом полураспада $T_{1/2} = 7.5$ минут. Далее ^{231}Ac распадается на ядро ^{231}Th в возбужденном состоянии. Снятие возбуждения с ^{231}Th осуществляется путем испускания γ -квантов. Для подтверждения того, что пик соответствует исследуемому изотопу была проведена аппроксимация кривых распада (Рис. 4.5). Экспериментальный выход реакции определялся по самой интенсивной γ -линии с энергией $E_\gamma = 282.471$ кэВ.

Таблица 4.3: Экспериментальный выход реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, p)^{231}\text{Ac}$

E_γ , кэВ	I_γ , %	$T_{1/2}$, мин	Y_{cp} , 1/e
282.471	39	8.0 ± 0.18	$(1.23 \pm 0.24) \cdot 10^{-7}$

Можно заметить, что полученный выход в реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, p)^{231}\text{Ac}$ меньше, чем выход в реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, n)^{231}\text{Th}$ примерно в 100 раз. Это связано с тем, что на реакцию (γ, p) существенную роль оказывает

кулоновский барьер. Протон должен преодолеть пороговую энергию фотоядерной реакции и кулоновский барьер в ядре.

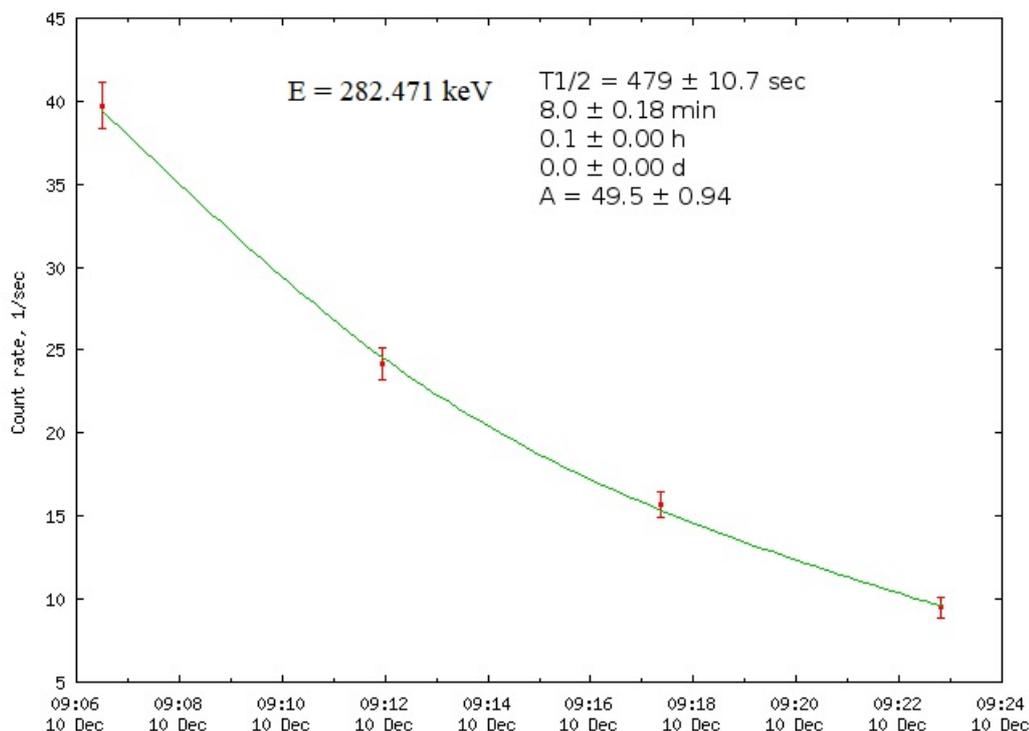


Рисунок 4.5: Определение периода полураспада для $E_\gamma = 282.471$ кэВ при распаде ^{231}Ac

4.3. Определение выхода реакции фотоделения $^{232}\text{Th}(\gamma, \text{F})$

В процессе деления образуются ядра, перегруженные нейтронами. Далее эти ядра могут распадаться путем вылета нейтронов или в результате β^- распадов.

Изотопы, образующиеся в результате деления, связаны между собой последовательной цепочкой распадов. Каждое радиоактивное ядро может образоваться как в результате деления, так и за счет β^- распадов родительских ядер, которые образовались непосредственно в результате деления. Различные способы образования ядер и переходы между ядрами - изобарами с массовым числом $A = 134$ показаны на рис. 4.7.

Проанализируем способы образования различных изотопов при делении ^{232}Th .

Образование изотопа теллура ^{134}Te может происходить двумя способами:

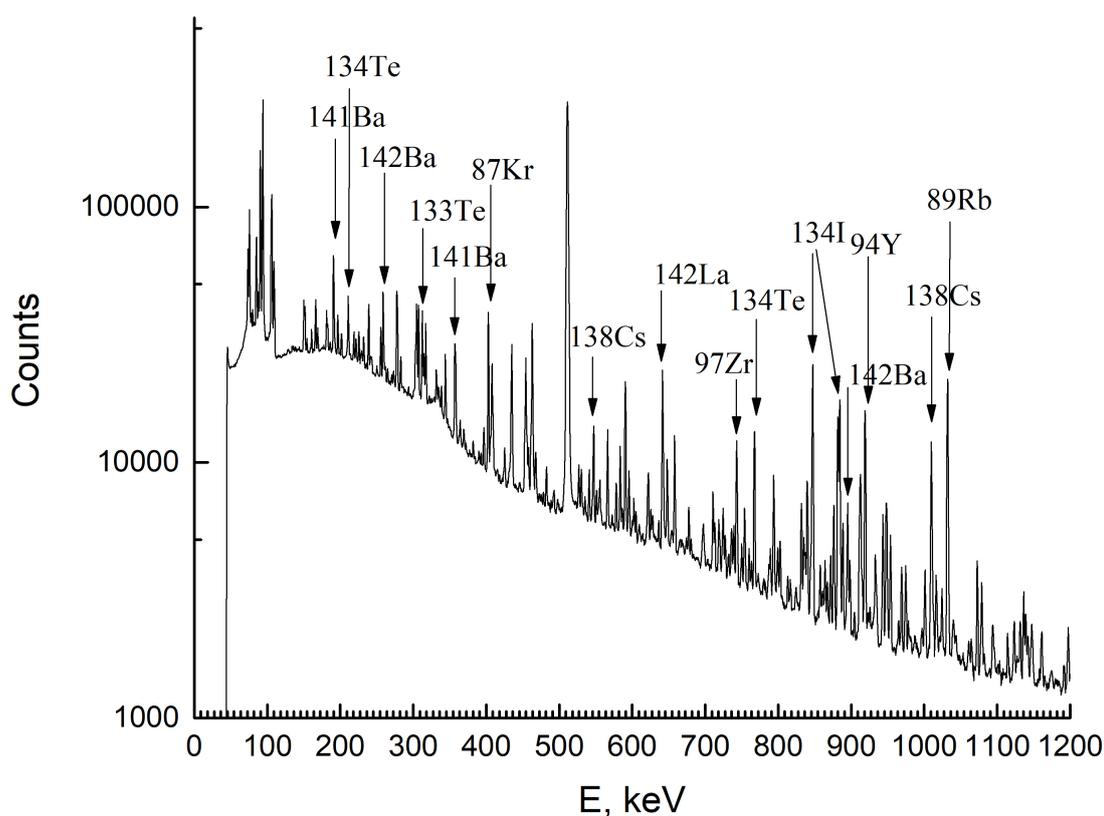


Рисунок 4.6: Спектр остаточной активности γ -квантов мишени ^{232}Th

- Непосредственно при делении ^{232}Th .
- При β^- - распаде ^{134}Sb и всей предыдущей цепочки β^- - распада родительских ядер. Причем родительские ядра получают непосредственно при делении тория.

Период полураспада ^{134}Sb и всех предшествующих родительских ядер меньше секунды, поэтому при анализе спектров не будет наблюдаться накопление изотопа теллура ^{134}Te после облучения. В условиях настоящего эксперимента невозможно определить какая часть ^{134}Te образуется непосредственно в результате деления, а какая часть в результате β^- - распадов родительских ядер. Такой выход является накопленным - включает в себя все способы получения ядра.

Изотоп йода ^{134}I может быть получен двумя способами:

- Непосредственно при делении ^{232}Th .

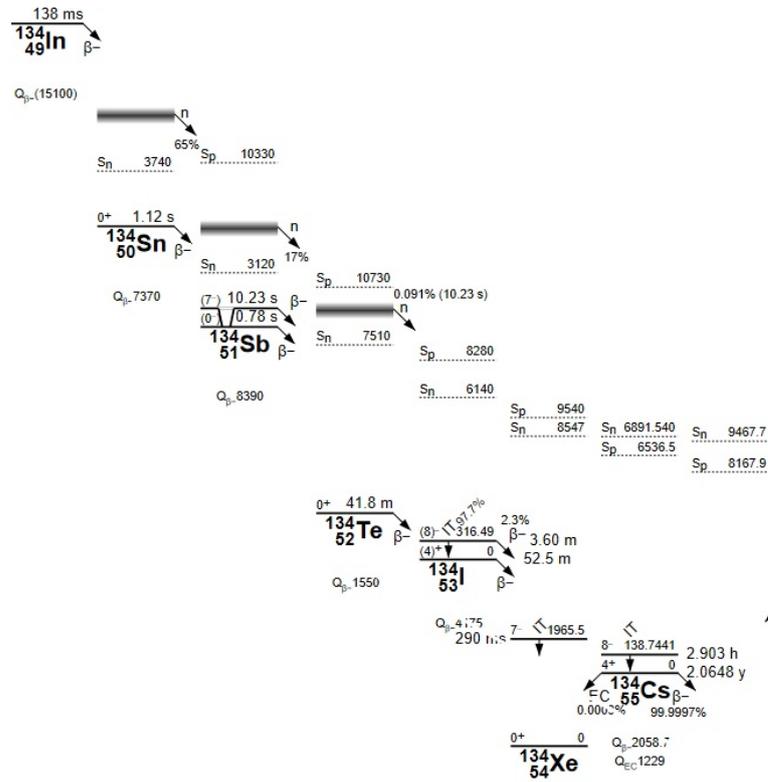


Рисунок 4.7: Схема распадов ядер - изобара с массовым числом $A = 134$

- При β^- - распаде ^{134}Te и других родительских ядер, которые образуются непосредственно при делении ^{232}Th . Однако, из-за коротких времен полураспада ядер ^{134}In , ^{134}Sn , ^{134}Sb , ограничимся рассмотрением образования йода ^{134}I из теллура ^{134}Te . В этом случае можно определить независимый выход образования йода. Для этого необходимо знать количество ядер ^{134}Te на момент окончания облучения за счет всех процессов образования данного изотопа

Таким образом, в результате процесса деления изотопы различных элементов могут образовываться несколькими способами. В одних случаях можно рассчитать независимый выход образования ядра только в результате деления, в других - только накопленный. Для того, чтобы определить массовое распределение, необходимо рассчитать выходы для самых долгоживущих изотопов, находящихся в конце цепочки β^- - радиоактивных ядер-изобар. Полученное массовое распределение получается после вылета мгновенных нейтронов деления, так как

измерение спектра проводилось не сразу после облучения, а в течение нескольких минут после облучения.

В результате деления ^{232}Th образуется большое число радиоактивных осколков, которые испускают γ -кванты. На рис. 4.6 представлен спектр остаточной активности γ -квантов облученной мишени ^{232}Th сразу после облучения. Время измерения спектров составило 3 часа. Было расшифровано более 200 пиков. Однако, из-за малой интенсивности отдельных γ -линий и малых периодов полураспада некоторых ядер не представляется возможным определить выходы для всех образующихся ядер. Массовое распределение продуктов фотоделения изотопа тория ^{232}Th цепочек ядер-изобар представлено на рис. 4.8 и в таблице 4.4.

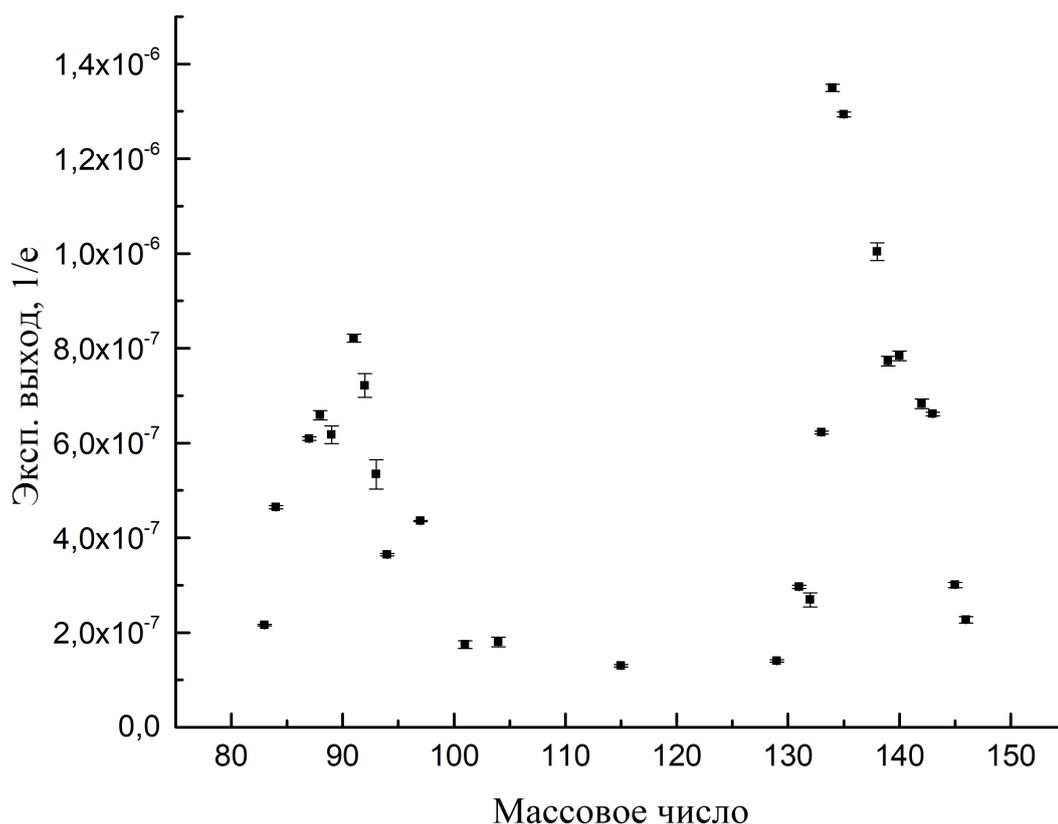


Рисунок 4.8: Массовое распределение продуктов фотоделения ^{232}Th

Таблица 4.4: Массовое распределение продуктов фотоделения ^{232}Th

Изотоп	E_γ , кэВ	I_γ , %	$T_{1/2}$	Y_{cp} , 1/e
^{83}Se	356.687	70	22.3 m	$(2.15 \pm 0.02) \cdot 10^{-7}$
^{84}Br	881.61	42	31.80 m	$(4.65 \pm 0.03) \cdot 10^{-7}$
^{87}Kr	402.586	49.6	76.3 m	$(6.10 \pm 0.04) \cdot 10^{-7}$
^{88}Kr	196.301 2392.11	25.98 34.6	2.84 h	$(6.58 \pm 0.10) \cdot 10^{-7}$
^{89}Rb	1031.94 1248.19	58 42.6	15.15 m	$(6.18 \pm 0.18) \cdot 10^{-7}$
^{91}Sr	749.8 1024.3	23.61 33	9.63 h	$(8.22 \pm 0.08) \cdot 10^{-7}$
^{92}Y	1383.93	90	2.71 h	$(7.21 \pm 0.25) \cdot 10^{-7}$
^{93}Y	266.9	7.3	10.18 h	$(5.34 \pm 0.30) \cdot 10^{-7}$
^{94}Y	918.74	56	18.7 m	$(3.65 \pm 0.02) \cdot 10^{-7}$
^{97}Zr	743.36	93	16.91 h	$(4.36 \pm 0.02) \cdot 10^{-7}$
^{101}Tc	306.857	89	14.22 m	$(1.74 \pm 0.08) \cdot 10^{-7}$
^{104}Tc	358.0	89	18.3 m	$(1.79 \pm 0.11) \cdot 10^{-7}$
^{115}Cd	336.240	45.9	53.46 h	$(1.30 \pm 0.03) \cdot 10^{-7}$
^{129}Sb	812.8	43	4.4 h	$(1.40 \pm 0.02) \cdot 10^{-7}$
^{131}I	364.489	81.7	8.02070 d	$(2.97 \pm 0.03) \cdot 10^{-7}$
^{132}Te	228.16	88	3.204 d	$(2.70 \pm 0.14) \cdot 10^{-7}$
^{133}I	529.872	87	20.8 h	$(6.23 \pm 0.03) \cdot 10^{-7}$
^{134}I	847.03 884.09	95.4 64.9	52.5 m	$(1.35 \pm 0.02) \cdot 10^{-6}$
^{135}Xe	249.77	90	9.14 h	$(1.29 \pm 0.02) \cdot 10^{-6}$
^{138}Cs	1009.8 1435.8 2218	29.8 76.3 15.2	33.41 m	$(1.01 \pm 0.02) \cdot 10^{-6}$
^{139}Ba	165.86	23.7	83.06 m	$(7.73 \pm 0.09) \cdot 10^{-7}$
^{140}Ba	537.26	24.39	12.752 d	$(7.84 \pm 0.10) \cdot 10^{-7}$
^{142}La	641.29 2397.8 2542.7	47 13.3 10	91.1 m	$(6.83 \pm 0.10) \cdot 10^{-7}$
^{143}Ce	293.27	42.8	33.039 h	$(6.61 \pm 0.04) \cdot 10^{-7}$
^{145}Ce	724.33	59	3.01 m	$(3.00 \pm 0.05) \cdot 10^{-7}$
^{146}Ce	218.23 316.74	20.8 56	13.52 m	$(2.27 \pm 0.06) \cdot 10^{-7}$

5. Обсуждение результатов

Для сравнения экспериментальных данных с настоящим экспериментом необходимо рассчитать выход по следующей формуле:

$$Y = \frac{\rho N_A}{A} \eta \int_{E_{thr}}^{E_e} \sigma(E_\gamma) W(E_\gamma, E_e) dE_\gamma \quad (5.0.1)$$

Таблица 5.1: Абсолютные выходы реакций $^{232}\text{Th}(\gamma, 1n)$ ^{231}Th ($Y(\gamma, n)$) и фотоделения $^{232}\text{Th}(\gamma, F)$ ($Y(\gamma, F)$), отношение выходов $\frac{Y(\gamma, F)}{Y(\gamma, n)}$, полученные в настоящей работе в сравнении с результатами работ в Саклэ [1], Ливерморе [2] и оцененными сечениями [3] при энергии электронов ускорителя 55 МэВ

	Саклэ [1]	Ливермор [2]	Оцен. сеч. [3]	Наст. работа
$Y(\gamma, n), 1/e$	$5.04 \cdot 10^{-5}$	$7.32 \cdot 10^{-5}$	$4.51 \cdot 10^{-5}$	$(4.20 \pm 0.30) \cdot 10^{-5}$
$Y(\gamma, F), 1/e$	$5.20 \cdot 10^{-6}$	$1.28 \cdot 10^{-5}$	$1.03 \cdot 10^{-5}$	$(1.17 \pm 0.09) \cdot 10^{-5}$
$\frac{Y(\gamma, F)}{Y(\gamma, n)}$, отн. ед	0.103	0.175	0.228	0.278 ± 0.029

Массовое распределение продуктов фотоделения (рис. 4.8) ^{232}Th указывает на то, что наиболее вероятно деление на два осколка разной массы - асимметричное деление. Для расчета полного сечения фотоделения из массового распределения использовались предположения о форме массового распределения из модели мультимодального деления [7]. В данной модели массовое распределение рассматривается как результат конкуренции коллективных мод, приводящий к несимметричному и симметричному делению на осколки. Для большинства ядер-актинидов существуют три доминирующих моды деления: симметричная супердлинная мода - SL и две несимметричные STI и STII моды. Несимметричные моды связаны с нейтронными оболочками фрагментов

$N = 82$ для STI и $N = 88$ для STII. Для каждой моды деления распределение осколков по массам можно описать при помощи гауссианы.

Суммарный выход осколков с данным массовым числом A описывается соотношением:

$$\begin{aligned}
 Y(A) = Y_{SL}(A) + Y_{STI}(A) + Y_{STII}(A) = & K_{SL} \exp \left[- \frac{(A - A_{SL}^-)}{2\sigma_{SL}^2} \right] + \\
 & + K_{STI} \exp \left[- \frac{(A - A_{SL}^- - D_{STI})}{2\sigma_{STI}^2} \right] + K_{STI} \exp \left[- \frac{(A - A_{SL}^- + D_{STI})}{2\sigma_{STI}^2} \right] + \\
 & + K_{STII} \exp \left[- \frac{(A - A_{SL}^- - D_{STII})}{2\sigma_{STII}^2} \right] + K_{STII} \exp \left[- \frac{(A - A_{SL}^- + D_{STII})}{2\sigma_{STII}^2} \right]
 \end{aligned}
 \tag{5.0.2}$$

где параметры гауссиан K_{SL} , K_{STI} , K_{STII} , σ_{SL} , σ_{STI} , σ_{STII} - амплитуды и ширины симметричной (SL) и несимметричных мод (STI, STII) деления, A_{SL}^- - наиболее вероятное значение массы для симметричной моды деления, $A_{SL}^- - D_{STI}$, $A_{SL}^- + D_{STI}$ - наиболее вероятные значения масс для легкого и тяжелого осколков несимметричной моды деления STI, $A_{SL}^- - D_{STII}$, $A_{SL}^- + D_{STII}$ - наиболее вероятные значения масс для легкого и тяжелого осколков несимметричной моды деления STII.

Абсолютные выходы реакций $^{232}\text{Th}(\gamma, 1n)$ ^{231}Th ($Y(\gamma, n)$) и фотоделения $^{232}\text{Th}(\gamma, F)$ ($Y(\gamma, F)$), отношение выходов $\frac{Y(\gamma, F)}{Y(\gamma, n)}$, полученные в настоящей работе в сравнении в результатами работ в Саклэ [1], Ливерморе [2] и оцененными сечениями [3] при энергии электронов ускорителя 55 МэВ приведены в таблице 5.1.

Отношение выходов реакции фотоделения и реакции с вылетом одного нейтрона, полученные в настоящей работе, наилучшим образом совпадают с оцененными сечениями и сечениями, полученными в Ливерморе. С результатами Саклэ различия составляют более 2 раз. Это говорит о том, что использованная в Саклэ методика разделения нейтронов по множественности неправильно учитывает нейтроны от фотоделения. Это видно и из сравнения абсолютных выходов реакции фотоделения. Сечение фотоделения ^{232}Th , полученное в Саклэ, занижено

относительно наших данных в 2 раза. Экспериментальное значение выхода реакции фотоделения, полученное в настоящей работе, наилучшим образом совпадает с оцененным сечением и сечением, полученным в Ливерморе. С другой стороны, экспериментальный выход реакции с вылетом одного нейтрона наилучшим образом совпадает с оцененным сечением и сечением, полученным в Саклэ. Две основные проблемы в экспериментах по регистрации нейтронов - это зависимость эффективности регистрации нейтронов от энергии и использованные методики разделения нейтронов. Методика оценки сечений, в которой учитывались систематические различия экспериментов в Саклэ и Ливерморе на большом количестве ядер [3], правильно учитывает данные проблемы, что подтверждается нашими данными.

6. Заключение

Основной целью данной работы являлось экспериментальное изучение фотоядерных реакций ^{232}Th . Для измерения экспериментальных выходов была использована методика гамма - активационного анализа. Были проанализированы спектры остаточной активности ^{232}Th и получены массовые распределения осколков фотоделения ^{232}Th при энергии электронов ускорителя 55 МэВ. В спектрах остаточной активности были проанализированы более 200-х пиков остаточной активности и определены экспериментальные выходы для 30 ядер. Впервые активационным методом были измерены выходы реакций $^{232}\text{Th}(\gamma, n) ^{231}\text{Th}$, $^{232}\text{Th}(\gamma, p) ^{231}\text{Ac}$ и фотоделения $^{232}\text{Th}(\gamma, F)$. В результате анализа продуктов деления было получено массовое распределение продуктов фотоделения ^{232}Th . Выполнено сравнение с выходами, полученными экспериментально в Саклэ и Ливерморе, а так же с оцененными сечениями.

Полученные в данной работе экспериментальные выходы реакций $Y(\gamma, n)$, $Y(\gamma, F)$ и отношение выходов реакции фотоделения и реакции с вылетом одного нейтрона $\frac{Y(\gamma, F)}{Y(\gamma, n)}$ наилучшим образом совпадают с сечениями, оцененными В.В. Варламовым, что подтверждает правильный подход к анализу и оценке сечений реакций, проведенных в работе [3].

Литература

1. A study of the photofission and photoneutron processes in the giant dipole resonance of ^{232}Th , ^{238}U and ^{237}Np / A. Veyssiere, H. Beil, R. Bergre et al. // Nuclear Physics A. - 1973. - Vol. 199
2. Giant resonance for the actinide nuclei: Photoneutron and photofission cross sections for ^{233}U , ^{236}U , ^{238}U and ^{232}Th / J. T. Caldwell and E. J. Dowdy // Physical Review C - 1980
3. Evaluation of (g,xn), (g,sn), (g,n), (g,2n), and (g,f) reactions cross sections for actinides nuclei ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np , and ^{239}Pu / Varlamov V.V., Peskov N.N. // MSU-SINP Preprint N 2007-8/829
4. L.M.Young. Photoneutron Cross Sections and Spectra from Monoenergetic Photons on Yttrium, Praseodimium, Lead, and Bismuth in the Giant Resonance. Ph.D. Thesis, University of Illinois, USA, 1972
5. B.L.Berman, and S.C.Fultz. // Rev.Mod.Phys. 47 (1975) 713
6. Gilmore G. R. Practical Gamma-ray Spectroscopy. // Wiley, 2008. 387 p.
7. Brosa U., Grossmann S., Moller A. Nuclear scission // Physics Reports. - 1990. - Vol. 197, no. 4. - P. 167 - 262.