МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

кафедра ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

Ким Бен Му

на тему:

Фоторасщепление естественной смеси изотопов урана в области энергий гигантского дипольного резонанса

Научный руководитель д.ф-м.н., профессор Ишханов Б.С.

Заведующий кафедрой д.ф-м.н., профессор Ишханов Б.С.

> Москва 2010 год

- 1 Введение 3
- 2 Экспериментальная установка 5
- 3 Методика обработки данных 8
 - 3.1 Фон на детекторе и естественный распад урана 9
 - 3.2 Реакция $^{238}_{\ 92}U(\gamma,n)^{237}_{\ 92}U$ 11
 - 3.3 Определение выхода реакци
и $^{238}_{\ 92}U(\gamma,n)^{237}_{\ 92}U.$ 13
 - 3.4 Расшифровка спектров и определение выходов для реакции фотоделения. 17
 - 3.5 Один канал образования ядра 20
 - 3.6~Два канала образования ядра<math display="inline">23
 - 3.7 Массовое и зарядовое распределение 26
- 4 Результаты и обсуждение 28
- 5 Заключение 33
- 6 Список литературы 34

Приложение 1. Эффективность детектора. 35

Приложение 2. Кривые распада. 37

1. Введение.

Работа посвящена исследованию деления естественной смеси изотопов урана тормозными гамма - квантами при энергии ускорителя 29.1 и 48.3 МэВ. При этих значениях энергии возможна реакция фотоделения и реакции с вылетом нескольких нуклонов. Идентификация изотопов и определение их количественных характеристик производится методом гамма - спектроскопии.

Перечислим основные цели этой работы:

- 1. Измерение спектров остаточной активности на детекторе из сверхчистого германия и запись их в базу данных.
- 2. По спектрам остаточной активности после облучения необходимо произвести расшифровку пиков полного поглощения, чтобы определить ядра - осколки, образовавшиеся в результате деления.
- 3. Определение выходов ядер осколков, образующихся при делении.
- 4. Определение выхода реакции ${}^{238}U(g,n){}^{237}U$.
- 5. Построение зарядовых распределений ядер осколков с одинаковым массовым числом, определение параметров этих распределений (таких как ширина и эффективный заряд).
- 6. Построение массового распределения реакции фотоделения тормозными гамма квантами от ускорителя электронов с энергией 29.1 и 48.3 МэВ.
- 7. Сравнить полученных результатов с теоретическими моделями

В 2006 году было проведено несколько облучений образца из естественной смеси изотопов урана тормозными гамма - квантами от ускорителя электронов. Ускоритель электронов - РТМ 70 НИИЯФ МГУ.

Номер облучения	Энергия, МэВ	Начало облучения	Окончание измерения
2	19.5	2006-10-31 13:25	2006-10-31 17:00
3	29.1	2006-11-09 16:15	2006-11-09 19:15
5	43.5	2006-11-20 15:00	2006-11-20 18:40
7	48.3	2006-12-25 09:45	2006-12-25 17:15
8	67.7	2007-02-15 12:05	2007-02-15 17:12

Таблица 1. Проводимые облучения.

Было проведено пять облучений (Табл. 1.). После каждого облучения в течении нескольких дней на детекторе из сверхчистого германия измерялись спектры остаточной активности уранового образца.



Рис 1. Измерения при энергиях 29.1 и 48.3 МэВ.

Серии измерений выбраны таким образом, что в начале идут короткие серии по 2 минуты, в конце идут длинные серии измерений по 30 минут. Проведенные таким образом измерения позволяют определять изотопы с периодом полураспада от нескольких минут до нескольких дней.

Гамма - активационная методика позволяет разделять разные каналы реакций и с большой точностью определять относительные выходы по этим каналам.



Помимо реакции фотоделения при энергиях 29.1 и 48.3 МэВ могут происходить фотоядерные реакции с вылетом до нескольких нуклонов. На рис. 2. показано сечение реакции $^{238}_{92}U(\gamma, n)^{237}_{92}U$. На рис. 3. приведено сечение $^{238}_{92}U(\gamma, F)$. Видно, что при наших энергиях с большой вероятностью будут идти реакции по обоим каналам. Выходы, которые мы будем получать - относительные. Нам необходимо сравнивать результат для разных энергий электронов ускорителя. Поэтому выходы с образованием радиоактивных изотопов по каналу фотоделения мы будем рассчитывать относительно реакции (γ, n) на ядре $^{238}_{92}U$.



Рис. 2. Сечение реакции (γ, n) на изотопе урана $\frac{238}{92}U$. [7]



Рис. 3. Сечение реакции фотоделения на изотопе урана $\frac{238}{92}U$. [8]

2. Экспериментальная установка.



Рис. 4. Схема экспериментальной установки.

Для исследования осколков фотоделения в настоящее время оптимальным представляется активационный метод, т.е. метод, в котором анализируются радиоактивности, наведенные в исследуемой мишени пучком ?-квантов от ускорителя. Упрощенная схема такого -активационного эксперимента показана на рис. 4.

Мишень из исследуемых ядер облучается в потоке тормозных γ -квантов, генерируемых тормозной мишенью, бомбардируемой потоком монохроматических электронов с энергией Ет от ускорителя. После окончания облучения мишень перемещается к γ -спектрометру, чувствительную область которого образует кристалл германия. Измеренный им спектр γ - квантов, излучаемых мишенью, позволяет определить какие осколки образовались в результате деления ядер урана.

Эксперимент выполнен на пучке тормозных γ -квантов разрезного микротрона RTM- 70 НИИЯФ МГУ (рис.4). Микротрон RTM-70 является уникальным компактным ускорителем электронов, построенным с использованием постоянных магнитов на основе редкоземельного магнитного материала Sm-Co. Ускоритель позволяет ускорять электроны до максимальной энергии 70 МэВ и используется в качестве эффективного источника тормозного излучения с максимальной энергией γ -квантов в диапазоне энергий от 15 МэВ до 70 МэВ.

Основными элементами импульсного разрезного микротрона (рис. 5) являются линейный ускоритель и поворотные магниты, обеспечивающие 14-кратную рециркуляцию электронного пучка. Инжектируемый пучок, многократно проходя через ускорительную структуру (7), набирает проектную энергию. Синхронное попадание частиц с различных орбит на вход линейного ускорителя достигается выбором определенного соотношения величины ускоряющего поля с индукцией поля в поворотных магнитах и расстояния между ними. Для диагностики тока пучка на каждой орбите установлены датчики тока пучка (11). Коррекция положения пучка на орбитах обеспечивается вертикальными и горизонтальными корректорами (13). Для формирования оптимальной оптики ускорителя на четных орбитах, начиная со второй, установлены квадрупольные триплеты (12). Вывод пучка с какой либо орбиты осуществляется с помощью магнитов системы вывода пучка (14). Функционирование разрезного микротрона обеспечивается рядом систем таких, как система СВЧ питания, система охлаждения, вакуумная система, система высоковольтного питания, система контроля и управления. Основные характеристики разрезного микротрона НИИЯФ МГУ приведены в табл. 1. [1]



Рис. 5. Схема ускорителя РТМ - 70.

Энергия на выходе ускорителя	14.9-67.7 МэВ
Прирост энергии за оборот	4.79МэВ
Ширина энергетического спектра	200КэВ
Нормализованный поперечный эмиттанс	20-30 мрад
Импульсный ток выведенного пучка	До 40мА
Длительность импульса	2-20 мксек
Максимальный коэффициент заполнения рабочего цикла	0.004
Рабочая частота	2856 МГц
Мощность клистрона	импульсная (средняя 6МВт) 25kВт
Напряжение клистрона	54кВ
Индукция поля в поворотных магнитах	0.956 Тл

Таблица 2. Основные характеристики ускорителя РТМ - 70.

После облучения образец переносился на измерительную установку, на которой проводились измерения спектров γ - квантов продуктов фотоядерных реакций.

Основным элементом измерительной установки является коаксиальный детектор из сверхчистого германия (Canberra, GC3019) с эффективностью 30 %. Энергетическое разрешение детектора составляло для энергии 122 кэВ – 0,9 кэВ, для энергии 1,33 МэВ – 1,9 кэВ. Детектор установлен в специальном помещении, расположенном в непосредственной близости от ускорительного зала, что дает возможность проводить измерения спектров остаточной активности образца через несколько минут после окончания облучения. Детектор помещен в свинцовую и медную защиты, что позволяет существенно улучшить фоновые условия измерений. Это особенно важно в связи с тем, что в наших исследованиях низкая активность (мертвое время работы детектора менее 1 процента).

Спектры γ - квантов облученного образца в режиме реального времени записываются в специально созданную базу данных и доступны для обработки сразу после каждого измерения.

3. Методика обработки данных.

Естественная смесь изотопов урана содержит (0.7200%) ^{235}U и (99.2745%) ^{238}U . Облучения проводятся при энергиях 29.1 и 48.3 МэВ. Помимо реакции фоторасщепления при таких энергиях гамма квантов происходят также фотоядерные реакции с вылетом до нескольких нейтронов. В результате фотоделения и фотоядерных реакций в образце образуется огромное число радиоактивных изотопов. Образующиеся в результате указанных реакций изотопы имеют периоды полураспада, лежащие в широком интервале времен.

Идентификация изотопов и определение их количественных характеристик проводится методом гамма – спектроскопии [2]. В общем случае анализ проводится путем измерения активности, энергии и периода полураспада элементов, образовавшихся в результате фоторасщепления. Гамма спектры остаточной активности облученного образца измеряются с помощью HPGe детектора из сверхчистого германия.

После облучения образца снимается ряд спектров в последовательные интервалы времени. Для каждого исследуемого пика определяется значение площади под пиком в соответствующем диапазоне времени. Строится кривая распада. По этой кривой определяется период полураспада. Идентификация радиоактивных изотопов сводится к сопоставлению полученных значений энергии пика и периода полураспада с данными из специализированных баз ядерных данных [3,4].

Для построения кривой распада нужно выбирать измерения с соответствующим интервалом времени. На криой распада дожна быть видна эволюция пика.

Каждый отдельный пик аппроксимируется суммой кривой Гаусса и прямой линии. Кривая Гаусса дает параметры гамма – пика: центроида (энергия пика), интенсивность, ширина и площадь. Прямая линия соответствует комптоновской подложке. В случае перекрывающихся пиков спектр аппроксимируется суммой гауссиан.



Рис. 6. Аппроксимация спектра функциями Гаусса.

После идентификации можно определить выход реакции фотоделения. Для более точного определения выхода с меньшими ошибками необходимо определить площадь пика за интервал времени в несколько раз превышающий период полураспада.

Выходом реакции называется количество реакций происходящих в образце в единицу времени [5].

$$Y(T) = \alpha \int_{0}^{T} \sigma(E_{\gamma}) W(E_{\gamma}, T) dE_{\gamma}$$

 $\sigma(E_{\gamma})$ - эффективное сечение исследуемой фотоядерной реакции, выраженное в см².

 $W(E_{\gamma},T)$ - число фотонов энергии E_{γ} , в единичном интервале энергий тормозного спектра с верхней границей T, отнесенное к единице дозы.

 α - количество исследуемых ядер, отнесенное к 1 см 2 мишени.

В зависимости от способа образования ядра мы можем определять независимый или накопленный выход реакции.

Независимый выход реакции — это выход только по одному каналу реакции (в нашем случае фотоделения).

Накопленный выход — это выход, который включает в себя все способы образования ядра (как деление так и распад родительских ядер).

3.1. Фон на детекторе и естественный распад урана.

Перед облучением был измерен фон детекторе без образца и спектры естественного распада урана (рис. 7).





На рис. 8 показана схема распада изотопов урана. Приведены только несколько первых членов радиоактивного ряда. Цепочки распадов $^{238}_{92}U$ и $^{235}_{92}U$ заканчивается стабильными изотопами свинца $^{206}_{82}Pb$ и $^{207}_{82}Pb$ соответственно. Пики, наблюдаемые в спектре, показаны на рис. 10. Все пики были расшифрованы. Количественные характеристики (активность) в дальнейшем были учтены при расчете выходов. В некоторых случаях происходило наложение пиков от естественного распада с пиками от гамма - переходов в ядрах осколках при делении.

Расшифрованные пики от естественного радиоактивного фона и от распада изотопов урана приведены в таблице 3. Соотношение между пиками соответствует квантовым выходам гамма - переходов и процентному содержанию изотопов в смеси.





Рис. 8. Схемы распадов изотопов урана [6].

Энергия,КэВ	Источник	Энергия, КэВ	Источник
62,95	${ m Th}234+\Phi$ он	608,92	Фон
$72,\!44$	$234\mathrm{mPa}+\Phi$ он	661, 30	Фон
$74,\!60$	Bkg	$742,\!33$	234mPa
83,96	$231\mathrm{Th}+\Phi\mathrm{OH}$	$765,\!94$	234mPa
$86,\!92$	$231\mathrm{Th}+\Phi\mathrm{OH}$	$785,\!83$	234mPa
$89{,}58$	Bkg	880,09	234 Pa
$92,\!13$	Th234	882,75	234 Pa
$92,\!80$	Th234	$910,\!81$	Фон
$94,\!29$	$\Phi_{ m OH}$	921,21	234mPa
$101,\!84$	$231 \mathrm{Th}$	$925,\!56$	234 Pa
$108,\!66$	$235\mathrm{U}$	$945,\!56$	234mPa + 234 Pa
$112,\!39$	Th234	$1000,\!60$	234mPa
130,84	234Pa	1119,96	Фон
$140,\!38$	$235\mathrm{U}$	$1193,\!01$	234mPa
$143,\!30$	$235\mathrm{U}$	$1237,\!64$	Фон
$162,\!90$	$235\mathrm{U}$	$1376,\!82$	Фон
182,14	$235\mathrm{U}$	1408,06	Фон
$185,\!25$	$235\mathrm{U}+\Phi\mathrm{oh}$	1460, 39	Фон
$194,\!40$	$235\mathrm{U}$	$1509,\!20$	234mPa
$201,\!55$	$235\mathrm{U}$	$1593,\!06$	Фон
$204,\!82$	$235\mathrm{U}$	1690,58	Фон
$226{,}51$	234Pa	$1729,\!17$	Фон
$238,\!12$	$\Phi_{ m OH}$	$1737,\!45$	234mPa
257,72	234mPa	$1763,\!99$	Фон
$351,\!00$	$\Phi_{ m OH}$	1846,71	Фон
$294,\!64$	$\Phi_{ m OH}$	$2099,\!89$	Фон
$510,\!43$	Аннигиляционный пик	$2203,\!96$	Фон
$568,\!88$	234Pa	$2447,\!15$	Фон
$582,\!68$	$\Phi_{ m OH}$	$2614,\!47$	Фон
602,32	Фон		

Таблица 3. Расшифоровка спектров естественного распада изотопов урана.

3.2. Реакция ${}^{238}_{92}U(\gamma, n){}^{237}_{92}U$.

Выход этой реакции используется как нормировка для выходов по каналу деления. Облучения проводились при энергии выше порога реакции $^{238}_{92}U(\gamma,n)^{237}_{92}U$. Интегральное сечение этой реации примерно в три раза выше сечения фотоделения. Процентное содержание изотопа $^{238}_{92}U$ в естественной смеси - 99,7%.

В результате реакции ${}^{238}_{92}U(\gamma,n){}^{237}_{92}U$ получается радиоактивное ядро ${}^{237}_{92}U$. Это ядро β^- радиоактивно с периодом полураспада 6.75 дней. После β^- распада ядра ${}^{237}_{92}U$ образуется ядро ${}^{237}_{93}Np$ в возбужденном состоянии. Снятие вобуждения происходит путем испуская гамма - квантов. Линии которые мы видим в наших спектрах это гамма - переходы между уровнями ядра ${}^{237}_{93}Np$. По этим пикам мы и определяем наличие ядра ${}^{237}_{92}U$, и по их эволюции рассчитываем выход реакции ${}^{238}_{92}U(\gamma,n){}^{237}_{92}U$. На рис.9. показана схема распада ядра ${}^{237}_{92}U$.



Рис. 9. Схема распада $^{237}_{92}U.[6]$

При β^- распаде ${}^{237}_{92}U$ в ядре ${}^{237}_{93}Np$ происходит множество переходов. Вероятность распада на определенный уровень и вероятность гамма - перехода определяют вероятность испускания гамма - кванта с определенной энергией.

Gammas from 237U (6.75 d 1)								
Eg, keV	Ig,%	Err Ig, $\%$	Decay mode					
59,5412	34,5	0,8	b-					
64,83	$1,\!282$	$0,\!017$	b-					
164,61	$1,\!86$	$0,\!03$	b-					
208,00	21,2	$0,\!3$	b-					
$267,\!54$	0,712	$0,\!01$	b-					
$332,\!36$	1,2	0,016	b-					

Таблица 4. Гамма - кванты при распаде $^{237}_{92}U$.

В спектрах остаточной активности видны фотопики с такой энергией. Для того чтобы определить действительно ли эти пики соответствуют распаду $^{237}_{92}U$, необходимо оценить период с которым происходит их ослабление. Пик распадается по обычному закону радиоактивного распада.

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}$$

N - число нераспавшихся ядер в момент времени t.

 N_0 - число ядер в момент времени t = 0.

 λ - постоянная распада

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$$

 $T_{1/2}$ - период полураспада (время за которое количество радиоактивных ядер уменьшается в 2 раза).

Если период полураспада совпадает с табличным значением, то мы с полной уверенностью можем говорить, что данный пик соответствует распаду изотопа $\frac{237}{92}U$.



Рис. 10. Кривая распада гамма - линии 59.5 кэВ.

Оценим период полураспада для этой гамма линии. Для этого нужно аппроксимировать кривую распада функцией:

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{ln2 \cdot t_2}{T_{1/2}}}$$

, где параметрами являются N_0 и $T_{1/2}$.

Результаты аппроксимации:

Параметры

$$N_0 = 15044 \pm 87$$

 $T_{1/2} = 158, 6 \pm 2,9$ часа

Период полураспада с хорошей точностью совпадает с табличным значением периода полураспада для изотопа $^{237}_{92}U$ ($T_{1/2} = 162$ часа). Далее расчитаем выход реакции.

3.3.Определение выхода реакции $^{238}_{92}U(\gamma, n)^{237}_{92}U$.



Уравнение описывающее изменение количества радиоактивных ядер во время и после облучения имеет вид:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + y_1$$

или

$$dN_1 = -\lambda_1 N_1 dt + y_1 dt$$

где N₁ - число радиоактивных ядер,

 λ - постоянная распада,

 y_1 - выход реакции. Смысл выхода - число реакций данного типа, происходящих в образце в единицу времени.

Рассмотрим изменение числа радиоактивных ядер на графике (рис. 11):





В промежутке времени $0 - t_1$ происходит накопление и распад изотопов. При $t > t_1$ только распад. В промежутке $t_2 - t_3$ - происходит измерение спетров, с целью получить выход.

Измерение спектров происходит в промежутке времени $t > t_1$. Для этого случая уравнение изменения количества радиоактивных ядер примет вид:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1$$

Решение этого уравнения представляет собой просто закон радиоактивного распада:

$$N_1(t) = N_{10} \cdot e^{-\lambda_1 t}$$

Напомним, что $N_1(t)$ - количество нераспавшихся радиоактивных ядер, N_{10} - число радиактивных ядер на момент окончания измерения (в момент времени t_1).

В гамма - активационных экспериментах измеряется число распадов радиоактивных ядер за какой - то промежуток времени (пропорционально площади пика). Допустим наше измерение происходит в промежутке времени от t_2 до t_3 . Не забудем также о том, что детектор регистрирует не все гамма - кванты, попавшие на него, а также то, что гамма - кванты при распаде ядер излучаются лишь с некоторой вероятностью. Поэтому ввевдем нормировочный коэффициент k_1 . Тогда число распадов, которые мы зафикируем на детекторе (площадь пика) будет:

$$S = k_1 \int_{t_1}^{t_2} \lambda_1 N_1(t) = k_1 \int_{t_1}^{t_2} \lambda_1 N_{10} \cdot e^{-\lambda_1 t} =$$
$$= k_1 N_{10} (e^{-\lambda_1 t_2} - e^{-\lambda_1 t_3})$$

 $k_1 = E_{\gamma} \cdot I_{\gamma}$

где E_{γ} - эффективность регистрации гамма - кванта с определенной энергией детектором. (см. Приложение 1.)

 I_{γ} - квантовый выход для данной гамма линии (вероятность испускания гамма - кванта с определенной энергией). Он определяется вероятностью распада на определенный уровень и вероятностью гамма - перехода при распаде. Обычно приводится в таблицах распада [3,4].

Фитируя этой функцией данные по изменению площади в процессе измерения и используя N_{10} в качестве параметра мы получим значение количества ядер на момент окончания облучения.

Если мы имеем только данные по плошади пика за какой то один большой временной промежуток, то можно число ядер на момент окончания облучения просто посчитать по формуле.

$$N_{10} = \frac{S}{k_1(e^{-\lambda_1 t_2} - e^{-\lambda_1 t_3})}$$

Далее определим выход реакции.

Для получения выхода запишем уравнение изменения количества радиоактивных ядер при $t < t_1$:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 \cdot N_1 + y_1$$

В общем случае это уравнение можно решить, если записать его в виде

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 \cdot N_1(t) + f(t)$$

Тогда решение будет записано в виде:

$$N_1(t) = e^{-\lambda_1 t} \left(\int f(t) e^{-\lambda_1 t} dt + C_1 \right)$$

В нашем $f(t) = y_1$ - не зависит от времени. Мы считает, что ток ускорителя во время облучения не менялся. Тогда для момента времени $t = t_1$ получим решение:

$$N_1(t_1) = e^{-\lambda_1 t_1} \left(\int_0^{t_1} y_1 e^{\lambda_1 t} dt + C \right) = N_{10}$$

Постоянная C = 0. Это следует из того, что до начала облучения в образце не было радиоактивных ядер 1.

$$N_{10} = e^{-\lambda_1 t_1} \cdot y_1 \cdot \frac{1}{\lambda_1} \left(e^{\lambda_1 t_1} - 1 \right)$$

Тогда для выхода получим формулу:

$$y_1 = \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{e^{-\lambda_1 t_1} \left(e^{\lambda_1 t_1} - 1\right)} = \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})}$$

Таким образом, для того чтобы определить выход нам сначала надо по максимальному набору спектров определить количество образовавшихся ядер на момент окончания облучения (процедура фитирования).

Строго говоря, при определениии выхода нужно ввести еще некоторые поправки. В объеме образца происходит поглощение испущенных им же гамма - квантов - самопоглощение. И в зависимости от энергии гамма - квантов самопоглощение будет иметь различные значения. В этом эксперименте мы не учитываем самопоглощение, так как образец очень тонкий (напыленный уран). Учет самопоглощения можно провести, используя моделирование на GEANT4 [10]. Также нужно учесть попраку на мертвое время детектора. При измерении спектров облученого урана мертвое время детектора было порядка десятой доли процента от живого времени, такую маленькую поправку можно не рассматривать.

У нас имеется формула для изменения количества радиоактивных ядер после облучения и количество ядер на момент окончания облучения и формула для выхода реакции. Для последующих вычислений нам понадобится понять как изменятется количество ядер во время облучения:

$$N_1(t) = e^{-\lambda_1 t_1} \int_0^{t_1} y_1 e^{\lambda_1 t} dt = N_{10}, \text{при } t < t_1$$
$$N_1(t) = \frac{y_1}{\lambda_1} \left(1 - e^{-\lambda_1 t} \right) = N_{10} \frac{\left(1 - e^{-\lambda_1 t} \right)}{\left(1 - e^{-\lambda_1 t_1} \right)}$$

Соответственно в момент времени t = 0 число ядер $N_1(0) = 0$, а $N_1(t_1) = N_{10}$.

Еg, кэВ	Ее, МэВ	Y	dY
59,5	29,1	3053526,659	161837
59,5	48,3	1974767,302	126385

Таблица 5. Выход реакции ${}^{238}_{92}U(\gamma, n){}^{237}_{92}U$.

В таблице 5 приведены расчитанные значения выхода. Выход реакции при энергии 29.1 МэВ превышает значение выхода при большей энергии 48.3 МэВ. Период полураспада $^{237}_{92}U$ большой по сравнению со временем облучения, поэтому колебания тока во время облучения на не влияют на выход. Это указывает только на то, что средний ток ускорителя во втором из облучении был значительно ниже чем в первом.

3.4. Расшифровка спектров и определение выходов для реакции фотоделения.

Самая сложная задача при обработке спектров осаточногй актиности реакции деления - это расшифровка гамма - пиков для определения ядер осколков, образовавшихся в результате деления.



Рис.12. Спектры остаточной активности сразу после облучения, через 1 и 6 дней после облучения.[11]

На рис. 12 показаны спектры остаточной активности сразу после облучения, через 1 и 6 дней после облучения.

Перечислим критерии, которым должны подчиняться пики при расшифровке спектров остаточной активности.

• Осколки, образующиеся при делении - радиоактивные. Следовательно при распаде они излучают гамма - кванты. Ядро, образующееся в результате деления идентифицируется по энергии пика и его периоду полураспада.

- Радиоактивные изотопы имеют много возбужденных состояний, соответсвенно много гамма переходов при распаде. В спектрах должны быть видны хотя бы самые интенсивные из них.
- В процессе деления образуются ядра сильно перегруженные нейтронами, которые распадаются либо путем вылета нейтронов либо засчет бета распадов. Следовательно в спектре должны быть гамма переходы от дочерних и родительских изотопов радиоактивного ядра.
- В процессе деления образуется 2 осколка, следовательно должны быть видны гамма переходы от ядер партнеров по делению.

Основной критерий, который должен выполняться при расшифровке это энергия и период полураспада. Если энергия и период полураспада совпадают с табличными, то необходимо, чтобы выполнились другие критерии.

Однако в связи с тем, что ток ускорителя во время облучения был небольшой, то активность образца невелика. (Мертвое время работы детектора уже в начале измерений менее процента). Для некоторых долгоживущих изотопов невозможно построить кривую распада и соотоветственно определить период полураспада. В этом случае радиоактивный изотоп определяется по энергии гамма - перехода. Также в спектре должны быть другие гамма - переходы от распада этого ядра. Причем выход по разным гамма - переходам должен быть одинаковым.

На рис.13. показан расшифрованный спектр остаточной активности измеренный в течении 5 часов сразу после начала облучения. В таблице 6 представлены наиболее интенсивные расшифрованные пики.

Energy, keV	Isotope	T1/2	Energy, keV	Isotope	T1/2
59,2	237-U	6.75 d	388,6	126-I	13.11 d
79,1	134-Te	41.8 m	402,4	87-Kr	$76.3 \mathrm{m}$
149,4	131-Te	$25.0 \mathrm{m}$	462,6	138-Cs	$33.41 \mathrm{~m}$
150,8	85-Krm	4.480 h	529,8	133-I	20.8 h
164,1	237-U	$6.75 { m d}$	555,0	82-Br	35.30 h
165,5	139-Ba	$83.06 \mathrm{m}$	555,4	91-Ym	49.71 m
180,5	134-T	41.8 m	564,7	122-Sb	65,3712h
191,9	101-Mo	$14.61 { m m}$	601,7	120-I	81.0 m
207,7	237-U	$6.75 { m d}$	641,2	142-La	$91.1 \mathrm{~m}$
210,3	134-Te	41.8 m	658,1	97-Nb	$72.1 \mathrm{m}$
228,0	132-Te	76.896 h	667,7	132-Te	3.204 d
249,4	135-Xe	9.14 h	676, 9	105-Ru	4.44 h
267,0	93-Y-39		724,1	105-Ru	4.44 h
277,6	134-Te	41.8 m	743,3	97-Zr	16.91 h
286,0	149-Pm	$53.08 \ h$	749,8	91-Sr	9.63 h
293,0	143-Ce	33.039 h	772,6	132-I	$2.295 { m h}$
293,3	143-Ce	33.039 h	847,2	134-I	$52.5 \mathrm{m}$
296,3	101-Pd	8.47 h	884,2	134-I	$52.5 \mathrm{m}$
298,6	113-Ag	$5.37~\mathrm{h}$	943,4	131-Sb	$23.03 \mathrm{m}$
305,5	105-Rh	$35.36~{ m h}$	1024,2	91-Sr	9.63 h
306,6	101-Tc	$14.22 { m m}$	1131,6	135-I	$6.57~{ m h}$
316,3	105-Ru	4.44 h	1260,8	135-I	6.57 h
364,5	131-I	8.02070 d	1384,4	92-Sr	$2.71 { m h}$

Таблица 6. Расшифоровка спектров остаточной активности.



Рис. 13. Спектры остаточной активности.

В процессе деления радиактивные ядра могут получатся множеством способов. Это может быть деление с образованием нужного нам изотопа, а может этот изотоп получиться в результате рапада на него родительского изотопа, образованного в результате деления. Различные способы образования ядер и переходы между ядрами изобарами показаны на следующей схеме переходов между изобарами (рис. 14).



Рис. 14. Распады ядер изобар с массовым числом A = 134. Проанализируем способ получения различных ядер при делении. $^{134}_{52}Te(\beta^-, 41.8min)$

 $^{134}_{52}Te$ может быть получен двумя способами:

- Непосредственно при делении урана.

- Это ядро может получиться при β^- распаде ${}^{134}_{51}Sb(\beta^-, 0.78s)$ и всей предыдущей цепочки β^- распада родительских ядер. Причем родительские ядра получаются непосредственно при делении урана.

Период полураспада ${}^{134}_{51}Sb$ меньше секунды - очень короткий (и всех остальных родительских ядер тоже), поэтому анализируя спектры мы не увидим накопления ядра теллура после облучения. Анализ расчета выхода этого изотопа будет рассмотрен ниже.

В условиях нашего эксперимента мы не сможем определить какая доля ядер теллура образуется непосредственно в результате деления, а какая часть в результате β^- распадов родительских ядер изобар. Выход который мы будем считать будет накопленным (то есть выход, включающий в себя все способы получения ядра).

$$^{134}_{53}I(\beta^-, 52.5min)$$

Последним рассмотрим ядро ${}^{134}_{53}I(\beta^-, 52.5min)$. Оно может получиться двумя способами.

- Непосредственно при делении урана.

- Это ядро может получиться при β^- распаде ядра ${}^{134}_{52}Te(\beta^-, 41.8min)$ и других родительских ядер. Родительские ядра получаются непосредственно при делении урана. Но нас будет интересовать только образование йода из теллура, так как период полураспада других родительских ядер очень короткий. В этом случае также можно определить независимый выход образования йода. Но для этого нужно знать накопленный выход получения ядра теллура и точнее количество ядер теллура на момент окончания облучения засчет любых процессов.

Итак видно, что в процессе деления радиактивные ядра могут получатся множеством способов. От того как образуется ядро зависит та информация, которую мы сможем получить о реакции. В одних случаях мы можем рассчитать независимый выход образования ядра только в результате деления, в других только накопленный (и таких случаев больше). В зависимости от способа образования ядра будут меняться формулы для расчета выходов реакций и формулы для определения периодов изотопов.

На примере этих двух ядер изобар мы будем рассматривать методику расчета выхода.

3.5. Один канал образования ядра $\binom{134}{52}Te$).

Выше было показано, что ядро теллура может быть получено как в результате деления, так и в результате распада на него родительских ядер. Однако период полураспада родительских ядер - изобар крайне низкий поэтому мы не различим эти два канала.



В этом случае уравнение изменения количества радиоактивных ядер во время и после облучения будет иметь вид:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 \cdot N_1 + y_1$$

Здесь y_1 - накопленный выход ядер ${}^{134}_{52}Te$.

Аналогичное уравнение мы получили при анализе реакции $^{238}_{92}U(\gamma,n)^{237}_{92}U$. Поэтому без выкладок можно сразу написать решения:

Формула изменения количества радиоактивных ядер после облучения (для оценки периода полураспада):

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{ln2 \cdot t_2}{T_{1/2}}}$$

Формула для определения количества ядер на момент окончания облучения (напомним, что этой функцией нужно профитировать кривую распада для получения N_{10})

$$N_{10} = \frac{S}{k_1(e^{-\lambda_1 t_2} - e^{-\lambda_1 t_3})}$$

Зная N_{10} мы можем определить выход реакции: $y_1 = \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})}$

В качестве примера использования этих формул рассмотрим определение выхода для ядра $^{134}_{52}Te$.

Ядро ${}^{134}_{52}Te \beta^-$ радиоактивно с периодом полураспада 41.8 минут. ${}^{134}_{52}Te$ распадается на ядро ${}^{134}_{53}I$ в возбужденном состоянии. По гамма - переходам в йоде мы сможем определить наличие ядра теллура в спектре. При распаде ${}^{134}_{52}Te$ испускается несколько высокоинтенсивных гамма - квантов (таблица 7.). Наличие в спектре всех этих линий с соответствующей интенсивностью подтверждает, что образовался именно ${}^{134}_{52}Te$. Также необходимо, чтобы период полураспада по этим линиям совпадал с табличным.

Gamm	Gammas from 134 Te (41.8 min)									
Eg, keV	Ig,%	Err Ig,%	Decay mode							
79.445	20.9	0.6	b-							
180.891	18.3	0.6	b-							
210.465	22.7	1.2	b-							
277.951	21.2	0.9	b-							
435.06	18.9	0.9	b-							
742.586	15.3	0.6	b-							
767.20	29.5	1.2	b-							

Таблица 7. Гамма - кванты при распаде $^{134}_{52}Te$.

Рассмотрим эволюцию пика $E_{\gamma} = 277.951$ кэВ.



Рис. 15. Распад гамма - пика 79.445 кэВ.

Параметры	
$T_{1/2} = 43.43 \pm 5.6$ минут	

Экспериментально определенный период полураспада совпадает с табличным значением $T_{1/2} \binom{134}{52} Te = 41.8$ мин.

А	Ζ	Isotope	Е	Y	Err	Y norm	Dy
134	52	Te	29,1	48115	4476	0,01576	0,00147
			48,3	27956	1817	$0,\!01416$	0,00092

Таблица 8. Выход реакции фотоделения с образование
м $^{134}_{52} Te.$

Для определения выходов выбраны те пики из гамма переходов на ${}^{134}_{52}Te$, которые не складываются с фоном или гамма переходами при распаде других ядер осколков. Определенный таким образом выход ${}^{134}_{52}Te$ будет накопленным, с учетом распада на него всех родительских ядер.

3.6. Два канала образования ядра $\binom{134}{53}I$



Случай, когда можно разделить сколько ядер образовалось в результате деления, а сколько в результате распада на него родительских ядер.

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + y_1 \\ \\ \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 + y_2 \end{cases}$$

 λ_1, λ_2 - постоянные распада,

 y_1 , - накопленный выход образования ядра 1 (${}^{134}_{52}Te$),

 y_2 , - независимый выход образования ядра 2 $\binom{134}{53}I$ в результате деления,

N₁₀, N₂₀ количество ядер 1 и 2 на момент окончания облучения.

Способ решения такого вида уравнений описан в статье, доступной по ссылке http://depni.sinp.msu.ru/ĥatta/metodika.pdf.

Нужно записать уравнение в виде:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + f(t)$$

Тогда решение будет записано в виде:

 $N_2(t) = e^{-\lambda_2 t} \left(\int f(t) e^{\lambda_2 \tau} d\tau + C_2 \right)$

Первое уравнение решено в предыдушем разделе, поэтому его решение мы приводить не будем.

Как и в случае для одного канала образования ядра разобьем эксперимент на несколько временных промежутков. В промежутке времени $0 - t_1$ происходит накопление и распад изотопов (облучение). При $t > t_1$ образец переносится на детектор и происходит измерение спектров. В промежутке $t_2 - t_3$ - происходит измерение спетров, с целью получить выход.

Измерение спектров происходит в промежутке времени $t > t_1$. Для простоты будем считать что $t_1 = 0$. Для этого случая уравнение изменения количества радиоактивных ядер примет вид:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1$$

$$N_{2}(t) = e^{-\lambda_{2}t} \left(\int_{0}^{t} f(t)e^{\lambda_{2}\tau}d\tau + C_{2} \right) = e^{-\lambda_{2}t} \left(\int_{0}^{t} \lambda_{1}N_{10}e^{(\lambda_{2}-\lambda_{1})\tau}d\tau + C_{2} \right) = N_{2}(t) = e^{-\lambda_{2}t} \cdot C_{2} + e^{-\lambda_{2}t} \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{2}-\lambda_{1}}N_{10} \cdot \left(e^{(\lambda_{2}-\lambda_{1})t}-1\right) = e^{-\lambda_{2}t} \cdot C_{2} + \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{2}-\lambda_{1}}N_{10}e^{-\lambda_{1}t} - \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{2}-\lambda_{1}}N_{10}e^{-\lambda_{2}t}$$

 $N_2(0) = N_{20} \implies C_2 = N_{20}$. Окончательно для изменения числа радиоактивных ядер 2 после облучения получим формулу, с помощью которой можно сразу оценить период полураспада этого ядра:

$$N_2(t) = e^{-\lambda_2 t} \left(N_{20} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \right) + e^{-\lambda_1 t} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10}$$



Рис. 16. Изменение количества радиоактивных ядер после облучения для случая двух каналов образования ядра.

Мы измеряем плошадь пиков, то есть число распавшихся радиоактивных ядер за время от t_2 до t_3 . Вернемся к старым обозначениям. Здесь t_2 и t_3 время от начала облучения.

$$S(t_{2}, t_{3}) = k_{2} \int_{t_{2}}^{t_{3}} \lambda_{2} N_{2}(t) dt = k_{2} \lambda_{2} \int_{t_{2}}^{t_{3}} \left(e^{-\lambda_{2}t} N_{20} - \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{2} - \lambda_{1}} e^{-\lambda_{2}t} N_{10} + \frac{\lambda_{1}}{\lambda_{2} - \lambda_{1}} e^{-\lambda_{1}t} N_{10} \right) dt = \frac{S(t_{2}, t_{3})}{k_{2}} = N_{20} (e^{-\lambda_{2}t_{2}} - e^{-\lambda_{2}t_{3}}) - \frac{N_{10}\lambda_{1}}{\lambda_{2} - \lambda_{1}} (e^{-\lambda_{2}t_{2}} - e^{-\lambda_{2}t_{3}}) + \frac{N_{10}\lambda_{2}}{(\lambda_{2} - \lambda_{1})} (e^{-\lambda_{1}t_{2}} - e^{-\lambda_{1}t_{3}})$$
$$N_{20} = \frac{S(t_{2}, t_{3})}{k_{2}(e^{-\lambda_{2}t_{2}} - e^{-\lambda_{2}t_{3}})} + \frac{N_{10}\lambda_{1}}{\lambda_{2} - \lambda_{1}} - \frac{N_{10}\lambda_{2}}{\lambda_{2} - \lambda_{1}} \cdot \frac{(e^{-\lambda_{1}t_{2}} - e^{-\lambda_{1}t_{3}})}{(e^{-\lambda_{2}t_{2}} - e^{-\lambda_{2}t_{3}})}$$

Первый член этой функции отвечает за распад ядра 2 без накопления. Оставшиеся два члена учитывают накопление ядер 2.

При расчете количества ядер нужно быть очень аккуртным, так как на результат влияет очень много параметров, в каждом из которых заложены свои ошибки.

Профитировав этой функцией данные из спектров мы получим значение N₂₀, причем все остальные параметры считаются известными.

Далее определим выход реакции с образованием ядра 2.

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 + y_2$$

$$N_2(t_1) = e^{-\lambda_2 t_1} \left(\int_0^{t_1} \left(\lambda_1 N_1(t) + y_2 \right) e^{\lambda_2 t} dt + C2 \right) = N_{20}$$

С помощью специального математического программного обеспечения можно численно решить этот интеграл относительно y_2 .

 $N_1(t) = N_{10} \frac{\left(1 - e^{\lambda_1 t_1}\right)}{\left(1 - e^{\lambda_1 t}\right)}$ - изменение количества ядер 1 во время облучения. $N_2(0) = 0 \Longrightarrow C_2 = 0$

$$\begin{split} N_2(t_1) &= e^{-\lambda_2 t_1} \int_0^{t_1} \left(\lambda_1 N_{10} \frac{\left(1 - e^{-\lambda_1 t}\right)}{\left(1 - e^{-\lambda_1 t_1}\right)} + y_2 \right) e^{\lambda_2 t} dt = N_{20} = \\ N_{20} &= e^{-\lambda_2 t_1} \left(\frac{\lambda_1 N_{10}}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}} \cdot \int_0^{t_1} \left(1 - e^{-\lambda_1 t}\right) e^{\lambda_2 t} dt + \int_0^{t_1} y_2 e^{\lambda_2 t} dt \right) \\ &= e^{-\lambda_2 t_1} \frac{\lambda_1 N_{10}}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}} \cdot \left(\frac{1}{\lambda_2} (e^{\lambda_2 t_1} - 1) - \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{(\lambda_2 - \lambda_1) t_1} - 1) \right) + \frac{y_2 \cdot (1 - e^{\lambda_2 t_1})}{-\lambda_2} = \end{split}$$

$$= y_1 \cdot \frac{\lambda_2 (1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1 (1 - e^{-\lambda_1 t_2})}{\lambda_2 (\lambda_2 - \lambda_1)} + \frac{y_2 \cdot (1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{\lambda_2} = N_{20}$$

$$y_2 = \frac{\lambda_2 N_{20}}{1 - e^{-\lambda_2 t_1}} - y_1 \frac{\lambda_2 (1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1 (1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{(\lambda_2 - \lambda_1)(1 - e^{-\lambda_2 t_1})}$$

Таким образом мы можем рассчитать независимый выход ядра 2, если знаем выход ядра 1. Но если мы ничего не знаем о выходе ядра 1 (или примем $y_1 = 0$), то мы получим формулу для выхода с одним каналом образования ядра. Тогда посчитанный выход будет накопленным.

Примером расчета периода полураспада и выхода для процесса с накоплением будет образование радиоактивного изотопа $^{134}_{53}I$.



Рис. 17. Кривая распада гамма - пика 847 кэВ.

Параметры
$N_{10} = 1980 \pm 340$
$N_{20} = 613 \pm 100$
$T^1_{1/2} = 41, 3 \pm 4, 9$ мин
$T_{1/2}^2 = 41,9 \pm 7,6$ мин

Для пика с энергией 847 кэВ период полураспада близок к табличному значению периода полураспада радиоактивного ${}^{134}_{53}I$. Для пика 884 кэВ получаются $T^2_{1/2} = 48,9 \pm 5$ мин.

Α	Ζ	Isotope	Е	Y	Err	Y norm	Dy
134	53	Ι	29,1	15036	1399	0,00492	0,00046
			48,3	7683	371	0,00389	0,00019

Таблица 9. Независимый выход реакции фотоделения с образованием $^{134}_{52}Te$.

3.7. Массовое и зарядовое распределение.

Результатом нашей работы является построение массовых и зарядовых распределений при различных энергиях возбуждения ядра в реакции фоторасщепления естесственной смеси изотопов урана.

Массовое распределение - это зависимость выходов (или сечения образования) от массового числа продуктов деления. Причем для каждого массового числа в выход входят независимые (или накопленные) выходы для всех ядер изобар с данным массовым числом. В англоязычной литературе это называется mass chain yield - имеется ввиду что в выход входят все ядра - изобары, которые могут получиться в результате деления и цепочки их распадов.

На рис.18. в качестве примера приведено массовое распределение для фотоделения тормозными гамма - квантами от ускорителя электронов при различной энергии.

Зарядовое рапределение - зависимость выходов ядер изобар при делении от их заряда. Понятно, что не зная зарядового распределения мы не сможем построить массового. Для каждого массового числа мы в наших данных имеем 1 - 2 ядра изобара. Об остальных ядрах изобарах для данного массового числа мы не знаем. Поэтому сначала надо разобраться с тем как получить зарядовое распределение.

Во многих экспериментальных [например 13,14] и теоретических [например 15,16] работах показано, что зарядовое распределение при делении хорошо описывается распределнием Гаусса. Для фотоделения это показано в работе [13]. Отклонение от Гаусового распределния наблюдается лишь при спонтанном делении и делении при низкой энергии возбуждения ядра (деление под действием тепловых нейтронов).

В нашей работе мы будем использовать функцию Гаусса следующего вида [12]:

$$y_{A,Z} = \frac{y_A}{\sqrt{C\pi}} \cdot e^{-\frac{(Z-Z_p)^2}{C}}$$

где $y_{A,Z}$ - независимый выход образования ядра (A, Z).

*у*_{*A*} - суммарный выход ядер изобар с данным массовым числом.

*Z*_{*p*} - наиболее вероятный заряд.

С - параметр ширины распределения.



Рисунок 18. Массовое распределение для фотоделения $^{235}_{92}U$ при энергии ускорителя электронов 12, 15, 20, 30 и 70 МэВ [20].

Параметр ширины не зависит от массового числа ядер [14 и др.]. В разных работах показано, что параметр ширины не зависит также и от энергии возбуждения ядра. В работе [17] это показано для фотоделения в области энергий от 12 до 70 МэВ. Это явление объясняется с помощью scission - point модели [18]. В разных работах приводят различные (но близкие) значения параметра ширины: 0.93 ± 0.06 [7], 1.00 ± 0.12 [2] и т.д.

В распределении Гаусса мы имеем три параметра - y_A , Z_p и C. Для каждого зарядового распределния у нас есть не более двух точек. Поэтому оценить параметр ширины в нашем эксперименте мы скорее всего не сможем, нужно будет брать его из какой либо работы либо подгонять по всем данным. Его можно рассчитать только, если у нас для какого либо массового числа будет выход для трех ядер изобар.

Зная параметр ширины мы уже можем оценить наиболее вероятный заряд и суммарный выход. Также можно рассчитать отклонение наиболее вероятного заряда при переходе от одного заряда к другому:

$$dZ_p = Z_{p_{A1}} - Z_{p_{A2}} = \frac{C}{2(Z_1 - Z_2)} \left(\frac{y_{A_1 Z_1} \cdot y_{A_2 Z_2}}{y_{A_1 Z_2} \cdot y_{A_2 Z_1}}\right)$$

Это отклонение не является постоянным и меняется при переходе от одного массового числа к другому.

Резюмируя можно сказать, что для построения массового распределния нам сначала необходимо оценить параметры зарядового распределния для различных массовых чисел.

Параметры распределния мы оценим, используя наши выходы (независимые и накопленные). Если параметр ширины известен, то чтобы получить y_A и Z_p нам надо иметь две точки для каждого А. Если точка одна, то нужно оценить сначала dZ_p из других данных, а потом уже и суммарный выход.

4. Результаты.

Первая и наиболее сложная задача состояла в том, чтобы провести расшифровку спектров и определить по гамма линиям в спектрах какие радиоактивные ядра получаются при делении. Расшифровка произведена в полном соответствии с критериями введенными в предыдущей главе. В таблице 6 представлены результаты расшифровки.

				29.1	МэВ		48.3 МэВ			
А	Ζ	Изотоп	Y	dY	Ynorm	dY norm	Y	dY	Ynorm	dY norm
82	35	Br	1772	330	0,0006	0,0001	2507	321	0,0013	0,00016
85	36	Kr(m)	5158	183	0,0017	0,0016	18009	6918	0,0091	0,00350
87	36	Kr	12981	1254	0,0043	0,0004	7987	955	0,0040	0,00048
91	39	Y(m)	0	0	0,0000	0,0000	0		0,0000	0,00000
91	38	Sr	34337	642	0,0112	0,0002	0		0,0000	0,00000
92	38	Sr	32176	1470	0,0105	0,0005	25479	936	0,0129	0,00047
92	39	Y	4516	497	$0,\!0015$	0,0002	2830	218	0,0014	0,00011
97	40	Zr	20208	1902	0,0066	0,0006	14774	415	$0,\!0075$	0,00021
97	41	Nb	13440	742	0,0044	0,0002	2424	230	0,0012	0,00012
101	42	Mo	40825	3842	0,0134	0,0013	38310	2987	0,0194	0,00151
101	43	Tc	21832	1965	$0,\!0458$	0,0044	19303	3647	0,0098	0,00185
105	44	Ru	21488	1602	0,0070	0,0005	20592	1980	0,0104	0,00100
105	45	Rh	22649	1689	0,0074	0,0006	21674	858	0,0110	0,00043
113	47	Ag	5834	3130	0,0019	0,0010	3781	1310	0,0019	0,00066
115	48	Cd	3731	1930	0,0012	0,0006	1376	445	0,0007	0,00023
122	51	Sb	4828	520	0,0016	0,0002	1594	686	0,0008	0,00035
126	53	Ι	14246	2124	$0,\!0047$	0,0007	13628	262	0,0069	0,00013
131	53	Ι	10394	923	0,0034	0,0003	24474	1475	0,0124	0,00075
131	52	Te	34496	2270	0,0113	0,0007	16818	673	0,0085	0,00034
132	53	Ι	10122	10	0,0033	0,0004	3925	361	0,0020	0,00018
132	52	Te	40490	39	$0,\!0133$	0,0012	36987	247	0,0187	0,00012
133	53	Ι	50569	251	0,0166	0,0014	0		0,0000	0,00000
134	52	Te	48115	4476	$0,\!0158$	0,0015	27956	1817	0,0142	0,00092
134	53	Ι	15036	1399	0,0049	0,0005	7683	371	0,0039	0,00019
135	53	Ι	40296	1052	0,0132	0,0003	33094	3779	0,0168	0,00191
135	54	Xe	25185	657	0,0082	0,0002	14589	1200	$0,\!0074$	0,00061
139	56	Ba	39486	1973	0,0129	0,0008	32726	1273	0,0166	0,00064
142	57	La	35938	1648	0,0118	0,0005	25359	2114	0,0128	0,00107
143	58	Ce	32662	121	0,0107	0,0033	31838	320	0,0161	0,00016
149	61	Pm	17257	4607	$0,\!0057$	0,0015	11232	3239	$0,\!0057$	0,00164
237		U	3053526	161836	1,0000	$0,\!0530$	1974767	126385	1	0,06400

Таблица 10. Выходы для отдельных изотопов.

Кривые распадов по этим гамма переходам приведены в приложении 2. На самом деле в каждом спектре имеется порядка ста пятидесяти линий. Причем многие гамма - пики видны только при очень длительных измерениях. Расшифрована большая часть из них. Причин, по которым некоторые из гамма пиков не удалось точно идентифицировать может быть несколько. Одна из причин состоит в том, что гамма - переходы от распадов разных ядер могут иметь одинаковую энергию, и разные периоды полураспада. Пик в спектре получается в результате наложения этих переходов. Его период полураспада не соответствует ни одному из ядер. Другой причиной может быть истинное сложение пиков от одного радиоактивного ядра. Истинное сложение в нашей задаче является важным фактором, так как образец находился вплотную к окну детектора. В ближней геометрии измерений также велика вероятность случайного сложения пиков от разных радиоактивных ядер. Эта вероятность тем больше, чем больше активность образца.

Следующая цель работы это определение выходов ядер осколков и построение зарядовых распределений.

Выходы радиоактивных ядер могут быть накопленые и независимые. В тех случаях когда имеется пики в спектре от двух и более ядер изобар можно построить зарядовое распределение и определить полный выход по массовому числу как площадь функции Гаусса, которой описывается это распределение.

На рис. 19 приведены зарядовые распределения для массового числа 134 и 105 при разных энергиях облучения. Параметры этих распеделений приведены в таблице 10. Ширина распределения выбиралась равной 1. В методике эксперимента описана причина этого выбора. Постренное затем массовое распределние указывает на правильность выбора такого способа определения выходов.



Рисунок 19. Зарядовое распределение для A = 105 и A = 134.

A = 92		A = 97		$\mathbf{A} =$	101	A = 105	
Zeff	38,0	Zeff	42,3	Zeff	40,4	Zeff	44,5
Width	1	Width	1	Width	1	Width	1
Y	40333	Y	64787	Y	34948	Y	45601
$\mathbf{A} =$	131	A = 132		A =	134	$\mathbf{A} =$	135
Zeff	52,2	Zeff	52,2	Zeff	52,2	Zeff	53,4
Width	1	Width	1	Width	1	Width	1
1			1		1	1	

Таблица 11. Параметры зарядовых распредеелний при энергии 29.1 МэВ.

A = 92		A = 97		$\mathbf{A} =$	101	A = 105		
Zeff	38,0	Zeff	40,0	Zeff	42,3	Zeff	44,5	
Width	1	Width	1	Width	1	Width	1	
Y	32093	Y	18610	Y	59593	Y	43668	
$\mathbf{A} =$	131	A = 132		$\mathbf{A} =$	134	$\mathbf{A} =$	135	
Zeff	52,6	Zeff	51,9	Zeff	52,2	Zeff	$53,\!3$	
Width	1	Width	1	Width	1	Width	1	
Y	42667	Y	46700	Y	37306	Y	49377	

Таблица 12. Параметры зарядовых распределений при энергии 48.3 МэВ.

В других же случаях выход по массовому числу определялся как накопленный выход последнего в цепочке β^- распадов долгоживущего ядра. Таким образом были определены выходы для радиоактивных ядер симметричного канала деления.

Далее по рассчитанным выходам было постоено массовое распределение.

В таблице 13 приведены значения выходов для разных значений массового числа А. На рисунках 20-22 показано массовое распределение осколков реакции фотоделения при энергиях электронов от ускорителя 29.1 и 48.3 МэВ.

			29.	1 МэВ		48.3 МэВ			
Α	Ζ	Y	dY	Ynorm	dY norm	Y	dY	Ynorm	dY norm
237	92	3053526	2933	1,00000	0,00096	1974767	2933	1,00000	0,00149
82	35	1772	330	0,00058	0,00011	2507	321	0,00127	0,00016
85	36	5158	183	0,00169	0,00015	18009	6918	0,00912	0,00350
87	36	12981	1254	0,00425	0,00041	7987	955	0,00404	0,00048
92	39	40333	4033	0,01321	0,00132	32093	3209	0,01625	0,00163
97	40	34948	5242	0,01145	0,00172	18610	2792	0,00942	0,00141
101	43	64787	7127	0,02122	0,00233	59593	6555	0,03018	0,00332
105	44	45601	4560	0,01493	0,00149	43668	4367	0,02211	0,00221
113	47	5834	3130	0,00191	0,00103	3781	1310	0,00191	0,00066
115	48	3731	1930	0,00122	0,00063	1376	275	0,00070	0,00014
122	51	4828	966	0,00158	0,00032	1594	445	0,00081	0,00023
126	53	14246	2124	0,00467	0,00070	13628	686	0,00690	0,00035
131	53	46839	4684	0,01534	0,00153	42667	4267	0,02161	0,00216
132	53	53193	4787	0,01742	0,00157	46700	4203	0,02365	0,00213
134	53	65820	7240	0,02156	0,00237	37306	4104	0,01889	0,00208
135	53	67672	8121	0,02216	0,00266	49377	5925	0,02500	0,00300
139	56	39486	1973	0,01293	0,00065	25359	1273	0,01284	0,00064
142	57	35938	1648	0,01177	0,00054	32726	2114	0,01657	0,00107
143	58	32662	121	0,01070	0,00004	31838	3191	0,01612	0,00162
149	61	17257	4607	0,00565	0,00151	11232	3239	0,00569	0,00164

Таблица 13. Сумарные выходы в зависимости от массового числа.

Ее = 29,1 МэВ



Рисунок 20. Массовое распределение при энергии 29.1 МэВ.



Ее = 48,3 МэВ

Рисунок 21. Массовое распределение при энергии 48.3 МэВ.



Рисунок 22. Сравнение массовых распределений при энергиях 29.1 и 48.3 МэВ.

Вид массовых распределений свидетельствует о том, что при этих энегриях преобладает ассиметричное деление. ВНа рисунке 20 - 22 массовые распределения нормированы на выход реакции $^{238}_{92}U(\gamma,n)^{237}_{92}U$. Это сделано для того, чтобы можно было сравнивать выходы реакций при различной энергии облучения. Распределения имеют практически одинаковые параметры. Выход симметричного деления при этих энергиях на порядок ниже ассиметричного канала, что соответсвует другим исследованиям на тормозных пучках [19, 20].

Преобладание ассиметричного канала фотоделения связано с оболочечной структурой ядра. Ядро урана пытается раздлиться таким образом, чтобы его осколки имели полностью заполненные оболочки.

5. Заключение.

В работе проанализированы экспериментальные данные, полученные в эксперименте по облучению естественной смеси изотопов урана тормозными гамма - квантами с максимальной энергией 29.1 и 48.3 МэВ. К основным результатам работы относятся:

Проведена расшифровка спектров остаточной активности после облучения. Расшифровано более ста пиков в спектре. эти гамма пики включабт пики от фонового излучения, естественного распада изотопов урана, гамма - переходы от распада радиоактивных осколков фотоделения, гамма переходы от распада изотопа ²³⁷₉₂U образованного в результате реакции ²³⁸₉₂U(γ, n)²³⁷₉₂U.

Часть пиков нерасшифрована. Возможая причина, почему их не удалось идентифицировать заключается в наложении гамма - переходов от разых осколков, либо с эффектом каскадного и случайного сложения гамма - пиков.

- Расчитаны выходы реакци
и $^{238}_{\ 92}U(\gamma,n)^{237}_{\ 92}U$ и выходы ядер осколков реакции фотоделения.
- Построено зарядовое распределение ядер изобар, получившихся в результате фотоделения при разных энергиях облучения. Ширина зарядовых распределений взята равной 1 в единицах заряда. Получены с помощью зарядовых распределений интегральные выходы ядер изобар и эффективные для массовых чисел A = 92, 97, 101, 105, 131, 132, 134 и 135.
- Построено массовое распределние осколков реакции фотоделения при энергиях электронов от ускорителя 29.1 и 48.3 МэВ. При этой энегрии преобладает ассиметричное деление, что связано с оболочечной структурой ядра.

6. Список литературы.

[1]. V.I. Shvedunov, A.N. Ermakov, I.V. Gribov, E.A. Knapp, G.A. Novikov, N.I. Pakhomov, I.V. Shvedunov, V.S. Skachkov, N.P. Sobenin, W.P. Trower and V.R. Yajlijan, A 70 Mev racetrack microtron, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 550, Issues 1-2, 11 September 2005, Pages 39-53.

[2]. G. R. Gilmore. Practical gamma - ray spectrometry. John Wiley & Sons. 2008

[3]. http://ie.lbl.gov/toi/

[4]. http://www.nndc.bnl.gov/

[5]. Ишханов. Б. С., Капитонов. И.М., Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. Москва, Издательство Московского университетата, 1979.

[6]. Gamma ray spectrum catalogue id.inel.gov/gamma/

[7]. J,PR/C,21,1215,1984

[8]. J,PR/C,14,1058,1976

[9]. http://depni.sinp.msu.ru/ hatta/metodika.pdf

[10]. http://geant4.cern.ch/

[11]. Автоматизированная система накопления и анализа данных g- активационного анализа. Препринт НИИЯФ МГУ. 2006.

- [12]. Phys. Rev. C 57, 178. (1998)
- [13]. Nucl. Phys. A560, 689 (1993)
- [14]. Phys. Rev. 126, 1112 (1962)
- [15]. Phys. Rev. Lett. 35, 353 (1975)
- [16]. Phys. Rev. C 27, 2720 (1983)
- [17]. Phys. Rev. C 21, 629. (1980)
- [18]. Phys. Rev. C 14, 1832. (1976)
- [19]. Physics of Atomic Nuclei, 2008, Vol. 71, No. 1, pp. 27–35.
- [20]. Phys. Rev. C 21, 237. (1980)

Приложение 1. Эффективность детектора.

Облучение проводилось на разрезном микротроне РТМ - 70. Используется смоделированная эффективность регистрации гамма - квантов детектором. Моделирование проводилось с помощью библиотеки GEANT4.

Параметры моделирования - это размер облучаемой области, на выходе ускорителя пучок электронов представляет собой круг радиусом 0.5 - 1 см. Размер облучаемой области зависит от расстояния между торможзной мишенью и облучаемым образцом. Образец ставился вплотную за тормозной мишенью. Тормозная мишень сделана из вольфрама, толщиной 2.5 мм. Еще один параметр моделирования - расстояние от мишени из урана до детектора.

Проведено несколько моделирований с различными параметрами. В моделировании не учитывалось самопоглощение в мишени. Излучение с поверхности диска происходит изотропно.



Рис. п.1. Эффективность детектора для протяженной мишени.

На рис. п.1 представлена эффективность детектора для протяженной мишени (моделирование на GEANT4). Видно как сильно зависит эффективность от параметров моделирования.

Чтобы выбрать параметры моделирования необходимо сравнить смоделированные эффективности с экспериментальными. Для построения экспериментальной эффективности можно использовать спектры необлученного урана.

В качестве первого приближения выбран случай с источником размером 1 см находящемся вплотную к детектору. Чтобы рассчитывать выходы надо эту эффективность аппроксимировать функцией.

Аппроксимация эффективности полиномом:

$$Eff = a_0 + a_1 E_{\gamma} + a_2 E_{\gamma}^2 + a_3 E_{\gamma}^3 + a_4 E_{\gamma}^4 + a_5 E_{\gamma}^5 + a_6 E_{\gamma}^6$$

40 - 200 кэВ	200 - 2000 кэВ	2000 - 3000 кэВ
-0,34523	0,39763	-52,1691
8,6856	-1,50611	128,09916
48,19782	2,92292	-130,35733
-1720,91463	-3,10999	70,42133
13348,15017	1,83795	-21,30334
-45204,29211	-0,56528	3,42201
58563,2782	0,07047	-0,22805

Таблица п.1. Коэффициенты полинома, аппроксимируещего эффективность.



Рис. п.2. Сравнение смоделированной эффективности и полинома.



$$T_{1/2}(exp) = 4.7h \pm 0.14h$$

 $T_{1/2}(table) = 4.48h$
 $N_{10}(exp) = 889.68 \pm 22.6$





¹³²Te

E=227.9/Kev									
	t2	t3	- I	ΔI					
1	0	36166	1503,9	46.54					
2	36166	72332	1382.68	43.62					
3	72332	108498	1250,91	40.9					
4	108498	144664	1172.4	39,61					
5	144664	180830	1064.9	37.93					
6	180830	216996	981.8	36,57					
7	216996	253162	894,99	36,11					
8	253162	289328	795,58	34,71					
9	289328	325494	776,52	34.48					
10	325494	361660	645	32,17					
SUM			10468,68	382.64					



 $T_{1/2}(exp) = 78.25h \pm 3.71h$ $T_{1/2}(table) = 76.896h$ $N_{10}(exp) = 1653 \pm 37.7$

¹⁰⁵Ru

E=676	6.91Kev					
	t2	t3	I	Δ١	120 -	Т
1	0	10849.2	105,33	14.04	- 100 -	¹⁰⁵ Ru
2	10849.2	21698.4	57,79	10,24	80 - 2	
3	21698.4	32547,6	33,39	8,66	- 09 div	
4	32547.6	43396.8	29,6	8,29	40 -	
5	43396.8	54246	15.81	7.02	20 -	
SUM			241.92	48,25	0-100	00 20000 30000 40000 50000 80000
				-		Time, sec

$$T_{1/2}(exp) = 4.34h \pm 0.75h$$

 $T_{1/2}(table) = 4.44h$
 $N_{10}(exp) = 162 \pm 30.6$

¹³¹Te



 $T_{1/2}(exp) = 42.6m \pm 3.68m$ $T_{1/2}(table) = 25m$ $N_{10}(exp) = 1217 \pm 86.9$



 $T_{1/2}(exp) = 108.31m \pm 11.22m$ $T_{1/2}(table) = 83.06m$ $N_{10}(exp) = 1056 \pm 79.9$

¹³⁹Ba



E=249.44Kev

	t2	t3	1	ΔI
1	0	18102.6	3005.28	54.14
2	1 8 1 0 2 .6	36205.2	3003.88	53.03
3	36205.2	54307.8	2675.88	50.36
4	54307.8	72410.4	2116.58	45.25
5	72410.4	90513	1681.03	41.04
6	90513	108615.6	1170.28	35.17
7	108615.6	126718.2	911.54	31.74
8	126718.2	144820.8	698.25	28.61
9	144820.8	162923.4	473.65	25.05
10	162923.4	181026	351.56	22.78



 $N_{10}(exp) = 18845 \pm 2520.9$







¹⁰¹Tc

E=306.6Kev

	t2	t3	I.	ΔI
1	0	367.5	217.66	14.89
2	367.5	735	169.94	13.21
3	735	1102.5	162.05	13.39
4	1102.5	1470	145.22	12.39
5	1470	1837.5	107.21	10.67
6	1837.5	2205	88.08	10.63
7	2205	2572.5	76.95	9.49
8	2572.5	2940	56.77	8.32
9	2940	3307.5	92.04	11.35
10	3307.5	3675	66.36	9.81



 $T_{1/2}(exp) = 27.86m \pm 2.22m$ $T_{1/2}(table) = 14.22m$ $N_{10}(exp) = 243.7 \pm 14.1$

¹³⁸Cs

E=462	2.55Kev	/			
	t2	t3	1	ΔI	300 -] I
1	0	1197	270.65	23.4	250 - I 138 -
2	1197	2394	204.72	17.74	
3	2394	3591	148.68	15.66	
4	3591	4788	108.21	14.57	
5	4788	5985	71.14	12.59	100 -
6	5985	7182	47.99	9.57	
7	7182	8379	17.76	6.57	
8	8379	9576	27.01	8.9	
		•	•		0 2000 4000 6000 8000 10000
					Time, sec

 $T_{1/2}(exp) = 33.35m \pm 3.03m$ $T_{1/2}(table) = 33.41m$ $N_{10}(exp) = 389 \pm 17$ ¹³³



$$T_{1/2}(exp) = 20.431h \pm 0.83h$$

 $T_{1/2}(table) = 20.8h$
 $N_{10}(exp) = 1551 \pm 41$

¹⁴²La

					- 1
	t2	t3	I	Δ1	1000 - J Į
1	0	5299.4	961.18	35.79	800 - 142
2	5299.4	10598.8	384.41	2 2 .0 1	La
3	10598.8	15898.2	185.75	15.49	
4	15898.2	21197.6	119.96	12.45	
5	21197.6	26497	66.3	10.19	200 -
6	26497	31796.4	32.71	7.26	0-
7	31796.4	37095.8	17.18	5.49	5000 10000 15000 20000 25000 30000 35000 400
					Time, sec

$$T_{1/2}(exp) = 75.13m \pm 4.52m$$

 $T_{1/2}(table) = 91.1m$
 $N_{10}(exp) = 2145 \pm 142.8$

⁹⁷Zr

E=744.	33Kev			
	t2	t3	I	ΔI
1	0	18102.6	1175.35	33.26
2	18102.6	36205.2	989.47	30.37
3	36205.2	54307.8	787.23	27.72
4	54307.8	72410.4	682.69	25.87
5	72410.4	90513	582.78	24.53
6	90513	108615.6	495.59	22.62
7	108615.6	126718.2	432.33	21.09
8	126718.2	144820.8	371.6	20.18
9	144820.8	162923.4	362.58	134.54
10	162923.4	181026	271.01	17.72



 $T_{1/2}(exp) = 21.3h \pm 0.75h$ $T_{1/2}(table) = 16.91h$ $N_{10}(exp) = 1353 \pm 30.3$

⁹¹Sr



$$T_{1/2}(exp) = 10.73h \pm 0.5h$$

 $T_{1/2}(table) = 9.63h$
 $N_{10}(exp) = 312 \pm 10.5$

¹³⁴

	t2	t3	I.	Δ١
1	0	1214.3	159.5	12.73
2	1214.3	2428.6	1 3 5 .6 4	11.42
3	2428.6	3642.9	107.84	10.5
4	3642.9	4857.2	83.37	9.31
5	4857.2	6071.5	57.13	8.41
6	6071.5	7285.8	56.7	8.19
7	7285.8	8500.1	39.65	6.7
8	8500.1	9714.4	26.67	5.76
9	9714.4	10928.7		
10	10928.7	12143	35.18	6.56



 $T_{1/2}(exp) = 60.05m \pm 3.24m$ $T_{1/2}(table) = 52.5m$ $N_{10}(exp) = 208 \pm 7.88$

¹³⁵

E=11	31.64Ke	έv			
	t2	t3	I.	Δ١	180 - 160 -
1	0	10849.2	156.92	13.55	
2	10849.2	21698.4	133.85	12.32	2120-
3	21698.4	32547.6	93.01	10.61	
4	32547.6	43396.8	69.21	9.34	60 -
5	43396.8	54246	48.58	7.6	40 -
6	54246	65095.2	36.03	6.42	20-
7	65095.2	75944.4	19.16	5.36	0
					Time sec

 $T_{1/2}(exp) = 7.04h \pm 0.51h$ $T_{1/2}$ (table) = 6.57h $N_{10}(exp) = 221.6 \pm 12.2$

⁹²Sr

E=1384.35Kev

