

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА «Общей ядерной физики»

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ
«ЗАРЯДОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ЯДЕР-ИЗОБАР ПРИ
ФОТОДЕЛЕНИИ ^{238}U и ^{232}Th »

Выполнил студент

213м группы

АВДОНИН ЕВГЕНИЙ АЛЕКСЕЕВИЧ

Подпись студента

Научный руководитель:

К.ф.-м.н., доцент кафедры общей ядерной физики

КУЗНЕЦОВ АЛЕКСАНДР АЛЕКСАНДРОВИЧ

Подпись научного руководителя

Допущен к защите

Зав. кафедрой _____

Подпись зав. кафедрой

МОСКВА

2023

Содержание

1. Введение	3
2. Методика проведения эксперимента	4
3. Методика обработки данных.....	7
4. Учет живого времени детектора	14
5. Зарядовое распределение продуктов фотоделения	16
6. Обзор существующих экспериментальных данных.....	18
6.1. Работы, посвященные делению ^{238}U	18
6.2. Работы, посвященные делению ^{232}Th	28
6.3. Работы, посвященные делению ^{238}U и ^{232}Th	31
7. Цепочки распадов ядер-изобар	33
8. Расчет выходов продуктов фотоделения ^{238}U	35
8.1. $A=131$	36
8.2. $A=132$	37
8.3. $A=133$	39
8.4. $A=139$	40
9. Сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями гипотез MPE и UCD для фотоделения ^{238}U	41
10. Расчет выходов продуктов фотоделения ^{232}Th	46
10.1. $A=131$	46
10.2. $A=132$	47
10.3. $A=133$	49
10.4. $A=139$	50
10.5. $A=140$	52
11. Сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями гипотезы UCD для фотоделения ^{232}Th	53
12. Итоги и выводы	54
13. Список литературы:	55

1. Введение

Деления атомных ядер – очень сложный процесс. Это явление было открыто много десятилетий назад и с тех пор интерес к его изучению не спадает. Это связано как с фундаментальными вопросами ядерной физики, так и с прикладными аспектами ядерной энергетики.

Существует множество моделей и теорий, описывающих процесс деления атомного ядра, но из-за недостатка экспериментальных данных во многих прикладных исследованиях применяются результаты теоретических расчетов и моделирования. Именно поэтому для уточнения параметров различных существующих моделей необходимо получение новых экспериментальных данных [1].

В настоящей работе выполнено экспериментальное и теоретическое исследование зарядового распределения для ядер-изобар при фотоделении ядер ^{238}U и ^{232}Th . Для измерения выходов осколков деления использовалась методика гамма-активационного анализа. Были получены зарядовые распределения осколков деления для цепочек ядер с массовыми числами: 131, 132, 133, 139 и 140. Проведено сравнение полученных результатов с существующими экспериментальными данными, а именно с результатами работ, выполненных с использованием нейтроноиндуцированного деления, деления под действием тормозных пучков гамма-квантов и пучков протонов. Кроме того, проводилось сравнение с гипотезами неизменного распределения заряда (UCD) и минимума потенциальной энергии (MPE).

Для каждой цепочки распадов ядер-изобар были определены наиболее вероятные заряды Z_p . Отклонение величины Z_p от модели UCD показывает влияние оболочечных эффектов на распределение заряда в процессе деления ядра. Результаты работы сравнивались с существующими экспериментальными данными [2]-[9].

2. Методика проведения эксперимента

Исследование осколков фотоделения ^{238}U и ^{232}Th проводилось в настоящей работе с использованием гамма-активационного метода, то есть метода, в котором анализируется радиоактивность, наведенная в исследуемой мишени потоком γ -квантов от ускорителя. Этот метод позволяет в одном эксперименте определить выходы сразу нескольких осколков фотоделения в цепочке распадов ядер-изобар, что существенно повышает точность полученных результатов.

Эксперименты по облучению мишеней из ^{238}U и ^{232}Th проводились на тормозном пучке импульсного разрезного микротрона РТМ-55 НИИЯФ МГУ с энергией электронов 55 МэВ. Ускоритель электронов РТМ-55 разработан и построен в НИИЯФ МГУ для фундаментальных и прикладных исследований [10]. Среди основных задач этого ускорителя можно выделить прикладные экспериментальные исследования по наработке медицинских изотопов на пучках тормозных гамма-квантов и исследование механизмов фотоядерных реакций. Схема проведения эксперимента показана на рисунке 1.

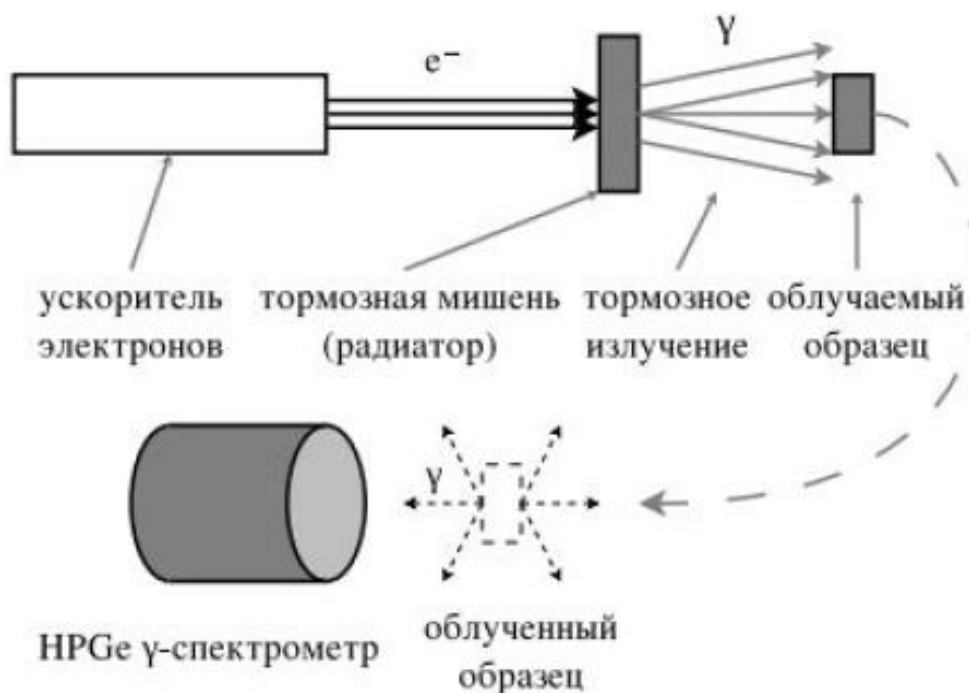


Рис.1. Схема проведения эксперимента.

Мишень, содержащая исследуемые ядра, облучается потоком тормозных γ -квантов, получаемых при бомбардировке тормозной мишени электронами ускорителя. Тормозная мишень представляет собой вольфрамовую пластину толщиной 0,2 мм. После окончания облучения каждая исследуемая мишень перемещается в специальное низкофонное помещение к германиевому гамма-спектрометру, производящему запись спектра остаточной активности. Детектор помещался в специальную свинцовую защиту, что существенно улучшало фоновые условия измерений. В эксперименте проводилось измерение наведенной активности мишеней в диапазоне энергий от 35 кэВ до 3,7 МэВ. Запись спектров остаточной активности начиналась примерно через 2-3 минуты после окончания облучения. Энергетическое разрешение германиевого детектора составляло 0,8 кэВ для энергии гамма-квантов 150 кэВ и 1,9 кэВ для энергии гамма-квантов 1332 кэВ. Полученный спектр γ -квантов позволяет определить продукты распада, образовавшиеся в результате деления ядер ^{238}U и ^{232}Th . Запись спектров остаточной активности длилась несколько месяцев. Это позволило накопить достаточную статистику для работы с относительно долгоживущими радиоактивными продуктами распада. При облучении мишеней происходят многочисленные фотоядерные реакции, продукты которых – радиоактивные ядра. Распад этих ядер сопровождается гамма-излучением, причем энергетический спектр этого вторичного излучения уникален для каждого отдельного радиоактивного изотопа. Таким образом, в процессе обработки экспериментальных данных можно найти и идентифицировать изотопы конкретных химических элементов в спектрах остаточного излучения, зарегистрированных гамма-спектрометром.

Было проведено два эксперимента – облучение мишени из оксида урана естественного изотопного состава и мишени из оксида тория ^{232}Th . Облучаемая мишень представляет собой порошок оксида урана, помещенный в специальный алюминиевый контейнер с размерами 25×25×1,88 мм. Масса

порошка оксида урана составляет 0,613 граммов, а масса урана в мишени - 450 мг. Оксид тория в процессе облучения находился в круглом полистироловом контейнере диаметром 14 мм, высотой 2,7 мм и толщиной стенок 1,5 мм. Масса оксида тория составила 1,77 грамм. Характеристики облучений урановой и ториевой мишеней показаны в таблице 1.

Мишень	Уран	Торий
Начало облучения	11.07.2017 10:46:13	10.12.2018 11:50:10
Конец облучения	11.07.2017 10:59:10	10.12.2018 11:56:55
Время облучения	777 с	405 с
Энергия пучка	55,6 МэВ	
Тормозная мишень	Вольфрам 0,2 мм	

Таблица 1. Характеристики облучения мишеней.

На рисунках 2-4 показаны спектры остаточной активности, записанные в разное время после окончания облучения.

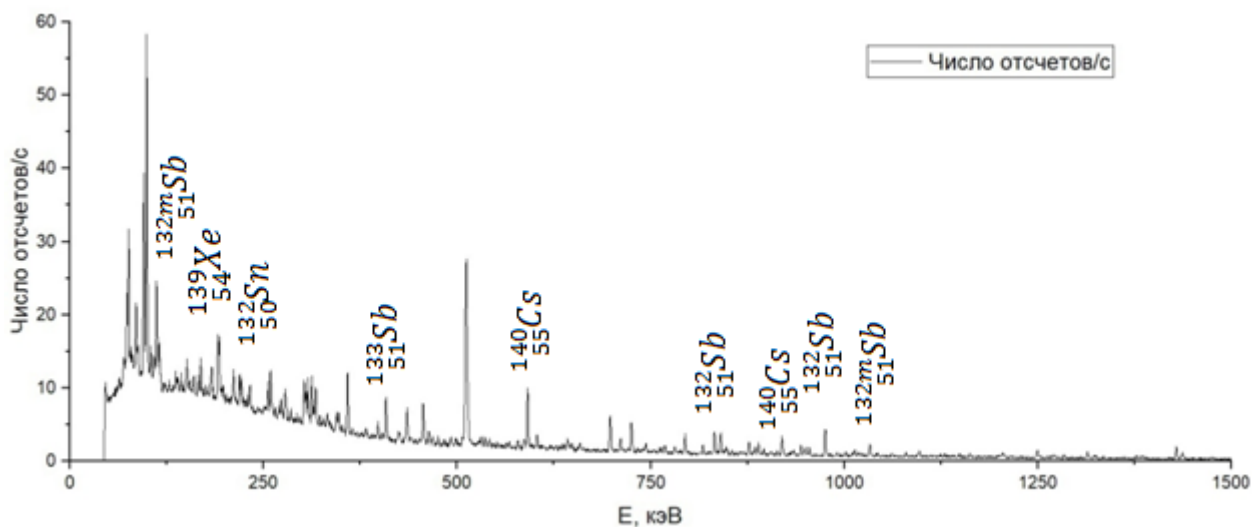


Рис.2. Спектр остаточной активности через 100 секунд после начала изменений.

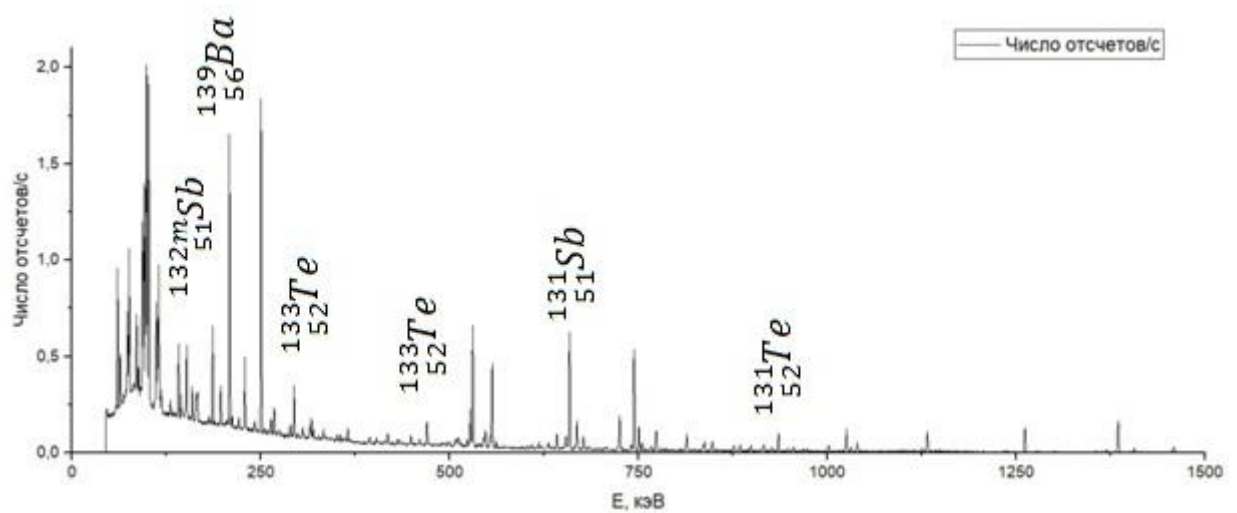


Рис.3. Спектр остаточной активности. Статистика, набранная за 1 час с момента начала измерений.

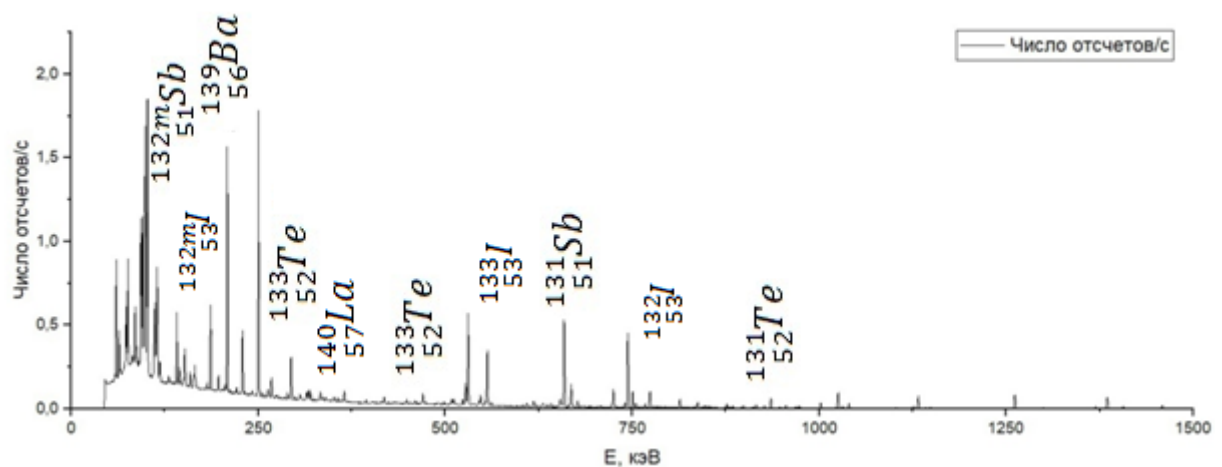


Рис.4. Спектр остаточной активности. Статистика за 10 часов измерений.

На основе анализа этих спектров и изменения интенсивности пиков полного поглощения, обусловленных дальнейшим распадом образовавшихся радиоактивных ядер, рассчитывались выходы различных изотопов.

3. Методика обработки данных

Обработка экспериментальных данных включала в себя расшифровку спектров остаточной активности. В спектрах видны различные фотопики,

каждому из которых соответствует определенная энергия. На рисунке 5 показан пример аппроксимации одного фотопика функцией Гаусса.

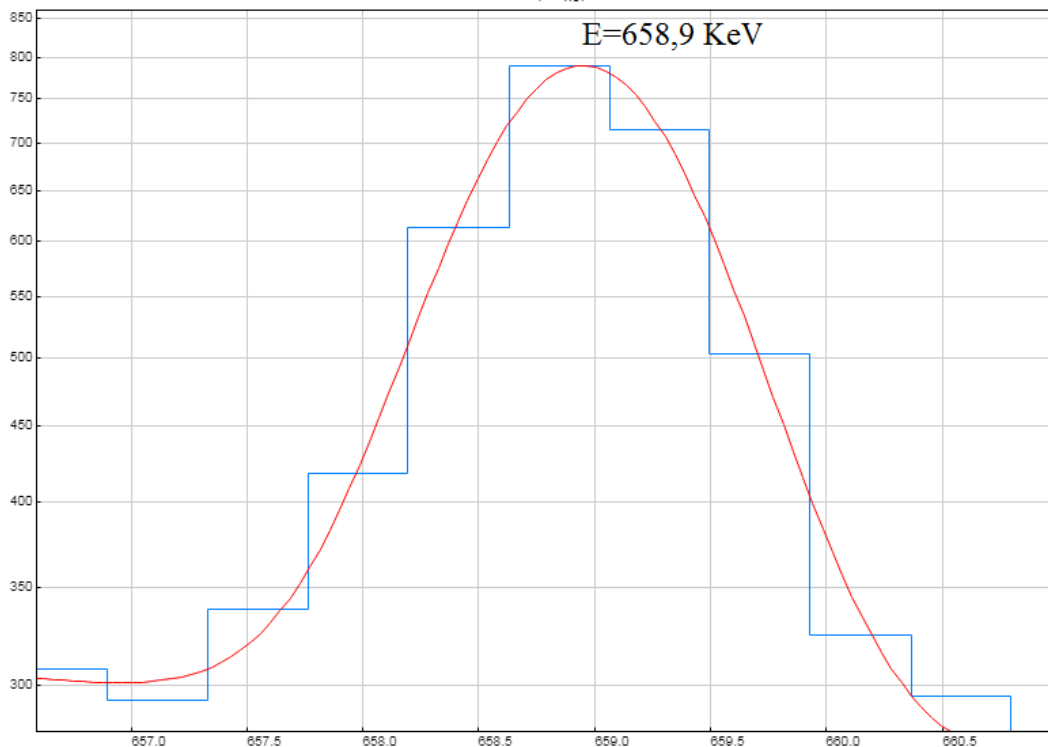


Рис.5. Аппроксимация фотопика функцией Гаусса.

Фотопик распадается согласно закону радиоактивного распада:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1)$$

Где N – число нераспавшихся ядер в момент времени t , N_0 – число ядер в начальный момент времени, λ – постоянная распада.

Для того, чтобы определить какому радиоактивному ядру принадлежит фотопик, помимо его энергии нужно определить также период полураспада, с которым он распадается. Период полураспада связан с постоянной распада соотношением:

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

Тогда зависимость числа радиоактивных ядер от времени примет следующий вид:

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{\ln 2 \cdot t}{T_{1/2}}} \quad (3)$$

В спектрах остаточной активности может быть несколько фотопиков с различными энергиями, соответствующих одному и тому же радиоактивному изотопу. Для дальнейшей обработки результатов, а также для расчетов выходов реакций будут использованы несколько фотопиков. В качестве примера рассмотрим распад изотопа ^{131}Sb . В спектрах видны 4 фотопика с энергиями 642,3 кэВ, 657,9 кэВ, 933,1 кэВ и 943,4 кэВ. По энергии все они соответствуют изотопу ^{131}Sb . Необходимо также проверить, совпадает ли период полураспада этих фотопиков с табличным значением (23,03 минуты). Для этого нужно аппроксимировать кривые распада данных фотопиков функцией (3). На рисунках 6-9 показаны аппроксимации кривых распада для изотопа ^{131}Sb . Периоды полураспада, определенные экспериментально, совпадают в пределах погрешностей с табличным значением.

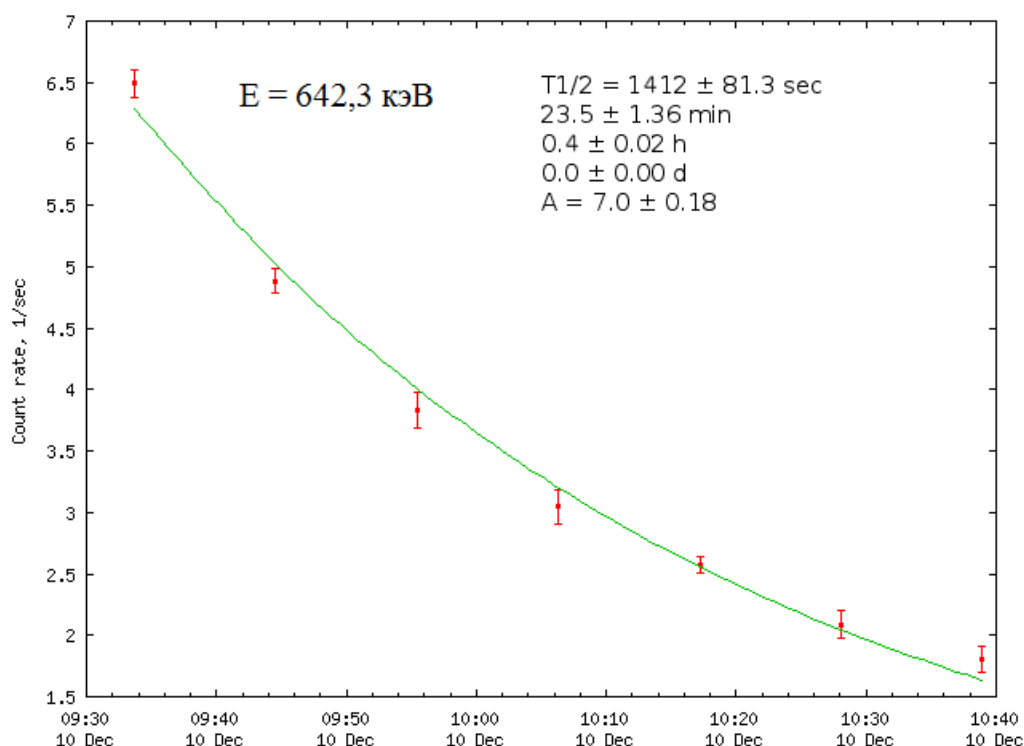


Рис.6. Экспериментальное определение периода полураспада для фотопика с энергией 642,3 кэВ

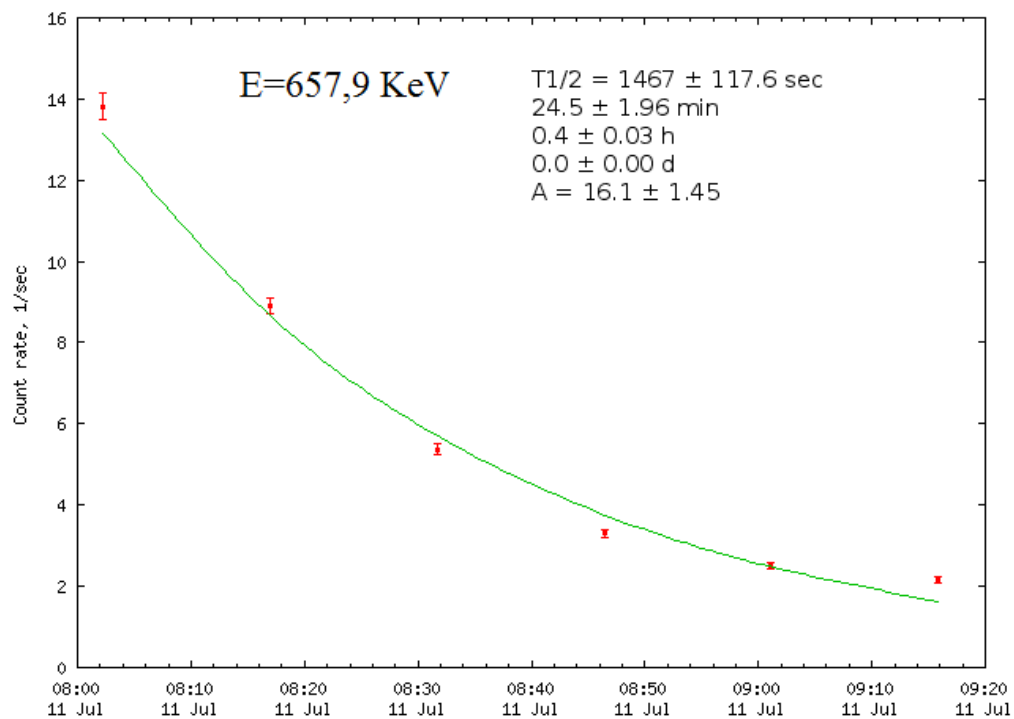


Рис.7. Экспериментальное определение периода полураспада для фотопика с энергией 657,9 кэВ

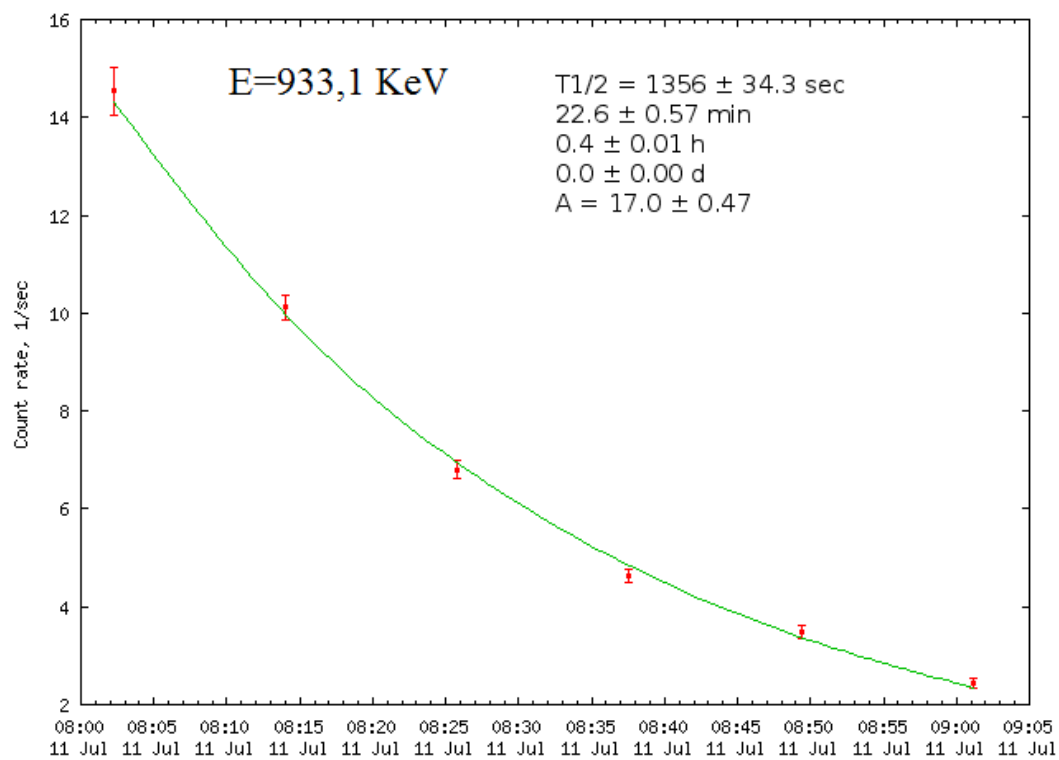


Рис.8. Экспериментальное определение периода полураспада для фотопика с энергией 933,1 кэВ

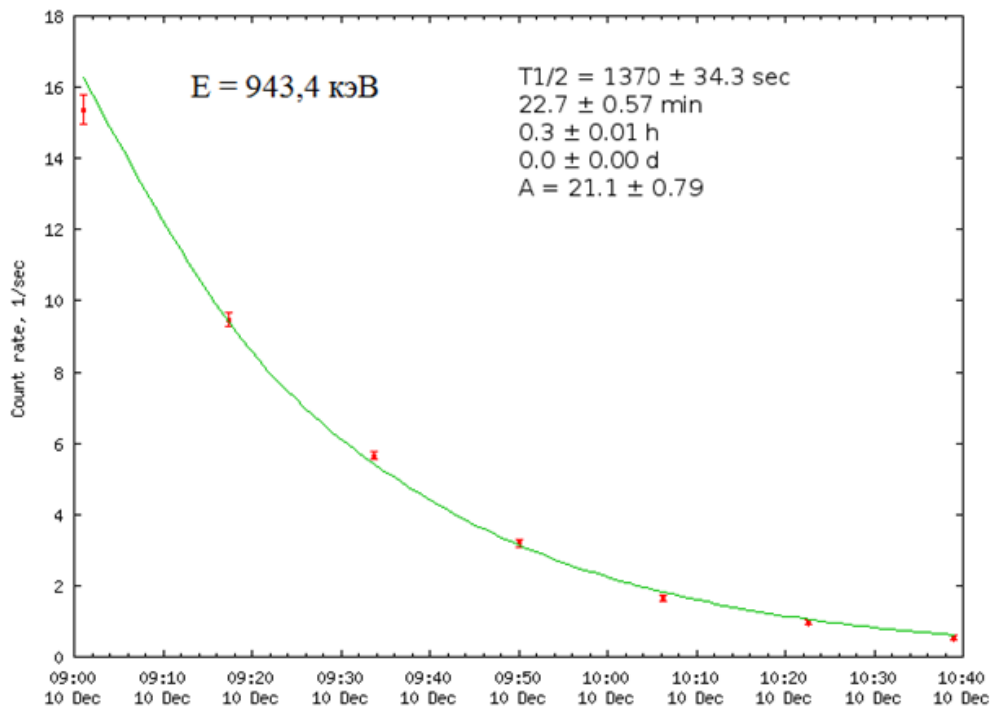


Рис.9. Экспериментальное определение периода полураспада для фотопика с энергией 943,4 кэВ.

Ядра-изобары, образующиеся в результате деления урана или тория, связаны между собой цепочкой последовательных β^- -распадов. Пример такой цепочки показан на рисунке 10.

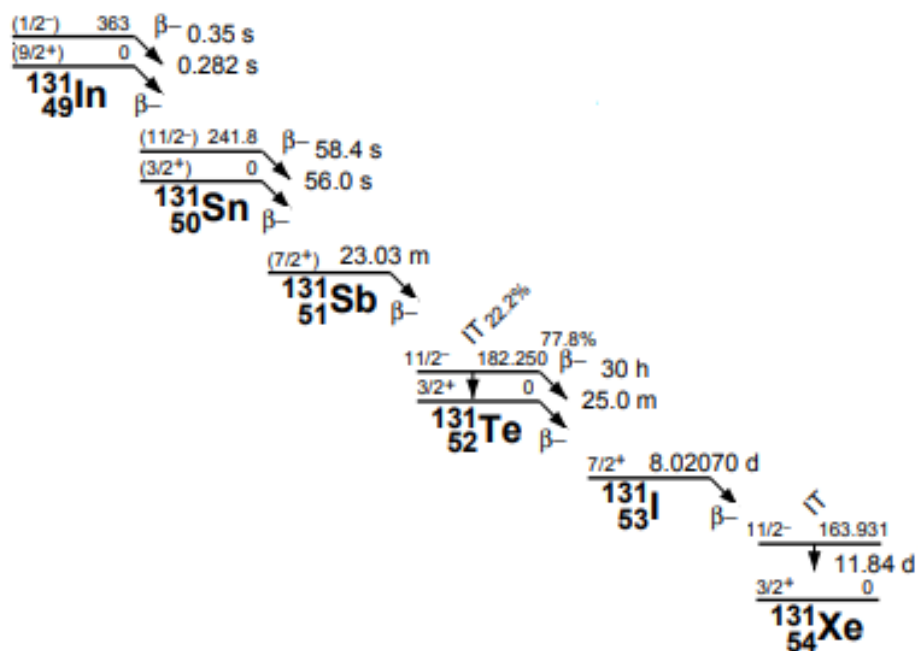


Рис.10. Цепочка последовательных распадов ядер-изобар с $A=131$.

Каждый радиоактивный изотоп в цепочке может образовываться как непосредственно в процессе деления ядер урана или тория, так и путем β^- -распада родительских ядер, которые также образовались в процессе деления. В настоящей работе экспериментально определялись два вида выходов реакции: независимый и накопленный [11].

Независимый выход (Англ. Independent yield, IY) – это число радиоактивных ядер определенного нуклида, образовавшегося в результате деления, без учета распада родительских ядер.

Накопленный выход (Англ. Cumulative yield, CY) – это суммарное число ядер определенного нуклида, образовавшегося как в процессе деления, так и путем β^- -распада родительских ядер.

Полный выход цепи – это накопленный выход долгоживущего ядра, находящегося в конце цепочки распадов ядер-изобар с определенным массовым числом.

Чтобы определить выход реакции, нужно определить количество ядер, которые образовались в процессе облучения мишени. Для этого необходимо найти площадь фотопика. Площадь фотопика определяется соотношением:

$$S = kN_{10}(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)}) \quad (4)$$

Где N_{10} – это число радиоактивных ядер на момент окончания облучения. $k = Eff \cdot I_\gamma$ где Eff –эффективность детектора, I_γ – квантовый выход, t_1 – момент окончания облучения, запись спектров производилась в промежутке $t_2 - t_3$.

Исследуемый изотоп может образовываться как в результате фотоделения ядер урана или тория, так и в результате распада родительских ядер, полученных в ходе фотоядерной реакции. В расчетах выходов учитываются оба канала образования ядра. Пусть в результате фотоделения образуется ядро 1, которое потом распадается в ядро 2. Запишем систему

дифференциальных уравнений, которые описывают изменение количества этих ядер со временем:

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + y_1 \\ \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 + y_2 \end{cases} \quad (5)$$

Где N_1 и N_2 – числа ядер 1 и 2, λ_1 и λ_2 – постоянные распада ядер 1 и 2, y_1 и y_2 – выходы образования ядер 1 и 2.

Если известна только площадь фотопика S за достаточно большой промежуток времени, то можно определить число ядер 1 на момент окончания облучения:

$$N_{10} = \frac{S}{k(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})} \quad (6)$$

Определив N_{10} по площади пика, рассчитаем выход реакции:

$$y_1 = \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})} \quad (7)$$

Здесь y_1 – накопленный выход ядер 1.

Как было сказано ранее накопленный выход определяется для нескольких γ -линий спектра и затем вычисляется средневзвешенное значение выхода:

$$Y_{\text{средн}} = \frac{\sum_1^n \omega_i Y_i}{\sum_1^n \omega_i} \quad (8)$$

Где $\omega_i = Eff \cdot I_\gamma$.

Решая систему уравнений (5) для ядер 2 получим:

$$N_2(t) = e^{-\lambda_2 t} \left(N_{20} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \right) + e^{-\lambda_1 t} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \quad (9)$$

Где:

$$N_{20} = \frac{S(t_2, t_3)}{k_2(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} + \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} - \frac{N_{10}\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \frac{(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})}{(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} \quad (10)$$

Здесь первое слагаемое отвечает за распад ядер 2, а последние два слагаемых – за накопление. На рисунке 11 показана зависимость числа ядер от времени. Здесь t_1 – момент окончания облучения, а запись спектров производилась в промежутке $t_2 - t_3$.

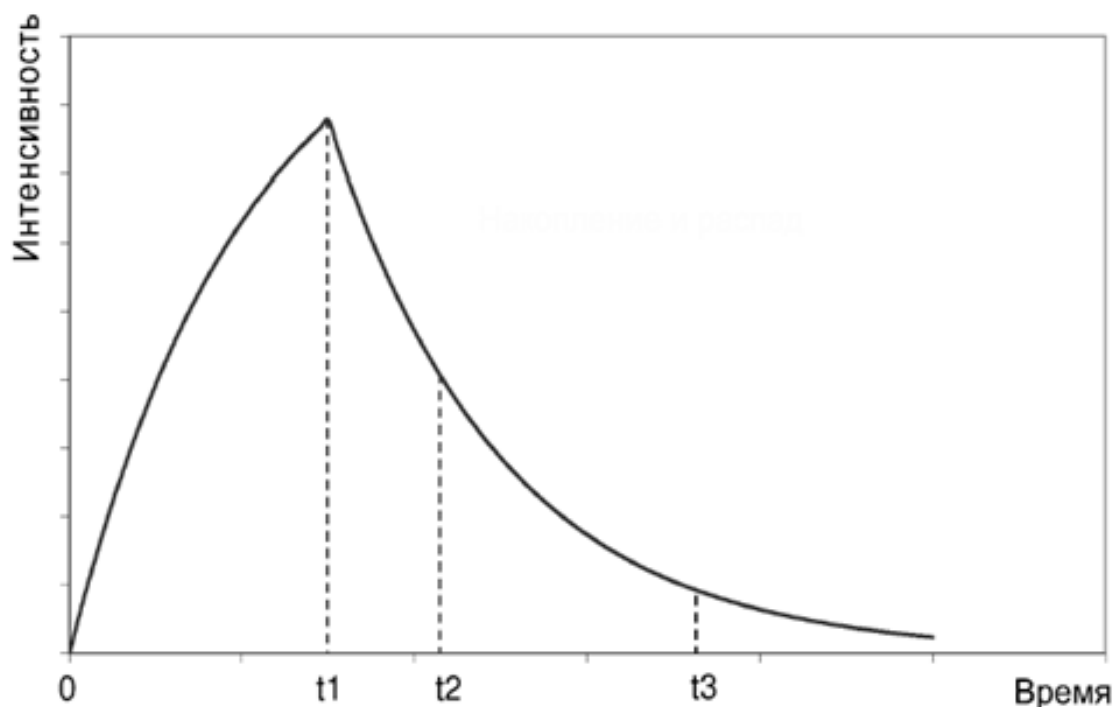


Рис.11. Накопление и распад ядер.

В итоге, если мы знаем накопленный выход ядер 1, то мы можем определить независимый выход ядер 2:

$$y_2 = \frac{\lambda_2 N_{20}}{1 - e^{-\lambda_2 t_1}} - y_1 \frac{\lambda_2(1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1(1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{(\lambda_2 - \lambda_1)(1 - e^{-\lambda_2 t_1})} \quad (11)$$

4. Учет живого времени детектора

В процессе обработки экспериментальных данных для идентификации гамма-линий и определения накопленного числа ядер некоторого

радиоактивного изотопа сравнивались несколько спектров остаточной активности, записанные через равные промежутки времени (t_{real}) после окончания облучения. Для повышения точности результатов необходимо учесть при расчетах изменение живого времени детектора (t_{live}) в процессе эксперимента. Зависимость отношения живого времени к реальному аппроксимируется функцией:

$$y = A_0 + A_1 e^{-xt} \quad (12)$$

Где $y = \frac{t_{live}}{t_{real}}$, A_0 , A_1 и x – константы, определяемые из аппроксимации.

На рисунке 12 Представлена экспериментальная зависимость $\frac{t_{live}}{t_{real}}$ от времени и результаты аппроксимации.

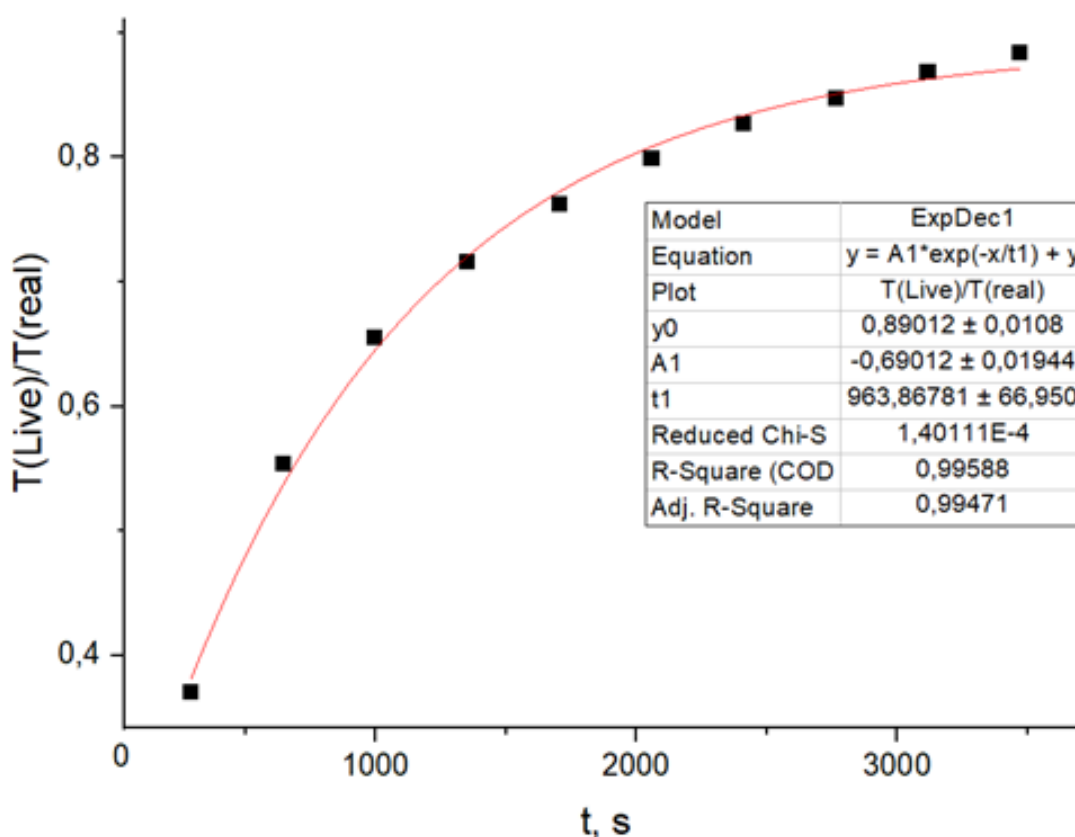


Рис.12. Изменение живого времени детектора в процессе эксперимента.

С учетом результатов аппроксимации, получив значения констант A_0 , A_1 и x , запишем формулу для нахождения накопленного числа ядер:

$$N_{10} = \frac{S}{k_1 A_0 (e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)}) + \frac{k_1 \lambda_1 A_1}{\lambda_1 + x} (e^{-(\lambda_1+x)(t_2-t_1)} - e^{-(\lambda_1+x)(t_3-t_1)})} \quad (13)$$

5. Зарядовое распределение продуктов фотоделения

Зарядовое распределение – это распределение выходов ядер-изобар с одинаковым массовым числом A , в зависимости от зарядового числа Z . Зарядовое распределение описывается функцией Гаусса:

$$IY(A, Z) = \frac{MY(A)}{\sqrt{\pi C}} \exp \left[-\frac{(Z - Z_p)^2}{C} \right] \quad (14)$$

Где $IY(A, Z)$ - это независимый выход ядер с определенными A и Z , $MY(A)$ - это полный выход цепочки с массовым числом A , Z_p – наиболее вероятный заряд, C – ширина зарядового распределения. В частности, для деления ядер ^{238}U параметр ширины $C \approx 0,8$ [3].

При построении функции Гаусса, аппроксимирующей экспериментальное зарядовое распределение, $MY(A)$ и C используются как фиксированные параметры. Величина Z_p определяется из аппроксимации. Существует несколько гипотез, описывающих наиболее вероятный заряд Z_p .

Гипотеза минимума потенциальной энергии (Англ. MPE – minimum potential energy). Согласно гипотезе, распределение заряда при делении соответствует минимуму суммы потенциальной энергии и энергии кулоновского отталкивания. Это соответствует максимальной энергии возбуждения и энергии деления.

Гипотеза неизменного распределения заряда (Англ. UCD – unchanged charge distribution) утверждает, что соотношение числа протонов и нейтронов в обоих осколках деления такое же, как и в делящемся ядре. Такое распределение заряда в осколках деления могло бы иметь место, если бы в делящемся ядре заряд был распределен равномерно, и не происходило бы никаких перераспределений заряда в процессе деления. Согласно этой гипотезе [2], наиболее вероятный заряд определяется соотношением:

$$Z_{UCD} = \frac{Z_f}{A_f} (A + \nu_{L,H}) \quad (15)$$

Здесь Z_f и A_f – зарядовое и массовое число делящегося ядра, A – массовое число продукта фотоделения. $\nu_{L,H}$ – это числа нейтронов, испущенных легким и тяжелом осколками.

Числа нейтронов, испущенных легким и тяжелым осколком можно оценить, используя соотношения:

$$\nu_L = 0,531\bar{\nu} + 0,062(A_L + 143 - A_F) \quad (16)$$

$$\nu_H = 0,531\bar{\nu} + 0,062(A_H + 143) \quad (17)$$

Здесь $\bar{\nu}$ – среднее число нейтронов, испускаемых в процессе деления. Например, для ^{232}Th $\bar{\nu} = 2,35$. A_L – массовое число легкого осколка деления, A_H – массовое число тяжелого осколка деления.

На примере тяжелых осколков фотоделения ($A=128-140$) ядер тория ^{232}Th рассмотрим наиболее вероятные заряды Z_{UCD} , посчитанные согласно гипотезе неизменного распределения заряда. Рассматриваем цепочки распадов ядер-изобар, соответствующих тяжелому осколку фотоделения. Для этого воспользуемся соотношениями (15) и (17). Результаты расчетов показаны в таблице 2.

A	ν_H	Z_{UCD}
128	0,318	49,7874
129	0,380	50,1994
130	0,442	50,6115
131	0,504	51,0235
132	0,566	51,4356
133	0,628	51,8477
134	0,690	52,2597
135	0,752	52,6714
136	0,814	53,0838
137	0,876	53,4959
138	0,938	53,9079
139	1,000	54,3200
140	1,062	54,7321

Таблица 2. Расчет наиболее вероятного заряда по гипотезе UCD.

В данной работе сравниваются наиболее вероятные заряды Z_p , полученные экспериментально, с теоретически рассчитанными значениями Z_{UCD} .

6. Обзор существующих экспериментальных данных

6.1. Работы, посвященные делению ^{238}U

Экспериментальные результаты сравнивались с результатами нескольких работ [2]-[8]. Рассмотрим подробно несколько научных статей, посвященных зарядовым распределениям для ядер-изобар при фотоделении ^{238}U и ^{232}Th . В частности, мы рассмотрим наиболее вероятные заряды Z_p , полученные экспериментально, а также отклонения от предсказаний моделей UCD и MPE.

На рисунках 13 и 14 показаны наиболее вероятные заряды для цепочек с $A=124-147$ и сравнения с теоретическими значениями гипотезы UCD,

представленные в работе [2]. Работа была посвящена делению ядер ^{238}U . Деление ядер урана происходило под действием протонов с энергиями 24 МэВ, затем вычислялись выходы продуктов деления. На рисунках 15 и 16 показаны зарядовые распределения, аппроксимированные функцией Гаусса.

A	Z_p
124	49.21 ± 0.04
126	49.62 ± 0.05
128	50.65 ± 0.26
130	51.51 ± 0.10
132	52.42 ± 0.15
134	52.90 ± 0.01
135	53.16 ± 0.05
136	53.99 ± 0.18
138	54.99 ± 0.16
139	55.20 ± 0.14
140	56.04 ± 0.39
141	55.25 ± 0.09
142	56.31 ± 0.15
143	56.06 ± 0.22
144	56.47 ± 0.09
145	56.97 ± 0.09
146	57.75 ± 0.49
147	57.86 ± 0.08

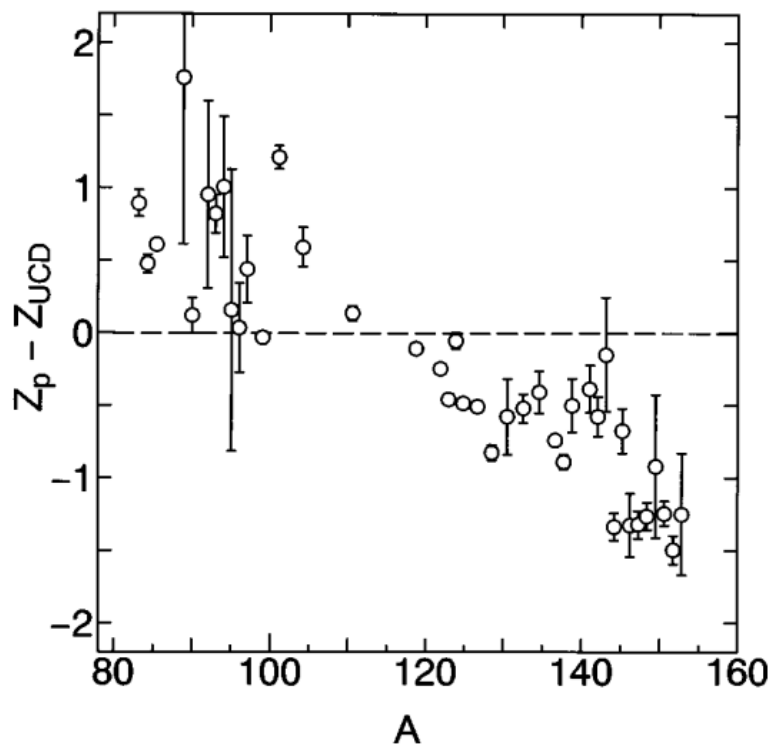


Рис.13. Результаты работы [2]. Слева в таблице показаны Z_p для цепочек 124-147. Справа приводится сравнение с предсказаниями гипотезы UCD [1].

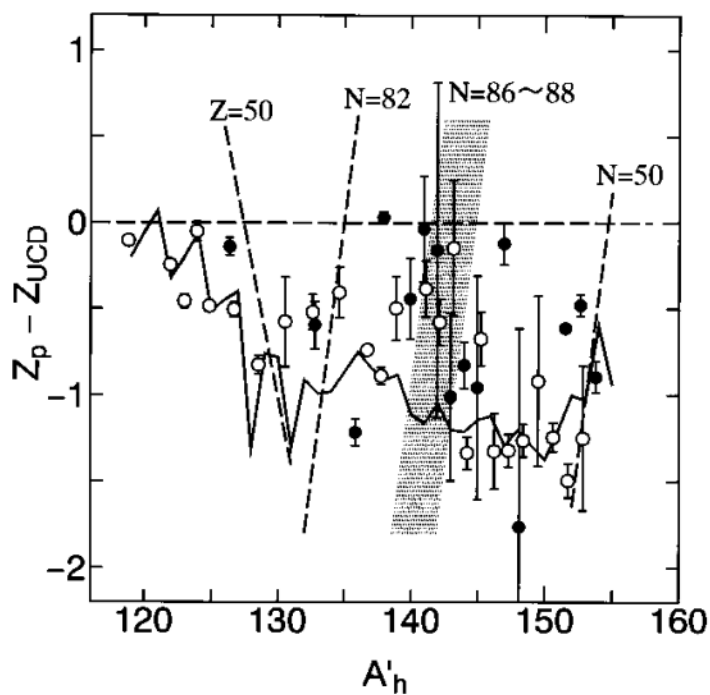


Рис.14. Отклонение экспериментальных значений наиболее вероятного заряда Z_p от модели UCD. На график также нанесены линии, соответствующие $Z=50$, $N=50, 82, 86, 88$ [2].

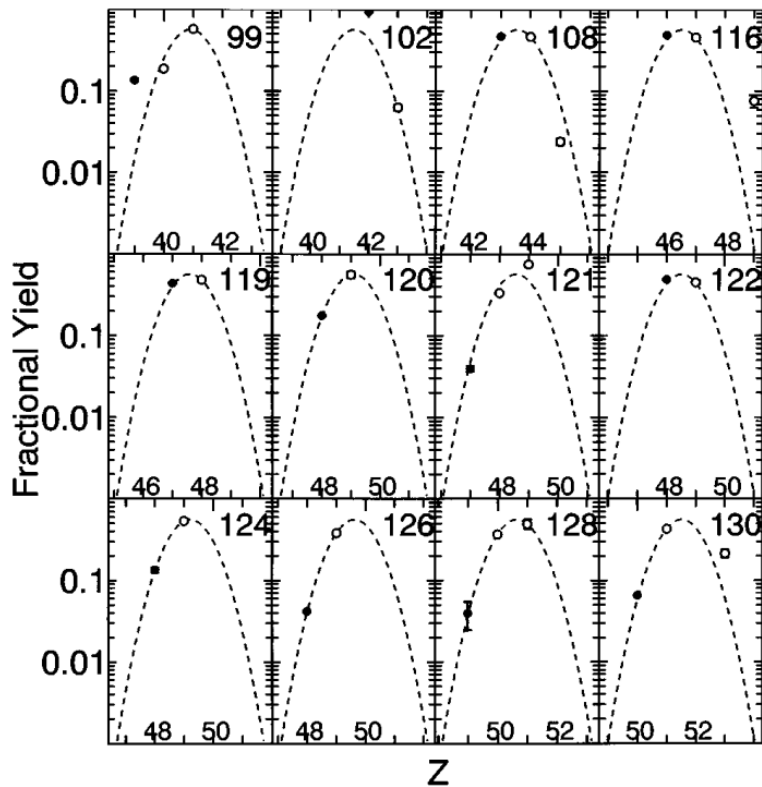


Рис.15. Нормированный выход продуктов реакции деления ядер ^{238}U под действием протонов с энергией 24 МэВ. Цепочки с $A=99-130$. Черными

точками отмечен накопленный выход, а белыми – независимый выход. Проводилась аппроксимация функцией Гаусса [2].

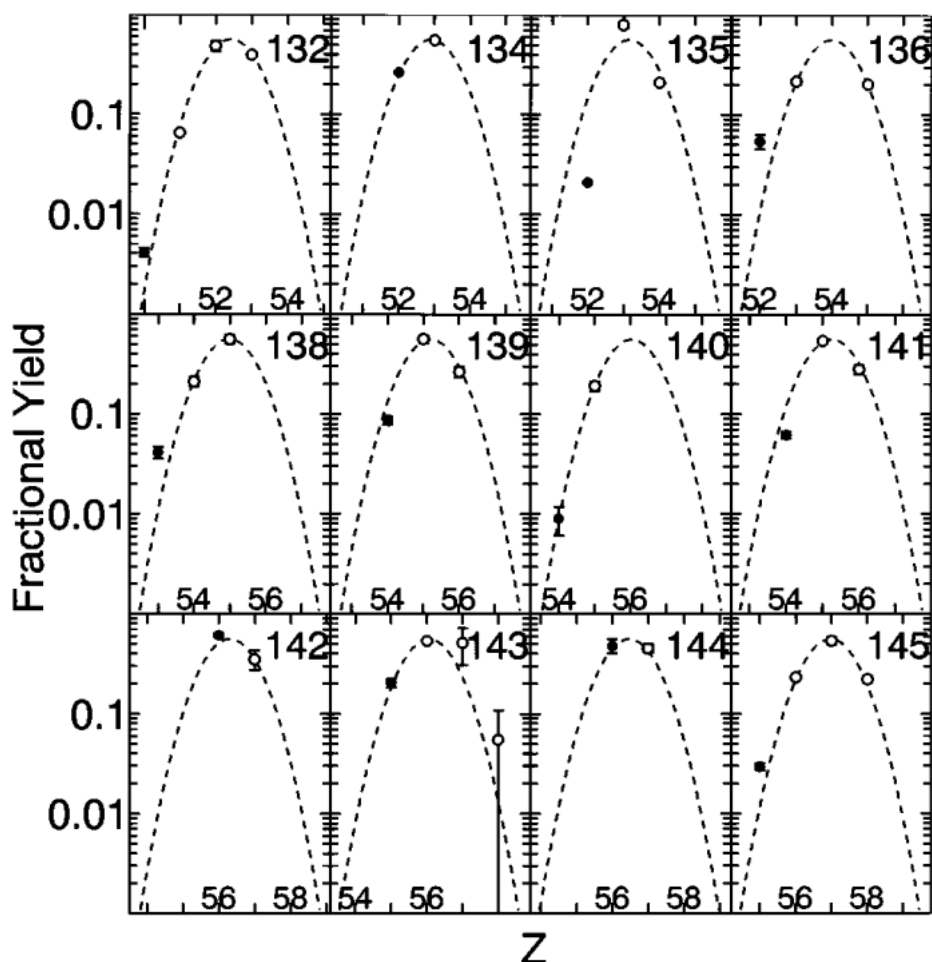


Рис.16. Нормированный выход продуктов реакции деления ядер ^{238}U под действием протонов с энергией 24 МэВ. Цепочки с $A=132-145$. Черными точками отмечен накопленный выход, а белыми – независимый выход. Проводилась аппроксимация функцией Гаусса [2].

Экспериментальные данные (график и таблица на рис.1-3) взяты из статьи: Н. Kudo, М. Maruyama, and М. Tanikawa Т. Shinozuka and М. Fujioka Most probable charge of fission products in 24 MeV proton induced fission of ^{238}U , PHYSICAL REVIEW C, VOLUME 57, NUMBER 1, *Department of Chemistry, Faculty of Science, Niigata University, Niigata, Japan, JANUARY 1998.*

В работе [3] эксперимент проводился с использованием гамма-активационного метода, но при других значениях энергии тормозного излучения: 12, 15, 20, и 30 МэВ. Исследовалось деление ядер ^{238}U . Результаты этой работы показаны на рисунках 17-19. Для сравнения с настоящей работой были выбраны результаты с энергией 30 МэВ.

TABLE V. $Z_p(E_e)$ values for the photofission of ^{238}U .

$M_{\text{post}} \backslash E_e$ (MeV)	12	15	20	30
128	$50.08^{+0.21}_{-0.29}$	$50.24^{+0.17}_{-0.19}$	$50.19^{+0.15}_{-0.17}$	$50.17^{+0.15}_{-0.17}$
131	$50.68^{+0.22}_{-0.50}$	$50.86^{+0.13}_{-0.16}$	$50.92^{+0.11}_{-0.14}$	$50.98^{+0.11}_{-0.13}$
132	...	51.10 ± 0.04	51.16 ± 0.03	51.26 ± 0.03
134	51.95 ± 0.11	52.05 ± 0.06	52.07 ± 0.08	52.12 ± 0.07
135	$52.43^{+0.10}_{-0.15}$	$52.50^{+0.10}_{-0.13}$	$52.52^{+0.06}_{-0.08}$	$52.55^{+0.06}_{-0.08}$
136	52.51 ± 0.05	52.66 ± 0.02	52.75 ± 0.02	52.83 ± 0.02

Рис.17. Наиболее вероятные заряды Z_p для цепочек с массовыми числами $A=128-136$. Экспериментальные данные, полученные при энергиях гамма-квантов 12,15,20,30 МэВ [3].

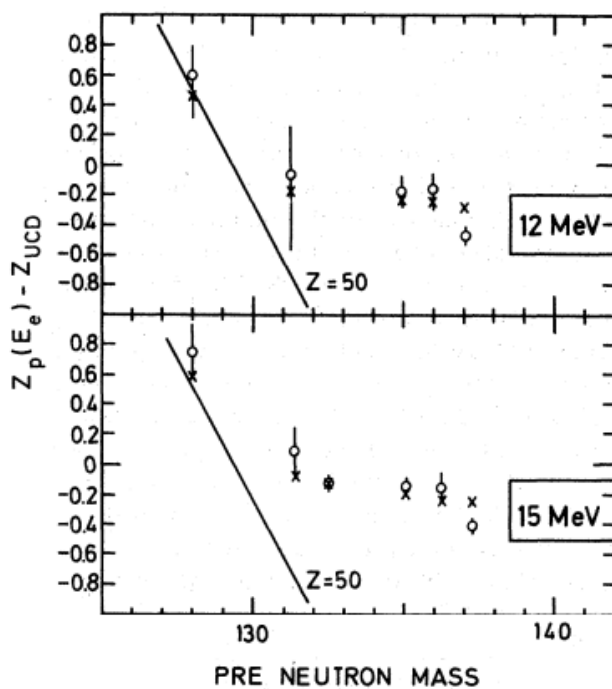


Рис.18. Сравнение экспериментальных данных с предсказаниями гипотезы неизменного распределения заряда [3]. Энергии гамма-квантов 12 и 15 МэВ.

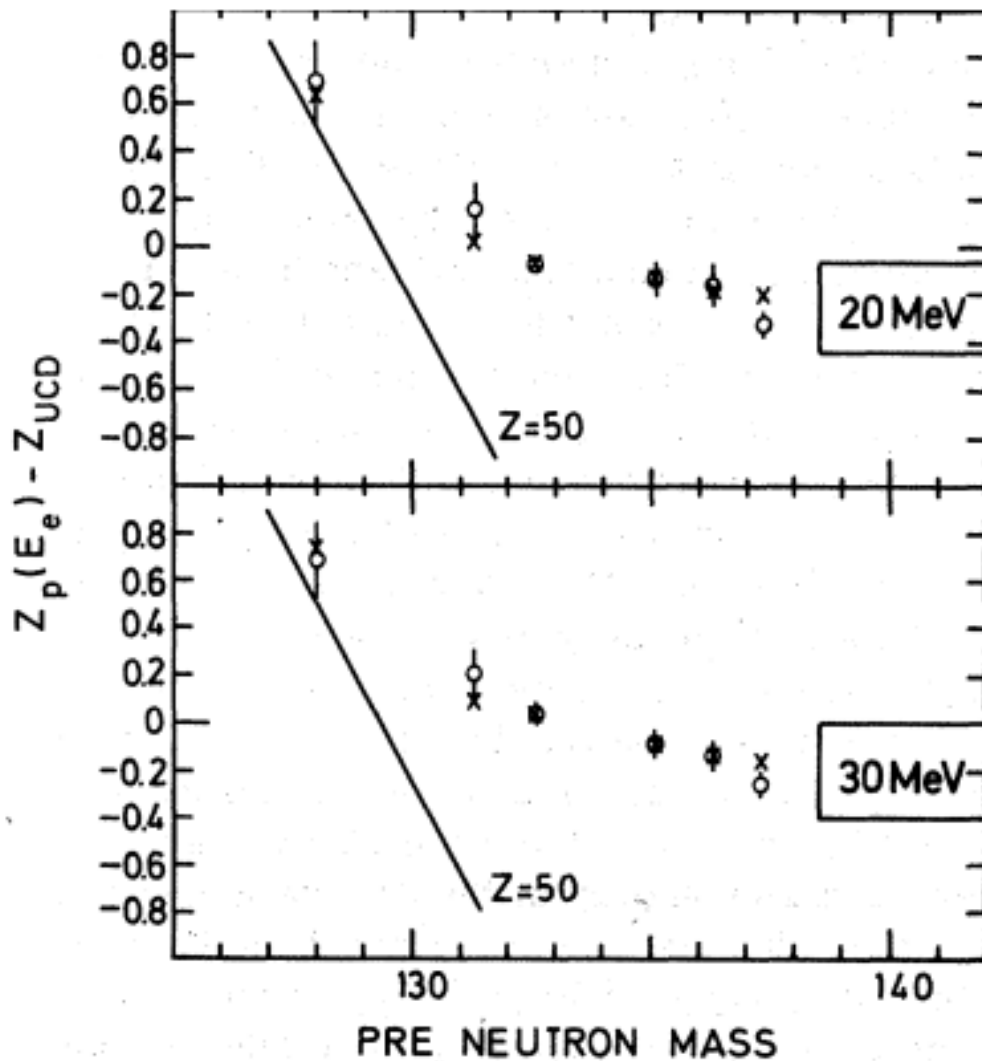


Рис.19. Сравнение экспериментальных данных с предсказаниями гипотезы неизменного распределения заряда [3]. Энергии гамма-квантов 12 и 15 МэВ.

Рисунки и таблицы с экспериментальными данными были взяты из статьи: E. Jacobs, H. Thierens, D. De Frenne, A. De Clercq, P. D'hondt, P. De Gelder, and A. J. Deruytter Product yields for the photofission of U^{238} with 12-, 15-, 20-, 30-, and 70-Mevbremsstrahlung. Nuclear Physics Laboratory, Proeftuinstraat 86, 8-9000 Gent, Belgium. 17 October 1978.

На рисунках 20-21 показано сравнение экспериментальных значений наиболее вероятного заряда для цепочек с $A=130-140$ с предсказаниями модели UCD, сделанное в работе [4]. Работа [4] посвящена изучению

зарядовых распределений для ядер-изобар при фотоделении ^{235}U и ^{238}U под действием тормозного гамма-излучения с энергиями от 12 до 30 МэВ.

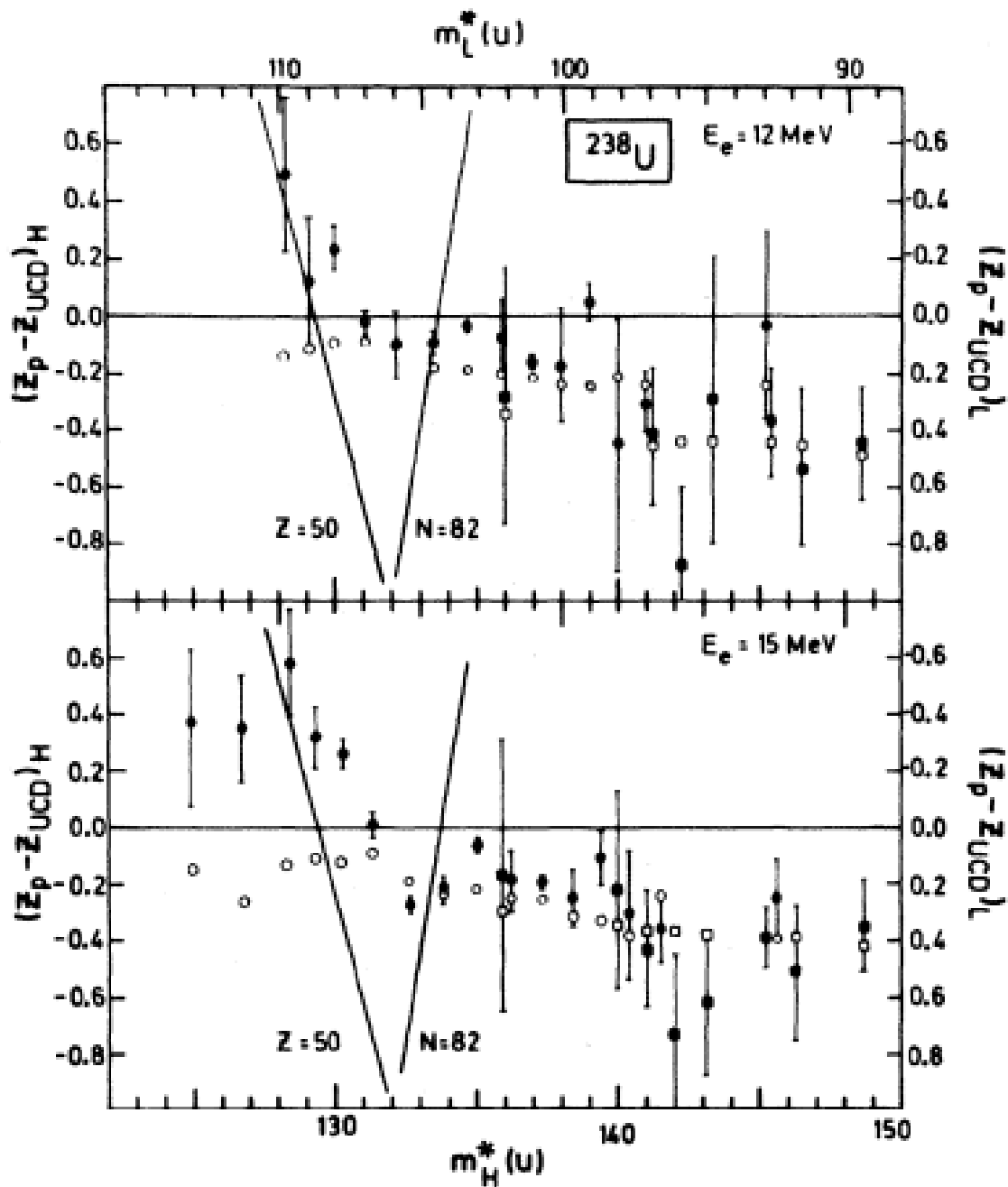


Рис.20. Сравнение экспериментальных данных с предсказаниями гипотезы неизменного распределения заряда[4]. Энергии гамма-квантов 12 и 15 МэВ. На графике также отмечены линии $Z=50$ и $N=82$.

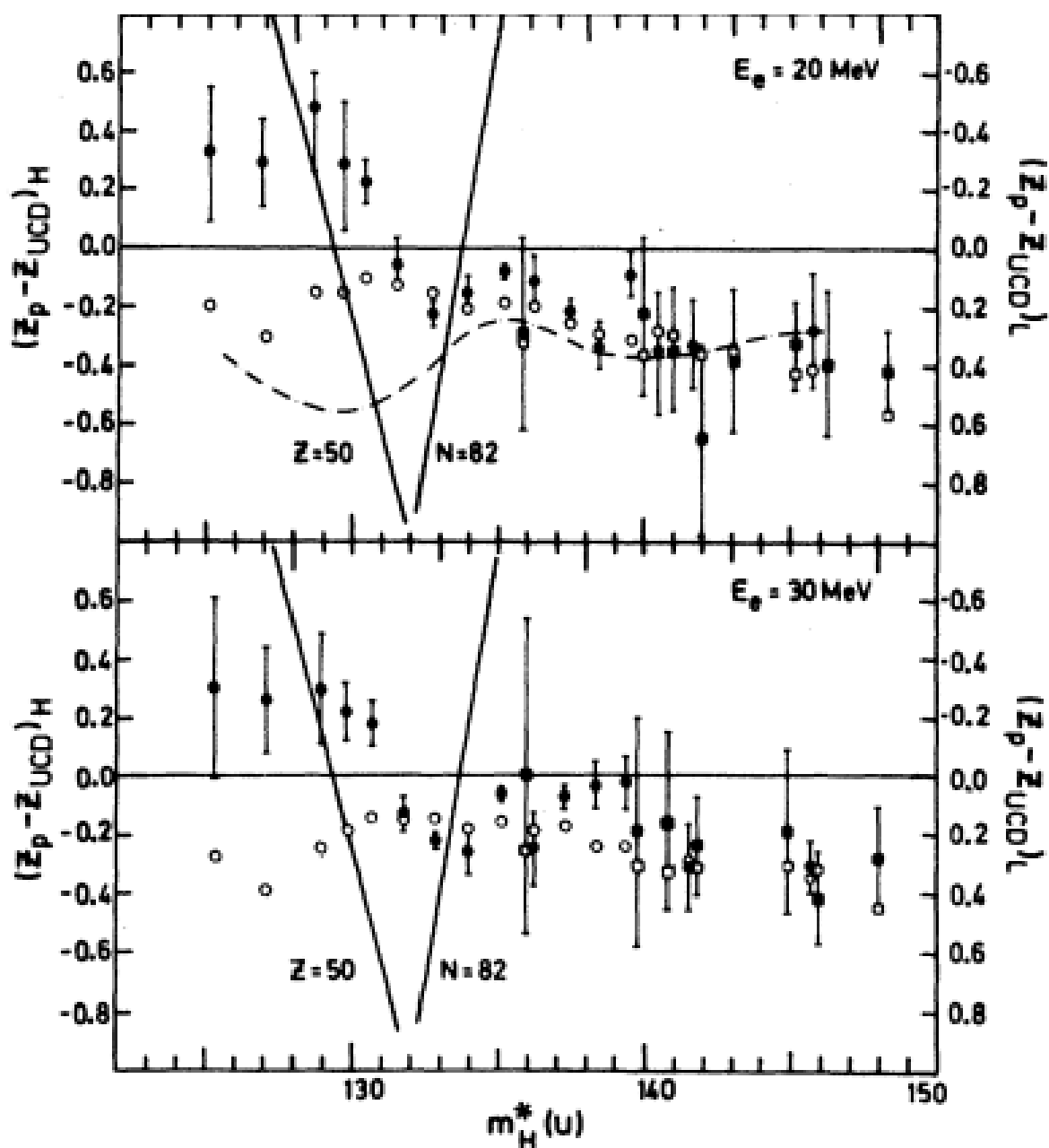


Рис.21. Сравнение экспериментальных данных с предсказаниями гипотезы неизменного распределения заряда [4]. Энергии гамма-квантов 20 и 30 МэВ. На графике также отмечены линии $Z=50$ и $N=82$.

Рисунки и таблицы с экспериментальными данными были взяты из статьи: D.De Frenne, H. Thierens, B. Proot, E. Jacobs, P. De Gelder, A. De Clercq, and W. Westmeier Charge distributions for the photofission of ^{235}U and ^{238}U with 12—30 MeV bremsstrahlung. Phys. Rev. C 26, 1356. 1 October 1982.

На рисунках 22-24 показаны экспериментальные результаты, опубликованные в статье [5]. Эта работа была посвящена исследованию зарядовых распределений для ядер-изобар при фотоделении ^{238}U под действием тормозного гамма-излучения с энергиями от 6 до 11 МэВ.

Most probable charge, Z_p -values, for the photofission of ^{238}U . The endpoint energy of the bremsstrahlung is indicated

Mass	Z_p		
	6.1 MeV	6.4 MeV	7.3 MeV
88	35.15 ± 0.07	35.15 ± 0.06	35.21 ± 0.05
90	–	35.91 ± 0.36	–
91	36.24 ± 0.15	36.30 ± 0.13	35.98 ± 0.30
92	36.78 ± 0.17	37.03 ± 0.09	36.70 ± 0.11
94	37.41 ± 0.08	37.38 ± 0.04	37.32 ± 0.04
128	50.20 ± 0.30	50.30 ± 0.30	50.18 ± 0.35
129	50.10 ± 0.30	50.10 ± 0.30	50.10 ± 0.30
130	50.20 ± 0.21	50.37 ± 0.05	50.29 ± 0.06
131	50.65 ± 0.20	50.75 ± 0.08	50.65 ± 0.07
132	50.80 ± 0.04	50.90 ± 0.15	50.90 ± 0.05
133	51.25 ± 0.03	51.38 ± 0.03	51.46 ± 0.03
134	51.90 ± 0.04	51.94 ± 0.03	51.99 ± 0.04
135	52.31 ± 0.30	52.35 ± 0.10	52.36 ± 0.30
136	52.58 ± 0.17	52.63 ± 0.04	52.64 ± 0.10
137	52.88 ± 0.07	52.90 ± 0.15	52.89 ± 0.14
138	53.51 ± 0.06	53.50 ± 0.05	53.51 ± 0.05
139	53.86 ± 0.28	53.90 ± 0.30	53.92 ± 0.30
140	54.15 ± 0.30	54.30 ± 0.20	54.32 ± 0.30
141	55.15 ± 0.20	55.01 ± 0.20	55.05 ± 0.40
142	55.66 ± 0.05	55.72 ± 0.06	55.63 ± 0.08
143	56.10 ± 0.24	56.00 ± 0.30	56.00 ± 0.30
144	56.25 ± 0.30	56.32 ± 0.17	56.29 ± 0.30
145	57.05 ± 0.07	56.90 ± 0.25	56.80 ± 0.30
146	57.10 ± 0.20	57.07 ± 0.20	57.08 ± 0.12
147	57.35 ± 0.40	57.35 ± 0.40	57.40 ± 0.40
148	57.85 ± 0.40	57.75 ± 0.40	57.80 ± 0.40
149	58.10 ± 0.40	58.10 ± 0.40	58.20 ± 0.40

Рис.22. Наиболее вероятные заряды для цепочек с $A=88-149$. Энергии тормозного гамма-излучения от 6,1 до 7,3 МэВ [5].

Mass	Z_p		
	8.35 MeV	9.3 MeV	11.0 MeV
88	35.11 ± 0.06	35.01 ± 0.08	35.22 ± 0.06
90	-	-	-
91	36.13 ± 0.20	35.87 ± 0.34	36.10 ± 0.15
92	36.94 ± 0.07	36.82 ± 0.07	36.87 ± 0.08
94	37.51 ± 0.04	37.38 ± 0.03	37.39 ± 0.04
128	50.35 ± 0.27	50.35 ± 0.14	50.06 ± 0.24
129	50.10 ± 0.30	50.10 ± 0.30	50.10 ± 0.30
130	50.28 ± 0.07	50.23 ± 0.08	50.29 ± 0.10
131	50.67 ± 0.16	50.65 ± 0.21	50.70 ± 0.20
132	50.82 ± 0.06	50.83 ± 0.06	50.96 ± 0.05
133	51.42 ± 0.04	51.44 ± 0.04	51.50 ± 0.03
134	51.95 ± 0.05	51.98 ± 0.04	51.99 ± 0.03
135	52.39 ± 0.30	52.39 ± 0.30	52.40 ± 0.30
136	52.62 ± 0.05	52.63 ± 0.06	52.71 ± 0.12
137	52.91 ± 0.05	52.88 ± 0.13	52.89 ± 0.15
138	53.53 ± 0.07	53.58 ± 0.04	53.55 ± 0.05
139	53.92 ± 0.29	53.95 ± 0.25	53.96 ± 0.15
140	54.27 ± 0.30	54.30 ± 0.30	54.30 ± 0.30
142	55.05 ± 0.30	55.05 ± 0.30	55.05 ± 0.30
142	55.70 ± 0.05	55.67 ± 0.09	55.65 ± 0.17
143	56.00 ± 0.30	56.00 ± 0.30	56.00 ± 0.30
144	56.20 ± 0.30	56.20 ± 0.30	56.30 ± 0.30
145	56.92 ± 0.13	56.91 ± 0.17	56.91 ± 0.14
146	47.10 ± 0.20	57.10 ± 0.27	57.12 ± 0.30
147	57.40 ± 0.40	57.40 ± 0.40	57.40 ± 0.40
148	57.79 ± 0.40	57.80 ± 0.40	57.80 ± 0.40
149	58.20 ± 0.40	58.20 ± 0.40	58.20 ± 0.40

Рис.23. Наиболее вероятные заряды для цепочек с $A=88-149$. Энергии тормозного гамма-излучения От 8,35 до 11 МэВ [5].

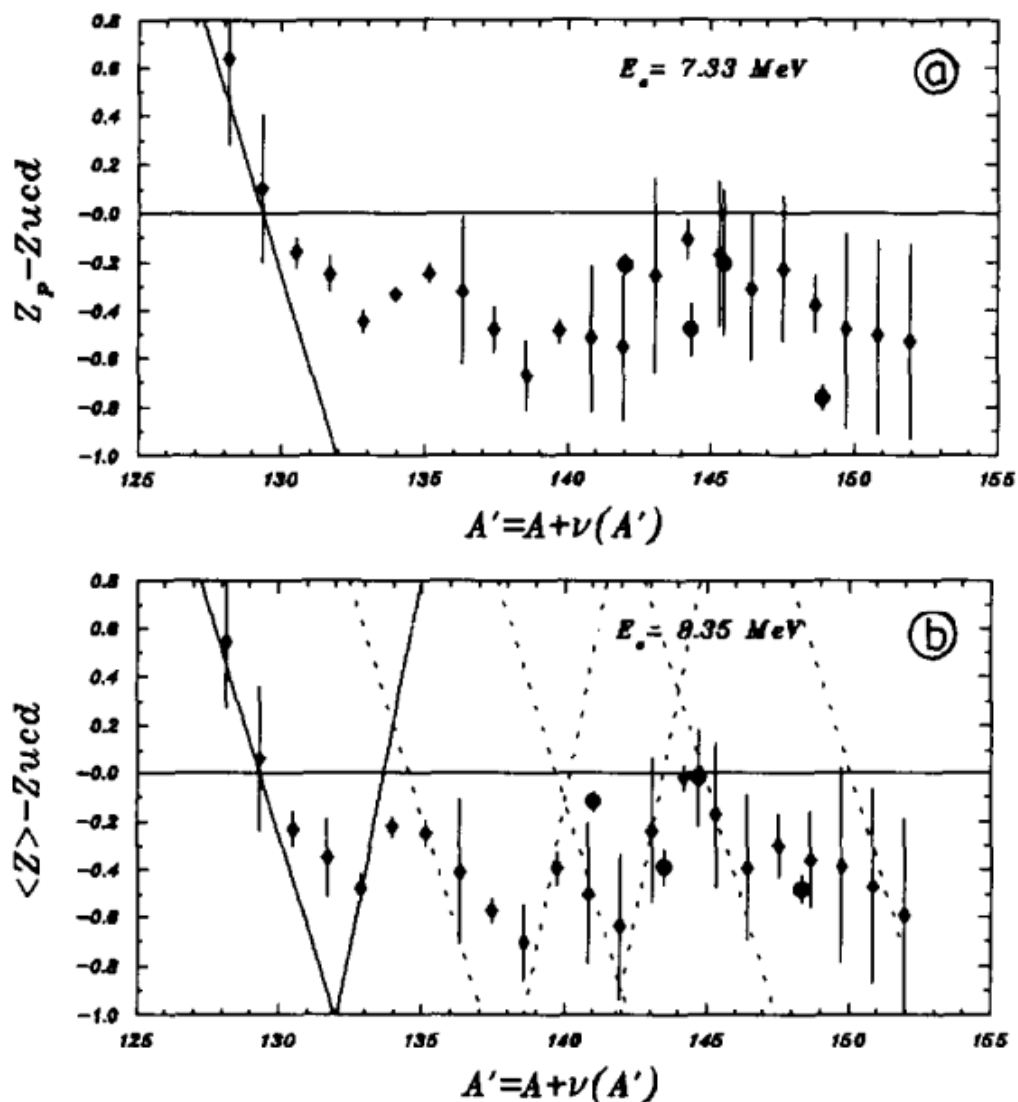


Рис. 24. Сравнение экспериментальных результатов с моделью UCD [5].

Материалы взяты из статьи: S Pommé, Etienne Jacobs, K Persyn, D De Frenne, Kurt Govaert, M-L Yoneama. Excitation energy dependence of charge odd-even effects in the fission of ^{238}U close to the fission barrier. Nuclear Physics Laboratory, Proeftuinstraat 86, B-9000 Gent, Belgium. 8 March 1993.

6.2. Работы, посвященные делению ^{232}Th

Теперь рассмотрим существующие экспериментальные данные, связанные с фотоделением ^{232}Th . В работе [6] проводится исследование фотоделения ядер тория под действием гамма-квантов с энергиями от 6,5 до

14 МэВ. На рисунке 25 показаны экспериментальные результаты, опубликованные в работе [6].

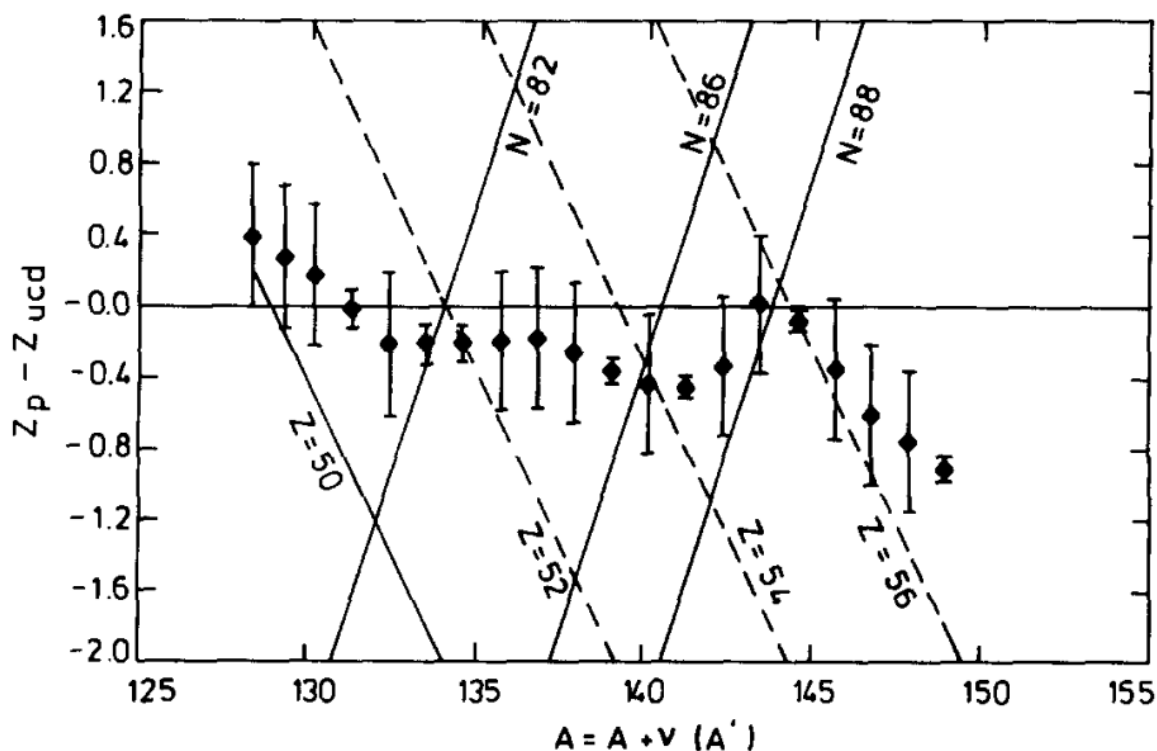


Рис.25. Сравнение экспериментальных результатов и расчетов по модели UCD [6]. Энергия тормозного гамма-излучения составляла 7 МэВ.

График взят из статьи: Persyn, K., Jacobs, E., Pommé, S., De Frenne, D., Govaert, K., & Yoneama, M. L. Excitation energy dependence of fragment characteristics for the photofission of ^{232}Th . Nuclear Physics A, 620(2), 171–190. Vakgroep Subatomaire en Stralingsfysica, Proeftuinstraat 86, B-9000 Gent, Belgium. 3 April 1997.

В работе [7] проводилось облучение ^{232}Th тормозным гамма-излучением с энергиями 11, 15 и 27 МэВ. На рисунках 26-28 показаны результаты эксперимента и аппроксимация зарядовых распределений функцией Гаусса.

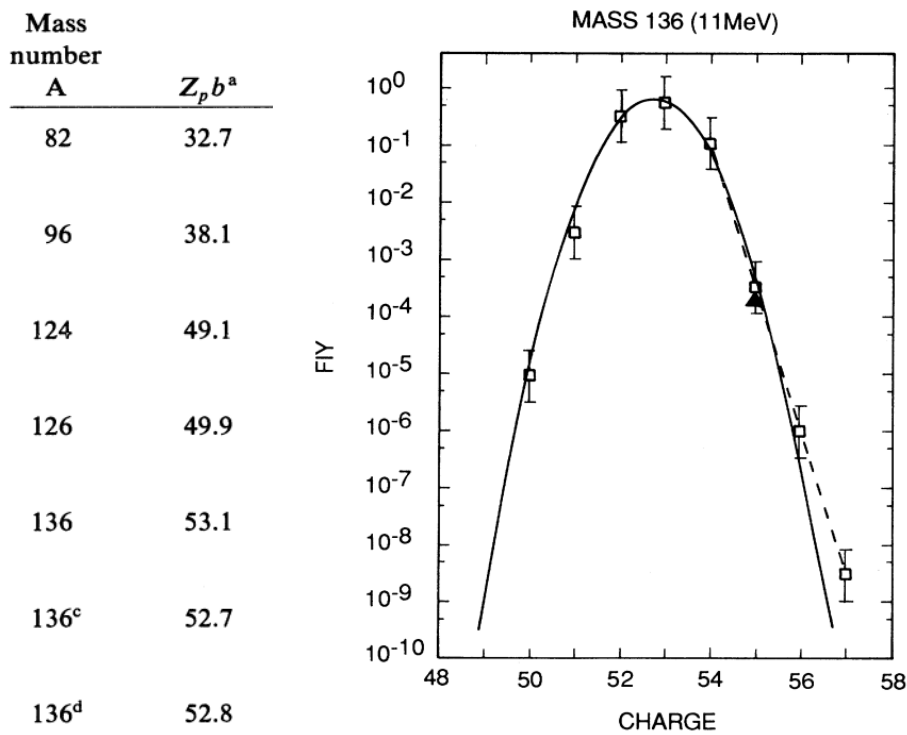


Рис. 26. Слева - наиболее вероятные заряды для некоторых цепочек с $A = 82-136$. Справа – аппроксимация зарядового распределения функцией Гаусса ($A=136, E=11$ МэВ) [7].

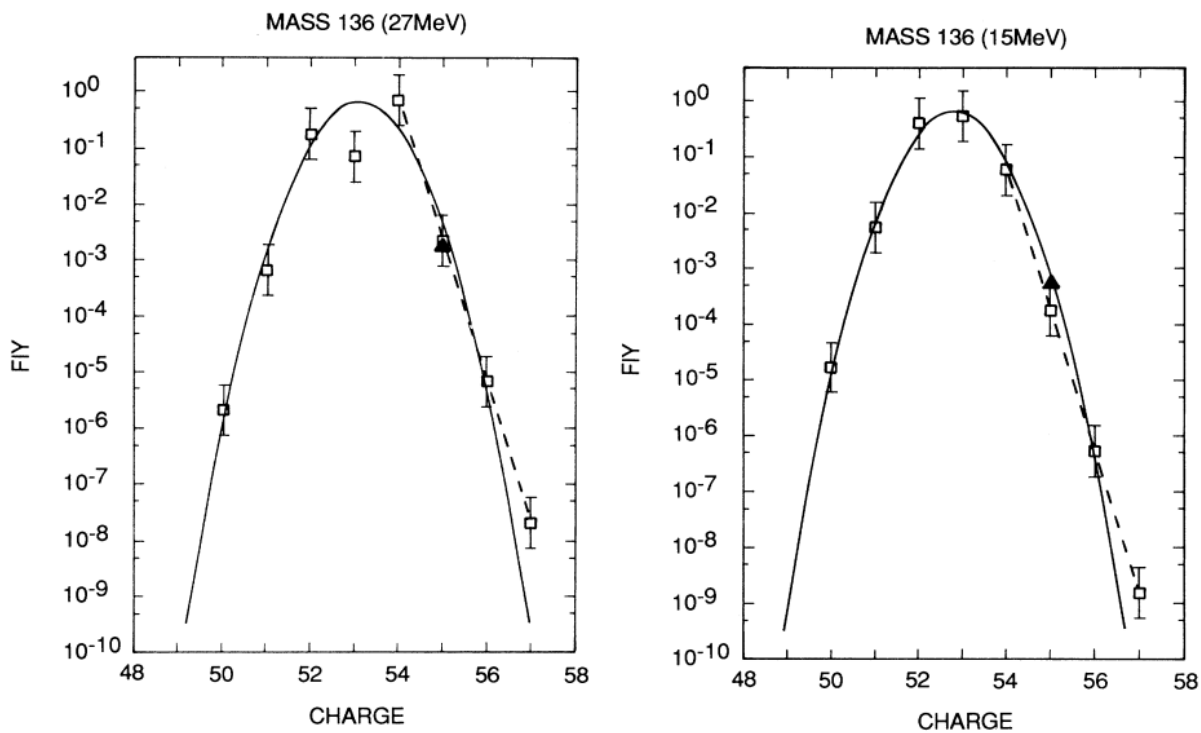


Рис.27. Зарядовые распределения для цепочки распадов ядер-изобар с массовым числом $A=136$. Энергии 15 и 27 МэВ [7].

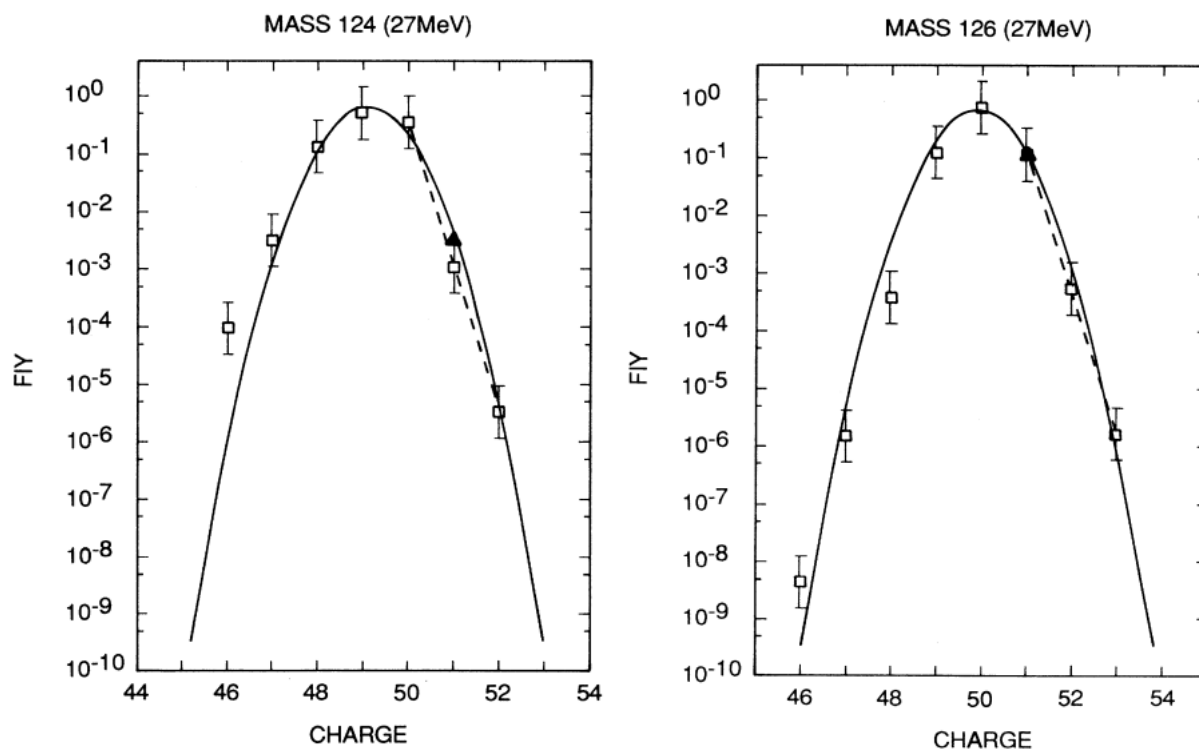


Рис.28. Зарядовые распределения для цепочек распадов ядер-изобар с массовым числом $A=124$ и $A=126$. Энергии 27 МэВ [7].

Графики взяты из работы: J. R. Smith, A. E. Richardson. Independent yields from the photofission of Th, and the Zp and statistical-dynamic models. PHYSICAL REVIEW C, VOLUME 44, NUMBER, Department of Chemistry, New Mexico State University, Las Cruces, New Mexico 88003. 3 SEPTEMBER 1991.

6.3. Работы, посвященные делению ^{238}U и ^{232}Th

В заключении обзора существующих экспериментальных данных рассмотрим работу [8], посвященную делению ядер ^{238}U и ^{232}Th под действием быстрых нейтронов. Экспериментальные результаты представлены на рисунках 29 и 30.

Mass No	²³³ Th*		²³⁹ U*		²⁴¹ Pu*		²⁴⁵ Cm*	
	σ_Z	Z_P	σ_Z	Z_P	σ_Z	Z_P	σ_Z	Z_P
128	(0.36)	49.55 ± 0.02	(0.40)	49.60 ± 0.10	(0.40)	50.20 ± 0.08	(0.45)	50.44 ± 0.10
129	—	—	—	—	(0.45)	50.54 ± 0.10	(0.48)	50.80 ± 0.10
130	(0.48)	50.10 ± 0.08	0.53	50.18 ± 0.10	0.47	50.78 ± 0.12	0.52	51.15 ± 0.15
131	0.55	50.40 ± 0.15	0.60	50.50 ± 0.15	0.56	51.16 ± 0.06	(0.62)	51.48 ± 0.13
132	0.52	50.68 ± 0.25	0.57	50.85 ± 0.12	0.52	51.50 ± 0.05	0.63	51.80 ± 0.15
133	0.45	51.35 ± 0.10	0.60	51.30 ± 0.05	0.60	51.86 ± 0.09	0.68	52.20 ± 0.12
134	(0.38)	51.80 ± 0.05	(0.45)	51.80 ± 0.05	(0.50)	52.30 ± 0.05	(0.57)	52.60 ± 0.15
135	0.54	51.96 ± 0.09	(0.56)	52.28 ± 0.04	(0.56)	52.76 ± 0.15	(0.60)	53.10 ± 0.13
136	0.36	53.00 ± 0.15	0.45	52.75 ± 0.05	0.45	53.45 ± 0.05	0.55	53.60 ± 0.05
137	—	—	—	—	(0.60)	53.70 ± 0.15	(0.60)	53.95 ± 0.07
138	(0.47)	53.30 ± 0.10	(0.47)	53.30 ± 0.10	(0.55)	54.00 ± 0.03	(0.60)	54.20 ± 0.08
139	(0.62)	53.50 ± 0.02	0.55	53.60 ± 0.07	(0.63)	54.24 ± 0.15	(0.63)	54.65 ± 0.12
140	0.60	53.95 ± 0.15	0.60	53.90 ± 0.05	0.63	54.80 ± 0.15	0.63	55.16 ± 0.07
141	0.57	54.43 ± 0.10	0.60	54.48 ± 0.10	(0.62)	55.35 ± 0.10	(0.62)	55.60 ± 0.15
142	0.54	55.05 ± 0.03	0.62	55.10 ± 0.10	(0.62)	55.60 ± 0.13	(0.60)	56.00 ± 0.15
143	(0.60)	55.22 ± 0.09	0.65	55.43 ± 0.15	—	—	—	—
144	(0.57)	55.70 ± 0.25	0.62	55.72 ± 0.04	(0.62)	56.30 ± 0.10	(0.65)	56.60 ± 0.10
146	(0.57)	56.80 ± 0.25	(0.60)	56.68 ± 0.08	(0.60)	57.30 ± 0.15	(0.62)	57.50 ± 0.05
148	(0.50)	57.50 ± 0.30	(0.57)	57.53 ± 0.15	(0.60)	58.10 ± 0.10	(0.62)	58.30 ± 0.15

Рис.29. Наиболее вероятные заряды Z_P для цепочек распадов ядер-изобар с $A=128-148$. Сравниваются эксперименты с ураном, торием, плутонием и кюрием. В таблице указано составное ядро (реакция деления идет под действием нейтронов) [8].

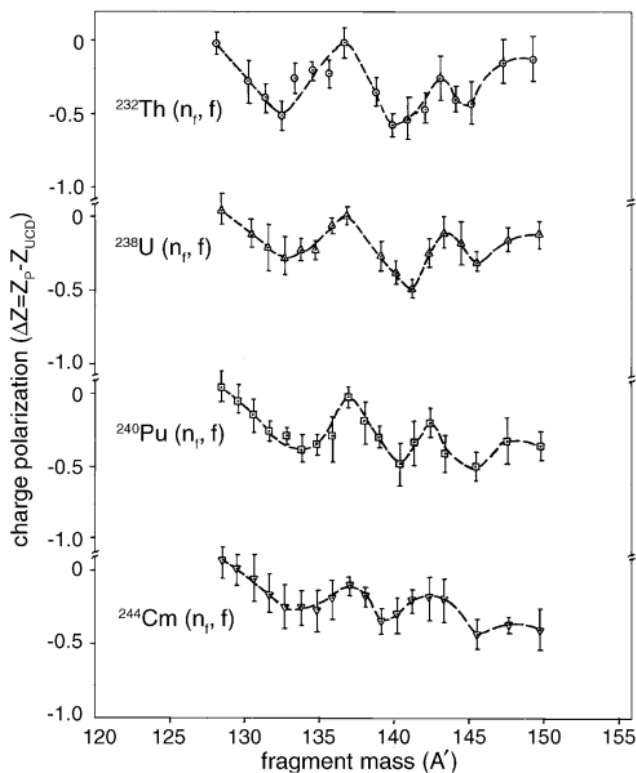


Рис.30. Изменение зарядовой поляризации в зависимости от массового числа осколка деления [8].

Материалы были взяты из статьи: Н. Naik, R.J. Singh, and R.H. Iyer. Charge distribution studies in the fast-neutron-induced fission of ^{232}Th , ^{238}U , ^{240}Pu and ^{244}Cm . THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL A. 16, 495–507 (2003).

7. Цепочки распадов ядер-изобар

Ниже представлены цепочки последовательных распадов ядер-изобар, образующихся в процессе фотоделения ядер урана и тория (рисунки 31-35).

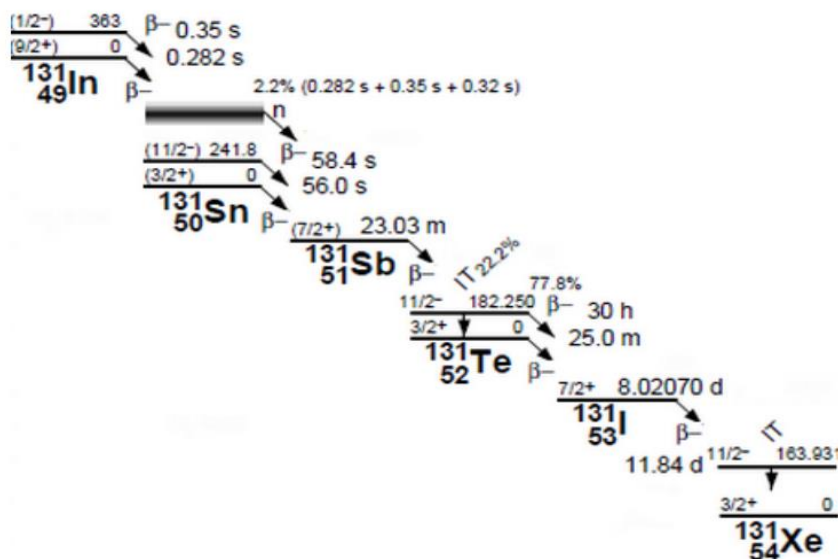


Рис.31. Цепочка последовательных распадов ядер-изобар с A=131.

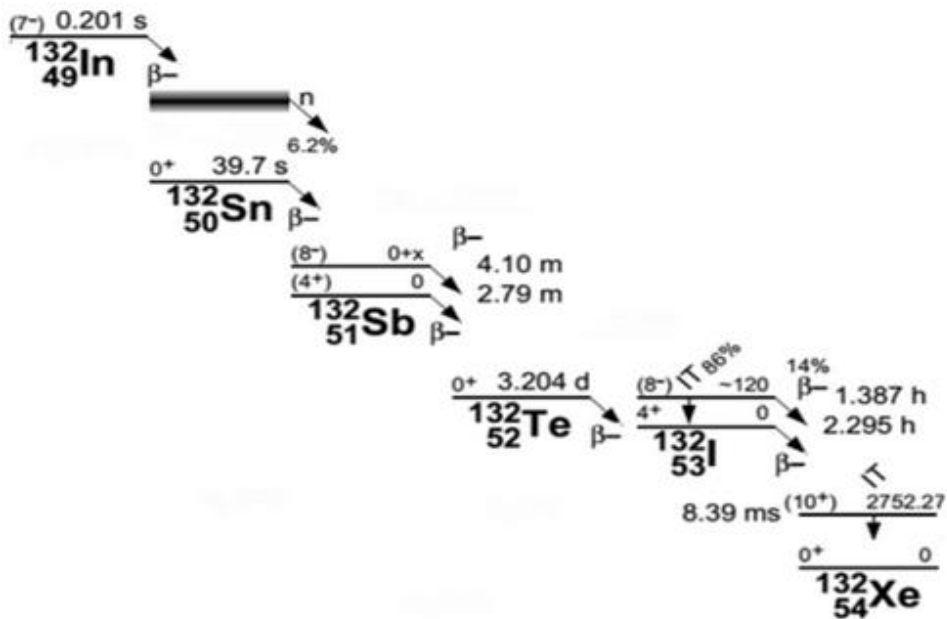


Рис.32. Цепочка последовательных распадов ядер-изобар с A=132.

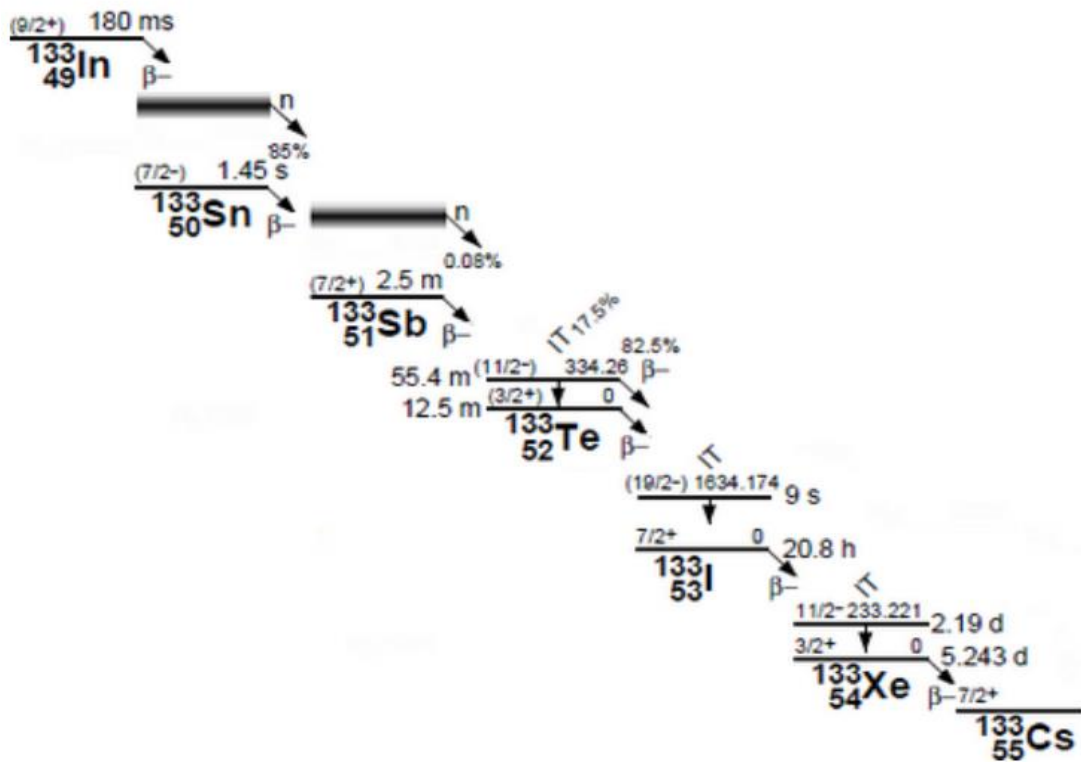


Рис.33. Цепочка последовательных распадов ядер-изобар с $A=133$

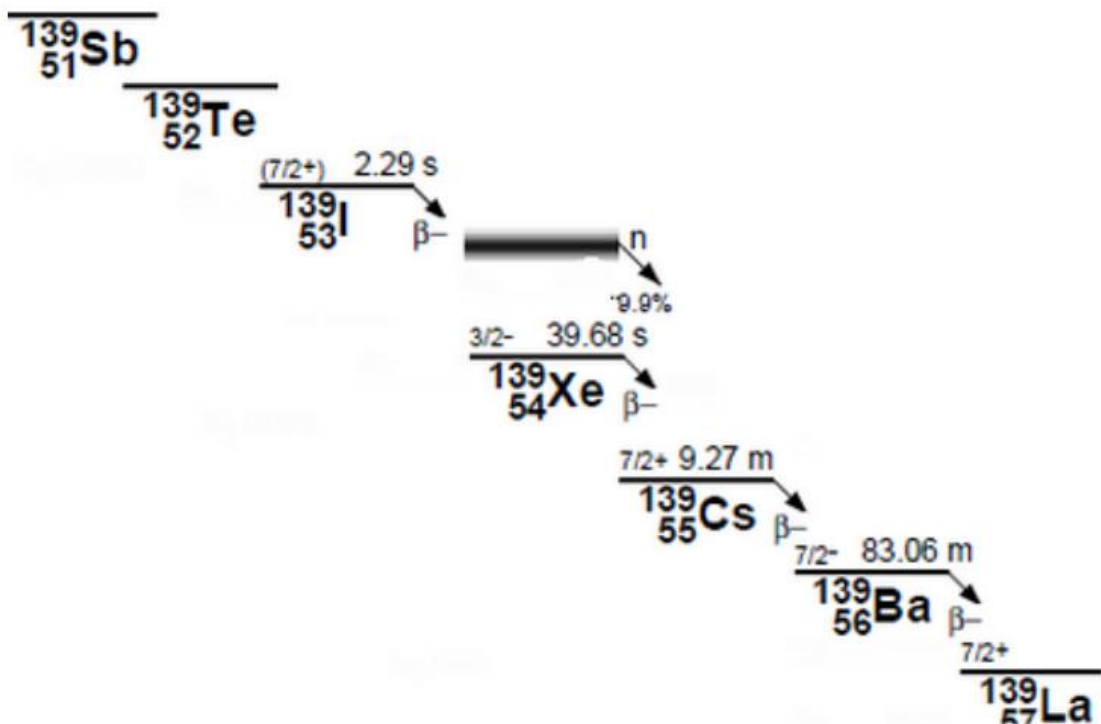


Рис.34. Цепочка последовательных распадов осколков деления с $A=139$.

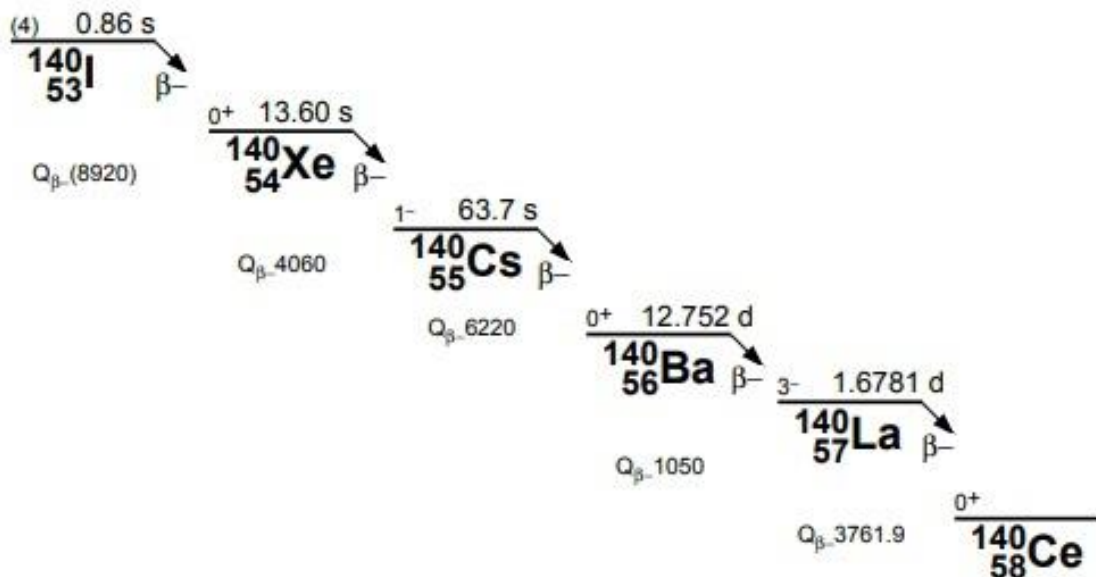


Рис.35. Цепочка последовательных распадов осколков деления с $A=140$.

8. Расчет выходов продуктов фотоделения ^{238}U

Перед каждым расчетом проводилась расшифровка спектров остаточной активности. Из нескольких γ -переходов, принадлежащих одному конкретному изотопу, выбирались только те, которые подходят по периоду полураспада и которые не являются результатом наложения от γ -переходов других ядер. При расчетах использовались данные, взятые из [12]: периоды полураспада, энергии и интенсивности γ -переходов. В таблицах, представленных ниже, приведен тип выхода: $\text{C}\Upsilon$ – накопленный выход и $\text{I}\Upsilon$ – независимый выход. Распределение выходов ядер-изобар описывается функцией Гаусса (14). Аппроксимируя экспериментальные графики этой функцией, мы можем определить наиболее вероятный заряд Z_p [2]-[4].

8.1. A=131

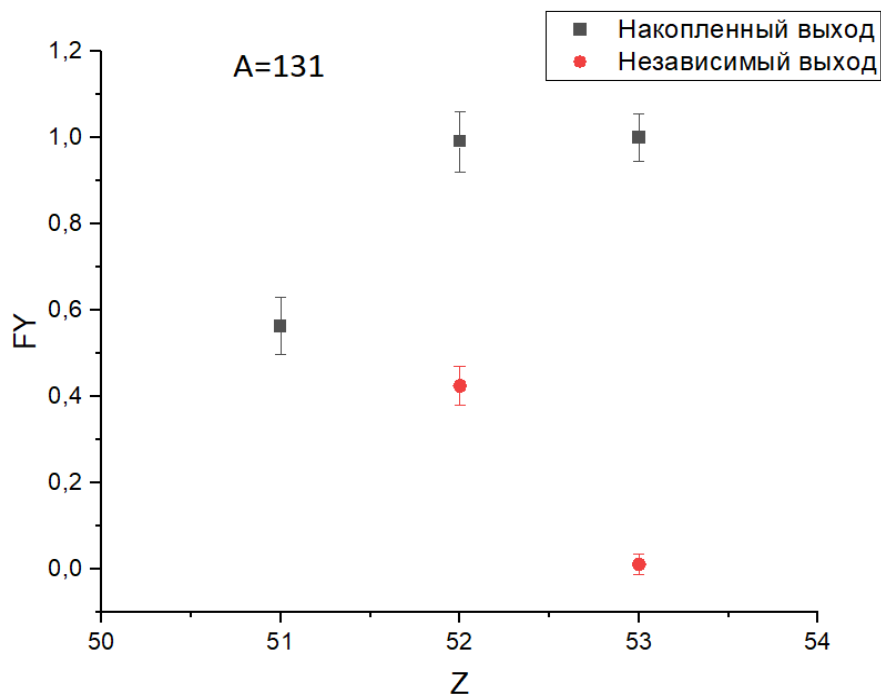


Рис.36. Зарядовое распределение для ядер-изобар с A=131. Выходы нормированы на полный выход цепи.

ИЗОТОП	T _{1/2}	E _γ , КэВ	I _γ , %	S	±ΔS	Y	±ΔY	Y _{средн}	±ΔY _{ср}	
¹³¹ ₅₁ Sb	23,03 m	642,3	23,0	27471	10	0,391	0,063	0,563	0,066	СУ
¹³¹ ₅₁ Sb	23,03 m	933,1	26,1	11656	214	0,570	0,011			СУ
¹³¹ ₅₂ Te	25 m	602,039	4,187	2270	148	0,639	0,041	0,654	0,024	СУ
¹³¹ ₅₂ Te	25 m	948,542	2,26	9952	239	0,693	0,020			СУ
^{131m} ₅₂ Te	30 h	334,27	12,49	2166	73	0,714	0,025	0,337	0,051	СУ
^{131m} ₅₂ Te	30 h	744,2	2,07	12990	118	0,266	0,041			СУ
^{131m} ₅₂ Te	30 h	852,21	27,0	286	26	0,197	0,009			СУ
¹³¹ ₅₃ I	8,02 d	284,3	6,14	3863	215	0,949	0,041	1,000	0,055	СУ
¹³¹ ₅₃ I	8,02 d	636,9	7,17	2522	97	1,089	0,048			СУ
¹³¹ ₅₂ Te	25 m	602,039	4,187	2270	148	0,201	0,013	0,202	0,014	IY
¹³¹ ₅₂ Te	25 m	948,542	2,26	9952	239	0,225	0,006			IY
^{131m} ₅₂ Te	30 h	334,27	12,49	2166	73	0,614	0,020	0,223	0,031	IY
^{131m} ₅₂ Te	30 h	744,2	2,07	12990	118	0,152	0,007			IY
^{131m} ₅₂ Te	30 h	852,2	27,0	286	26	0,098	0,010			IY
¹³¹ ₅₃ I	8,02 d	284,3	6,14	3863	215	0,010	0,021	0,012	0,024	IY
¹³¹ ₅₃ I	8,02 d	636,9	7,17	2522	97	0,013	0,017			IY

Таблица 3. Выходы ядер-изобар с A=131.

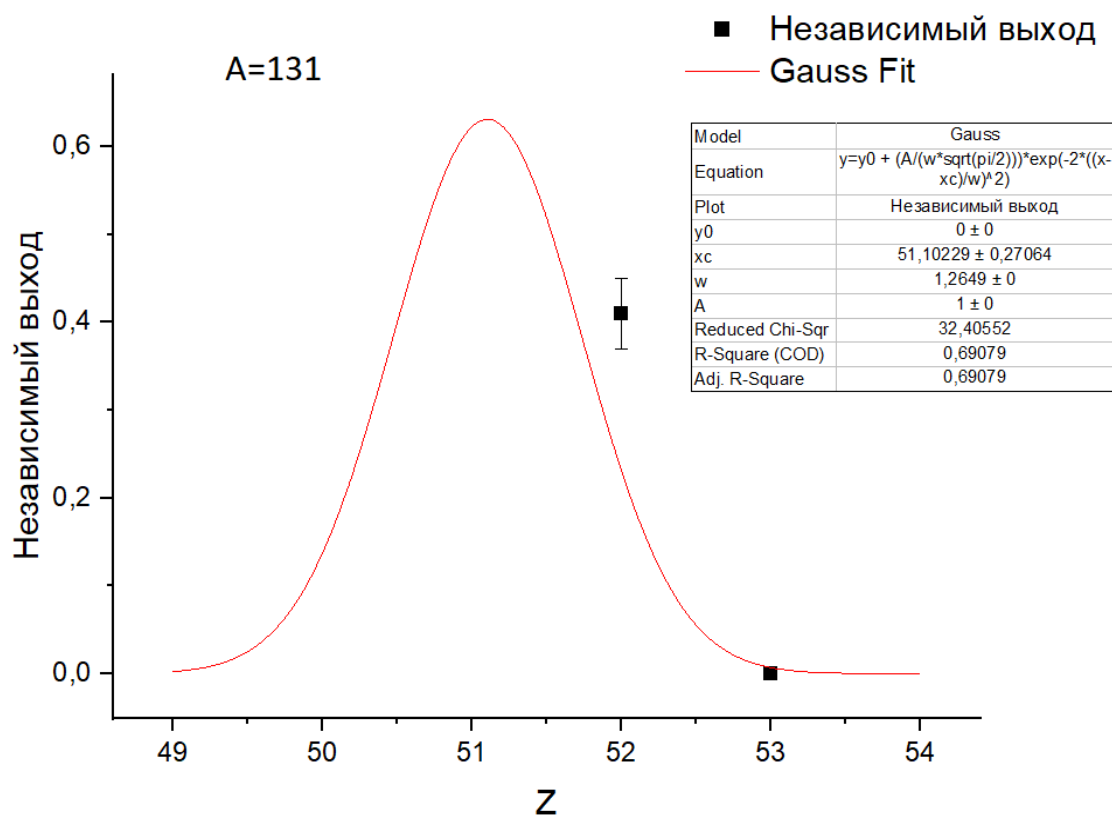


Рис.37. Аппроксимация зарядового распределения функцией Гаусса (A=131).

8.2. A=132

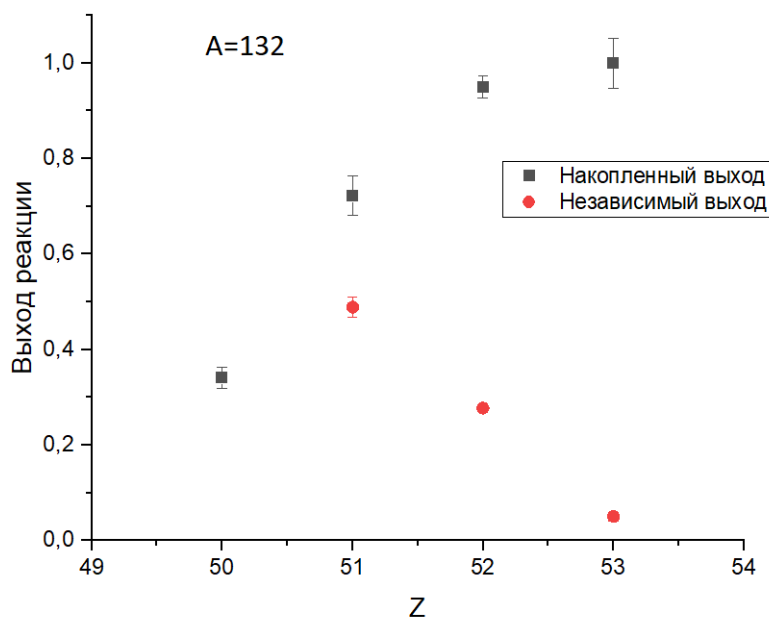


Рис. 38. Зарядовое распределение для ядер-изобар с A=132.

ИЗОТОП	T _{1/2}	E _γ , КэВ	I _γ , %	S	±ΔS	Y	±ΔY	Y _{средн}	±ΔY _{ср}	
¹³² ₅₀ Sn	39,7s	246,87	42,3	36	2	0,341	0,022	0,341	0,022	CY
¹³² ₅₁ Sb	2,79m	816,6	10,9	289	2	0,591	0,100	0,603	0,029	CY
¹³² ₅₁ Sb	2,79m	973,9	99,0	1347	49	0,641	0,040			CY
¹³² ₅₁ Sb	2,79m	989,6	14,9	114	32	0,409	0,108			CY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	103,4	35,0	513	82	0,521	0,030	0,112	0,013	CY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	150,6	66,0	260	2	0,047	0,005			CY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	973,9	100,0	1347	49	0,154	0,020			CY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	1041,5	18,0	160	30	0,104	0,022			CY
¹³² ₅₂ Te	3,204d	228,16	88,0	127600	424	0,949	0,023	0,950	0,023	CY
^{132m} ₅₃ I	1,387h	600,1	14,0	2270	148	0,490	0,040	0,490	0,040	CY
¹³² ₅₃ I	2,295h	667,7	99,0	1927	86	0,345	0,015	0,509	0,012	CY
¹³² ₅₃ I	2,295h	772,6	75,6	1499	25	0,755	0,019			CY
¹³² ₅₁ Sb	2,79m	816,6	10,9	289	2	0,485	0,030	0,387	0,019	IY
¹³² ₅₁ Sb	2,79m	973,9	99,0	1347	49	0,303	0,050			IY
¹³² ₅₁ Sb	2,79m	989,6	14,9	114	32	0,536	0,033			IY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	103,4	35,0	513	82	0,172	0,004	0,102	0,003	IY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	150,6	66,0	260	2	0,052	0,005			IY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	973,9	100,0	1347	49	0,113	0,034			IY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	1041,5	18,0	160	30	0,114	0,024			IY
¹³² ₅₂ Te	3,204d	228,16	88,0	127600	424	0,277	0,006	0,278	0,006	IY
^{132m} ₅₃ I	1,387h	600,1	14,0	2270	148	0,009	0,005	0,009	0,005	IY
¹³² ₅₃ I	2,295h	667,7	99,0	1927	86	0,041	0,004	0,041	0,004	IY

Таблица 4. Выходы ядер-изобар с A=132.

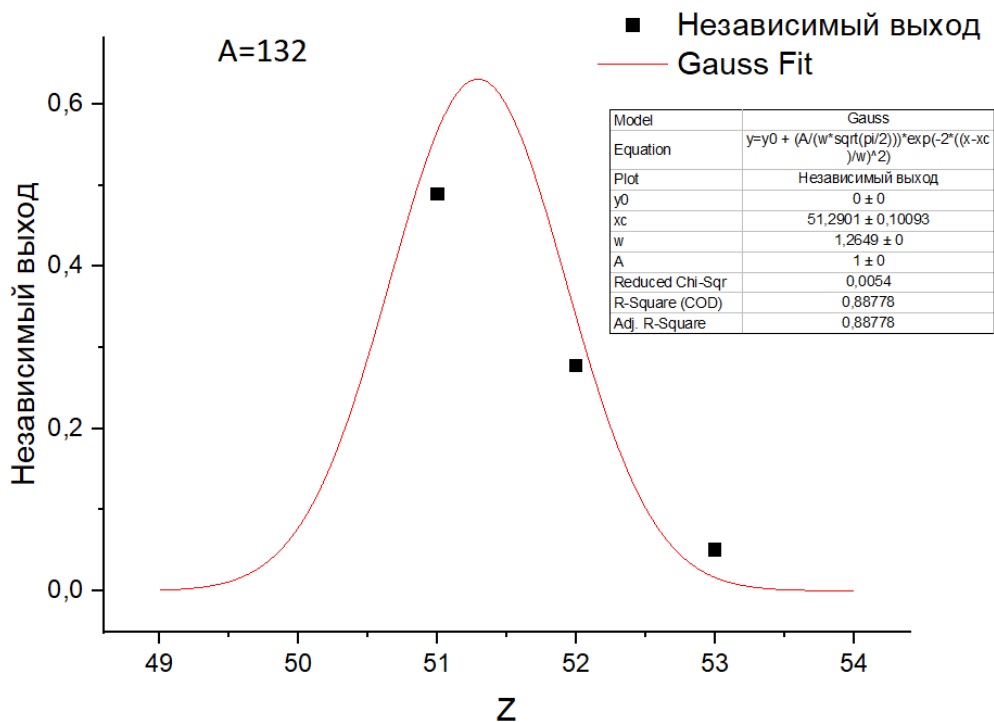


Рис.39. Аппроксимация зарядового распределения функцией Гаусса (A=132).

8.3. A=133

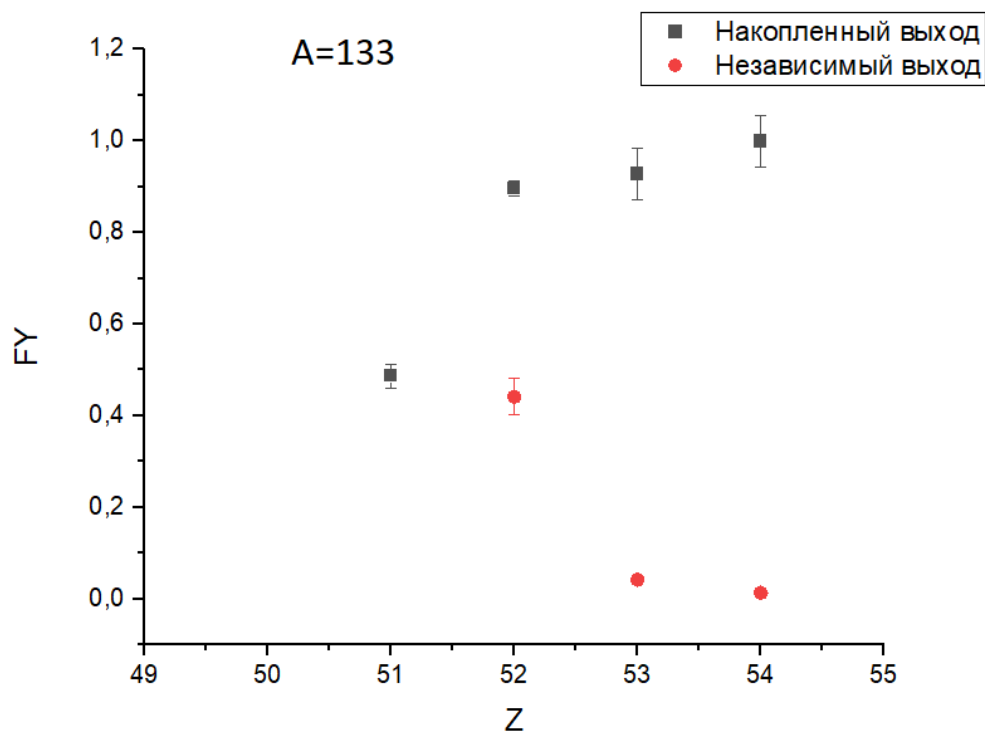


Рис.40. Зарядовое распределение для ядер изобар с A=133.

ИЗОТОП	T _{1/2}	E _γ , КэВ	I _γ , %	S	±ΔS	Y	±ΔY	Y _{средн}	±ΔY _{ср}	
¹³³ ₅₁ Sb	2,5m	633,1	3,9	147	52	0,529	0,056	0,487	0,026	CY
¹³³ ₅₁ Sb	2,5m	817,5	18,5	413	2	0,326	0,039			CY
¹³³ ₅₂ Te	12,5m	312,172	62,0	16743	225	0,266	0,004	0,361	0,016	CY
¹³³ ₅₂ Te	12,5m	407,63	27,1	14799	197	0,667	0,012			CY
¹³³ ₅₂ Te	12,5m	719,71	8,9	626	72	0,194	0,024			CY
^{133m} ₅₂ Te	55,4m	647,51	19,4	9090	6	0,706	0,012	0,536	0,040	CY
^{133m} ₅₂ Te	55,4m	863,955	15,6	3555	1	0,531	0,011			CY
^{133m} ₅₂ Te	55,4m	912,69	55,28	10728	174	0,425	0,017			CY
¹³³ ₅₃ I	20,8h	529,872	87,0	33061	194	0,928	0,023	0,928	0,023	CY
¹³³ ₅₄ Xe	5,234d	80,99	38,0	36885	36	0,989	0,055	0,989	0,055	CY
^{133m} ₅₄ Xe	2,19d	233,221	100,0	3001	283	0,012	0,001	0,012	0,001	CY
¹³³ ₅₂ Te	12,5m	312,172	62,0	16743	225	0,1789	0,0004	0,216	0,007	IY
¹³³ ₅₂ Te	12,5m	407,63	27,1	14799	197	0,357	0,005			IY
¹³³ ₅₂ Te	12,5m	719,71	8,9	626	72	0,159	0,002			IY
^{133m} ₅₂ Te	55,4m	647,51	19,4	9090	6	0,386	0,019	0,234	0,043	IY
^{133m} ₅₂ Te	55,4m	863,955	15,6	3555	1	0,1539	0,0004			IY
^{133m} ₅₂ Te	55,4m	912,69	55,28	10728	174	0,212	0,042			IY
¹³³ ₅₃ I	20,8h	529,872	87,0	33061	194	0,042	0,005	0,042	0,005	IY
¹³³ ₅₄ Xe	5,234d	80,99	38,0	36885	36	0,012	0,001	0,012	0,001	IY
^{133m} ₅₄ Xe	2,19d	233,221	100,0	3001	283	0,0039	0,0004	0,0039	0,0004	IY

Таблица 5. Выходы ядер-изобар с A=133

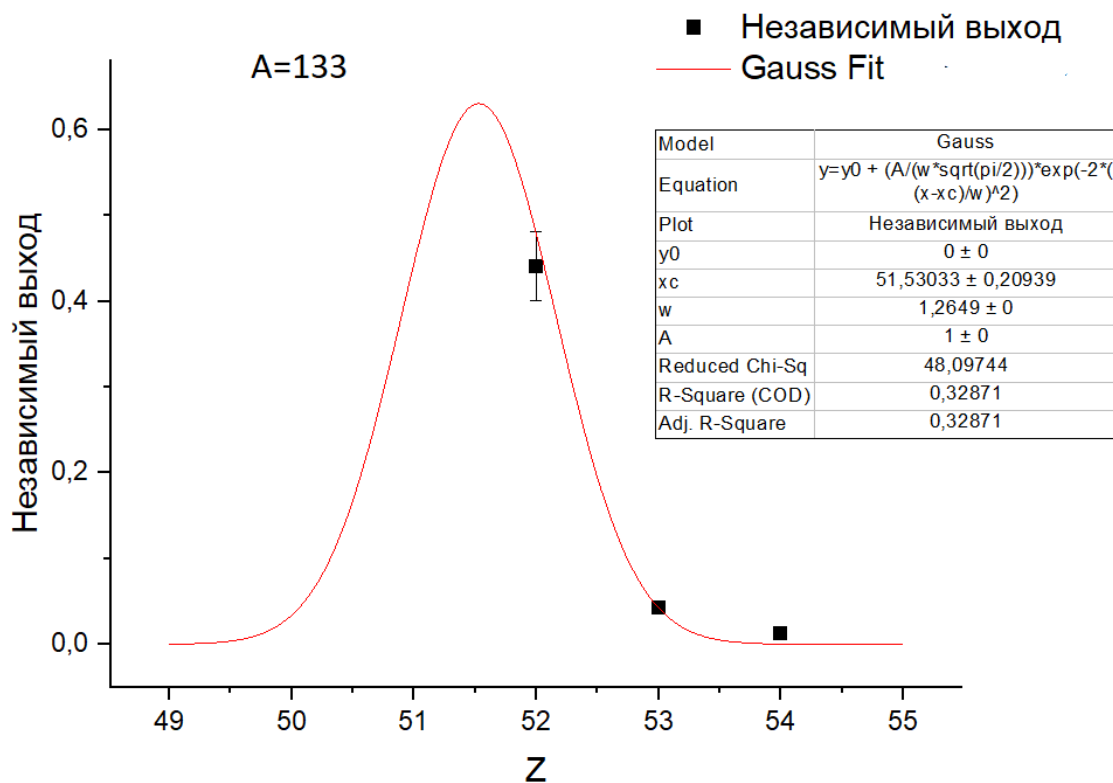


Рис.41. Аппроксимация зарядового распределения функцией Гаусса (A=133).

8.4. A=139

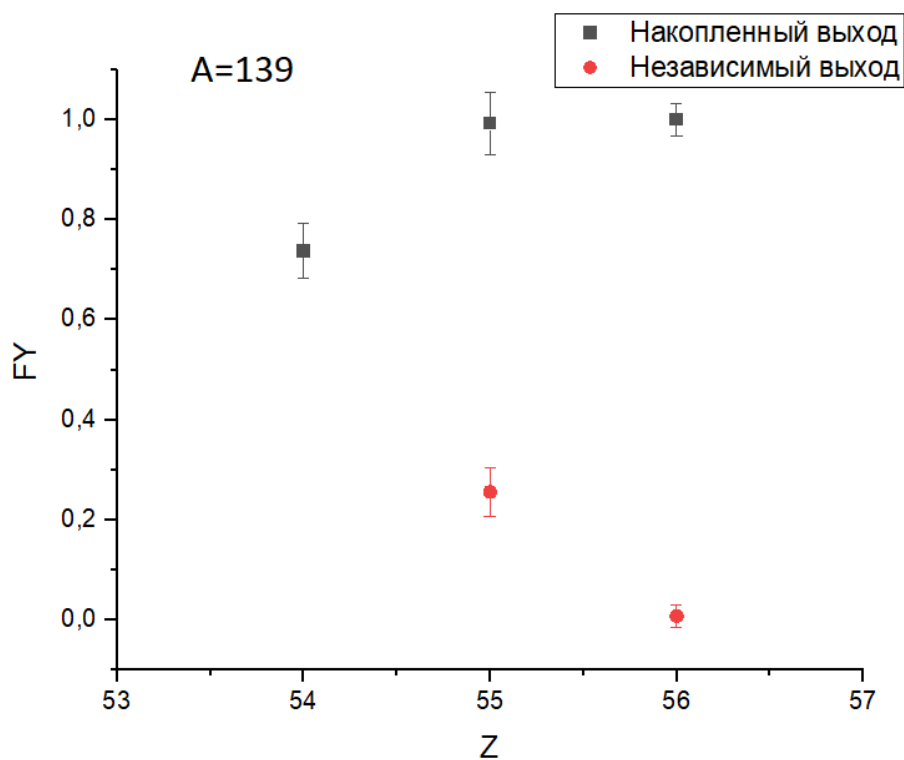


Рис.42. Зарядовое распределение для ядер-изобар с A=139.

ИЗОТОП	$T_{1/2}$	$E_{\gamma}, \text{КэВ}$	$I_{\gamma}, \%$	S	$\pm \Delta S$	Y	$\pm \Delta Y$	$Y_{\text{средн}}$	$\pm \Delta Y_{\text{ср}}$	
$^{139}_{54}\text{Xe}$	39,68s	174,97	21,7	322	2	0,694	0,097	0,737	0,055	CY
$^{139}_{54}\text{Xe}$	39,68s	218,97	56,0	687	74	0,837	0,059			CY
$^{139}_{55}\text{Cs}$	9,27m	627,24	8,3	517	101	0,992	0,061	0,992	0,061	CY
$^{139}_{56}\text{Ba}$	83,06m	165,864	23,7	34508	4	1,000	0,032	1,000	0,032	CY
$^{139}_{55}\text{Cs}$	9,27m	627,24	8,3	517	101	0,256	0,049	0,256	0,049	IY
$^{139}_{56}\text{Ba}$	83,06m	165,864	23,7	34508	4	0,008	0,022	0,008	0,022	IY

Таблица 6. Выходы ядер-изобар с $A=139$

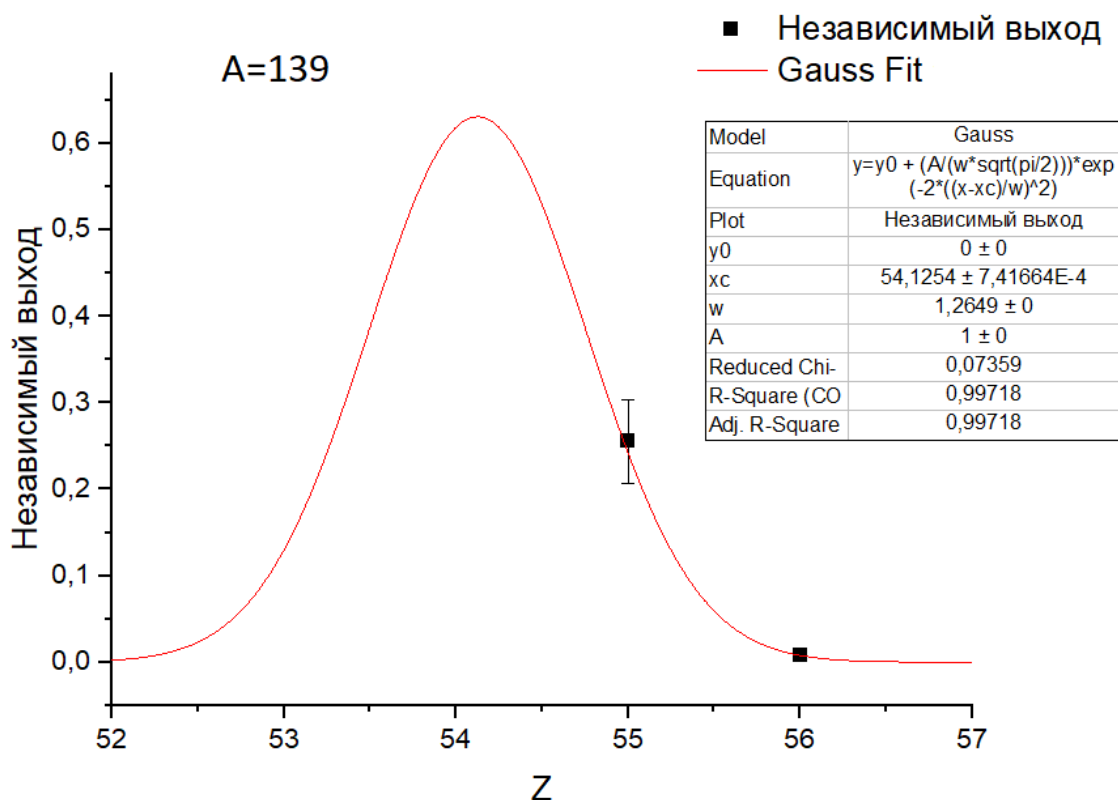


Рис.43. Аппроксимация зарядового распределения функцией Гаусса ($A=139$).

9. Сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями гипотез MPE и UCD для фотоделения ^{238}U .

Согласно гипотезе MPE, распределение заряда при делении соответствует минимуму суммы потенциальной энергии и энергии кулоновского отталкивания. Это соответствует максимальной энергии возбуждения и энергии деления. Таким образом, максимум зарядового

распределения и максимум энергии возбуждения должны соответствовать одному и тому же Z_p . Энергия возбуждения рассчитывалась как разность энергии деления и кулоновской энергии взаимодействия осколков деления. Кулоновская энергия рассчитывалась с помощью соотношения (16):

$$F_{\text{кул}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{1,8(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \quad (16)$$

Где Z_1, Z_2 – заряды осколков деления, A_1 и A_2 – массовые числа осколков деления, 1,8 – коэффициент, учитывающий несферичность осколков деления [13].

На рисунках 44-47 показаны графики зависимости энергии возбуждения от зарядового числа Z осколка с большей массой. Кроме того, по этим графикам определялись наиболее вероятные заряды $Z_{\text{МРЕ}}$, предсказанные гипотезой МРЕ [9].

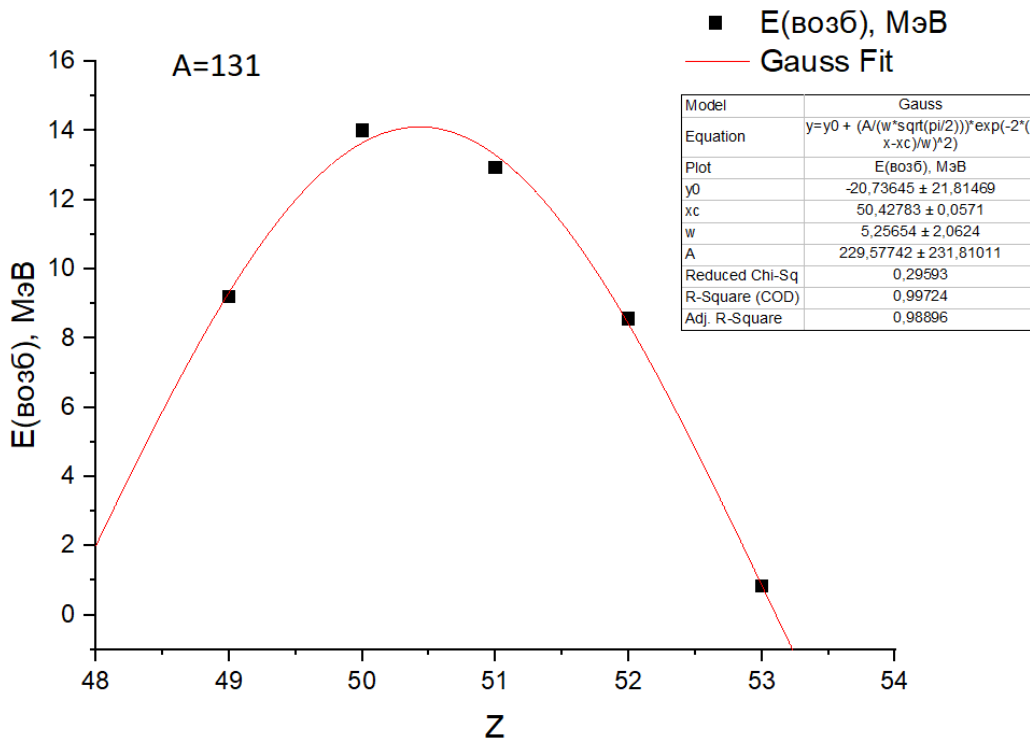


Рис.44. Зависимость энергии возбуждения от Z ($A=131$).

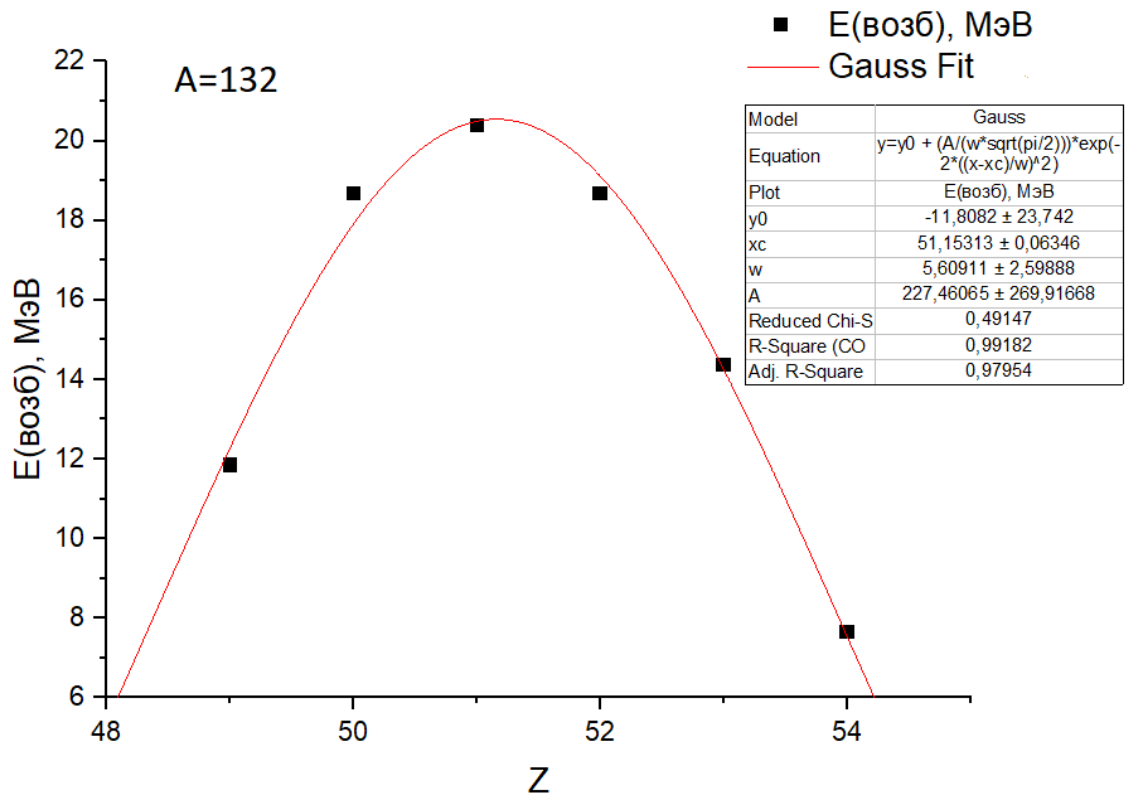


Рис.45. Зависимость энергии возбуждения от Z (A=132).

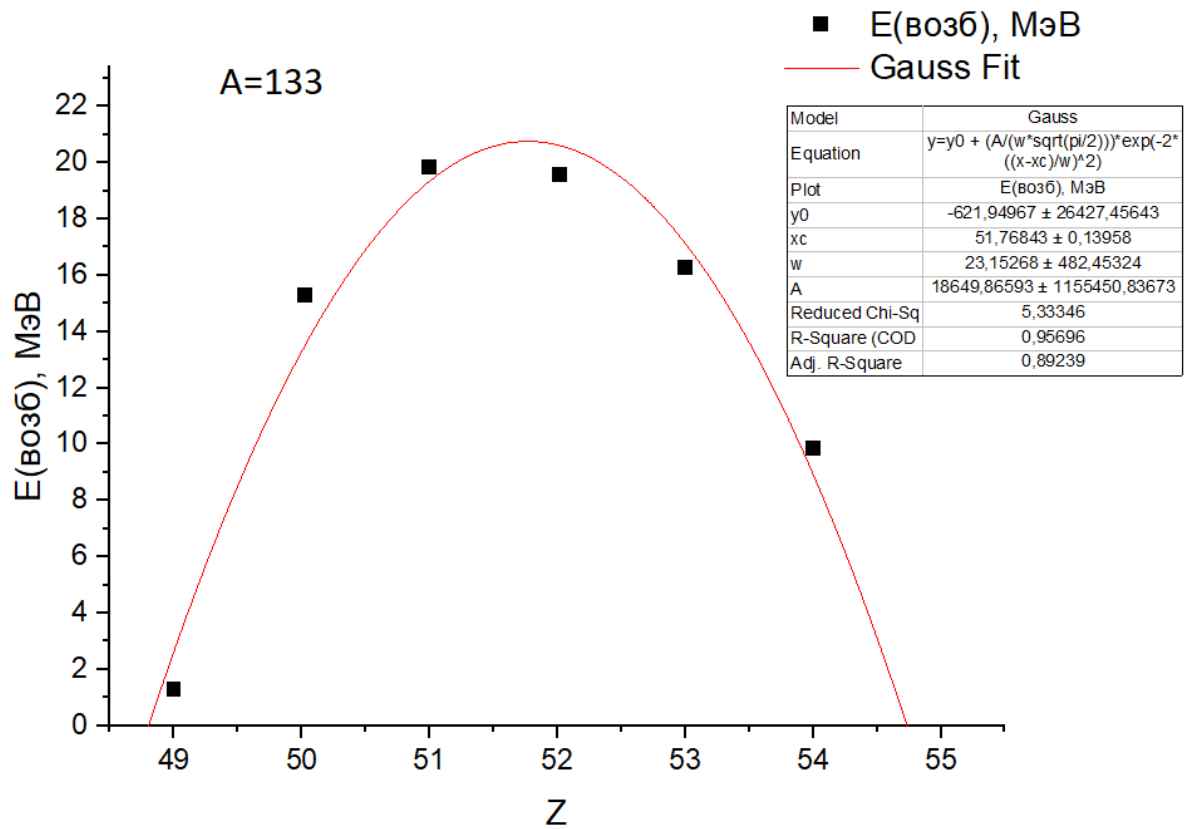


Рис.46. Зависимость энергии возбуждения от Z (A=133).

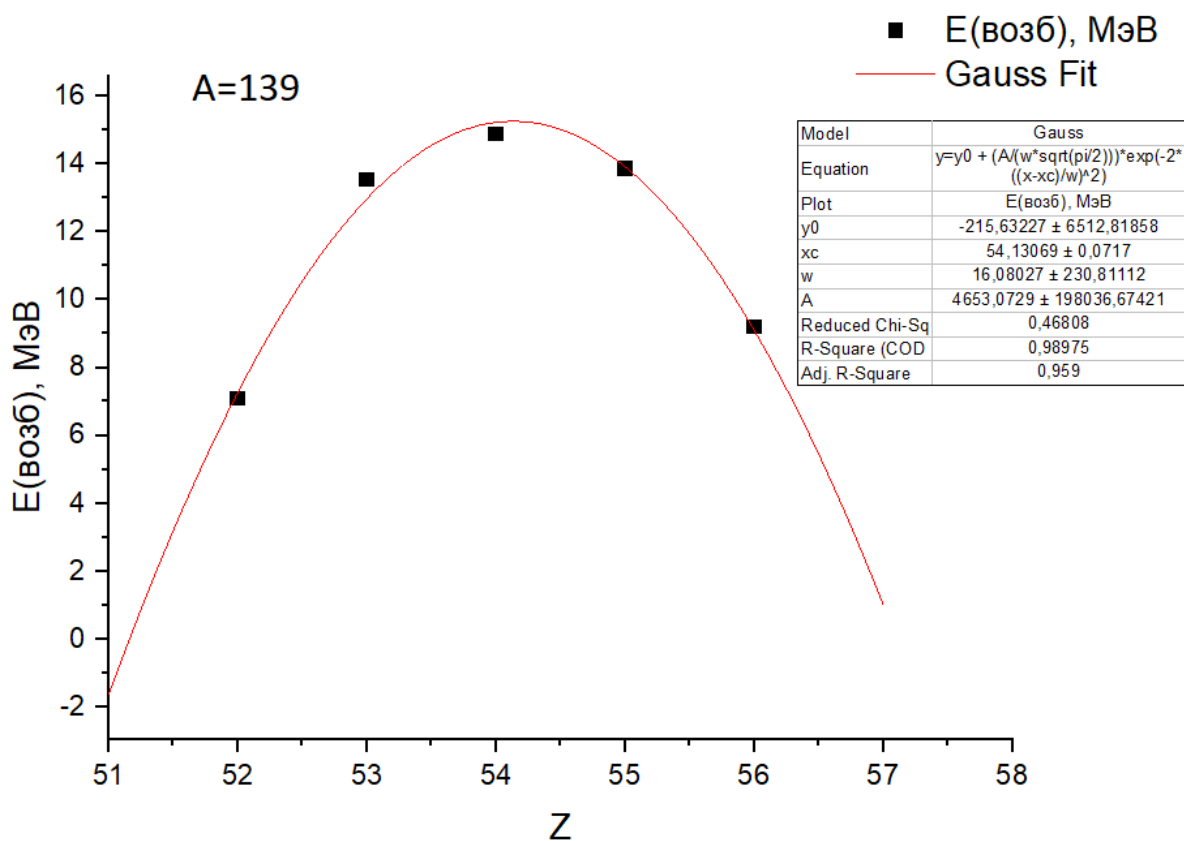


Рис.47. Зависимость энергии возбуждения от Z (A=139).

Наиболее вероятный заряд, согласно гипотезе UCD [9], рассчитывался по формуле (15). Все экспериментальные и теоретические значения внесены в таблицу 7.

A	Zp(эксп)	Z(UCD)	Zp-Z(UCD)	Zp(MPE)
131	51,102±0,271	51,068	0,035±0,271	50,428±0,057
132	51,290±0,101	51,457	-0,167±0,101	51,153±0,064
133	51,530±0,209	51,848	-0,317±0,209	51,768±0,140
139	54,125±0,001	54,186	-0,061±0,001	54,131±0,072

Таблица 7. Сравнение экспериментальных и теоретических значений наиболее вероятного заряда (^{238}U).

На рисунке 48 Показано отклонение экспериментальных значений от предсказаний модели неизменного зарядового распределения. На рис. 20 также показаны линии для $Z=50$, 52 и 56. При делении тяжелых ядер происходит в основном ассиметричное расщепление. Без существования оболочечных эффектов ядра делились бы симметрично. Наиболее сильно оболочечные эффекты проявляются в сферических магических ядрах, например в ядрах с $Z=50$. Однако, систематические исследования показали, что тяжелые осколки деления обладают зарядовыми числами $Z=52-56$ [13], [14]. Это происходит потому, что осколки деления не являются сферическими, и вместо $Z=50$ формируются деформированные оболочками с $Z = 52$ и $Z = 56$.

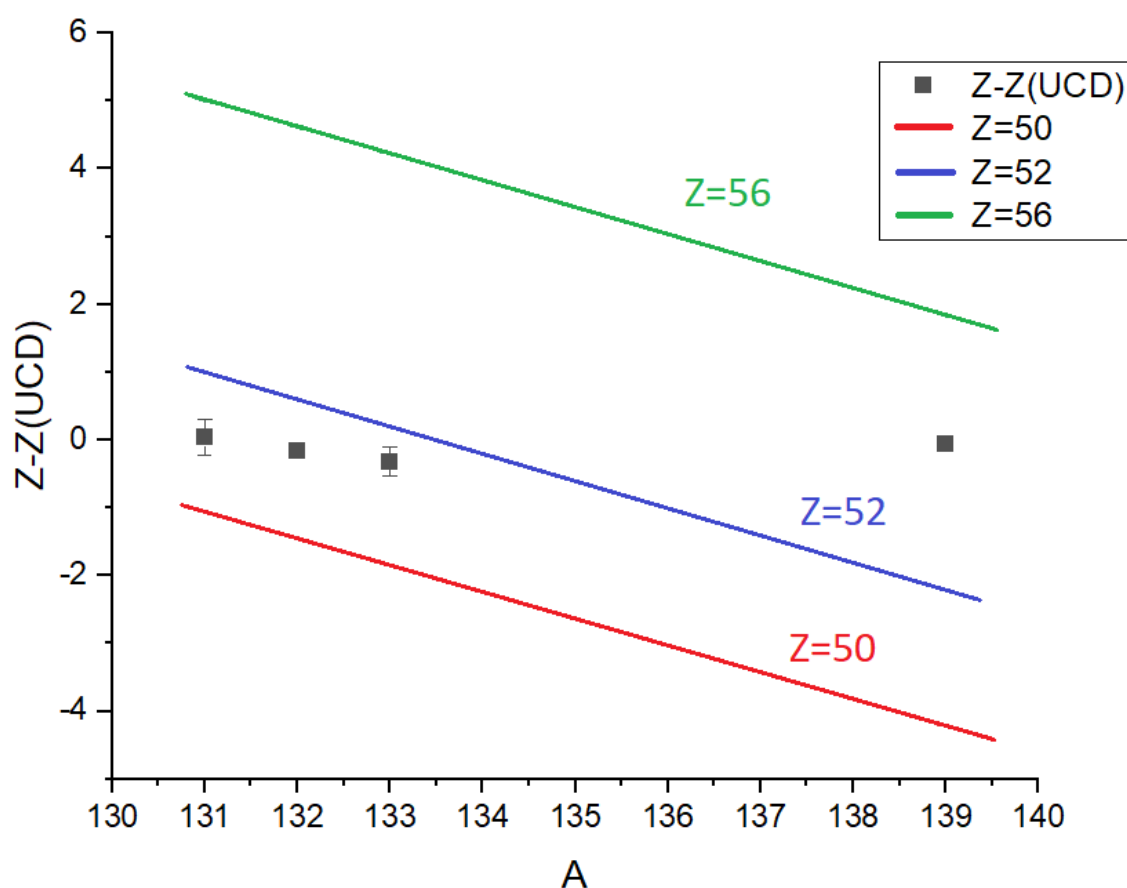


Рис.48. Отклонения наиболее вероятного заряда от предсказаний модели UCD. Наблюдается влияние деформированной оболочки с $Z=52$.

10. Расчет выходов продуктов фотоделения ^{232}Th

10.1. $A=131$

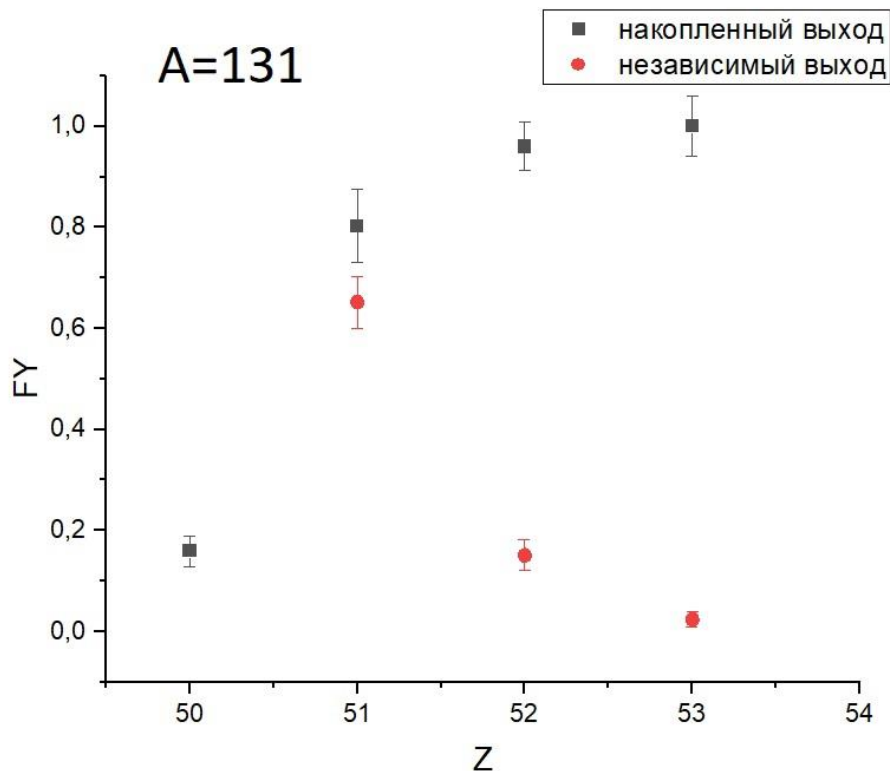


Рис. 49. Зарядовое распределение для ядер-изобар с $A=131$.

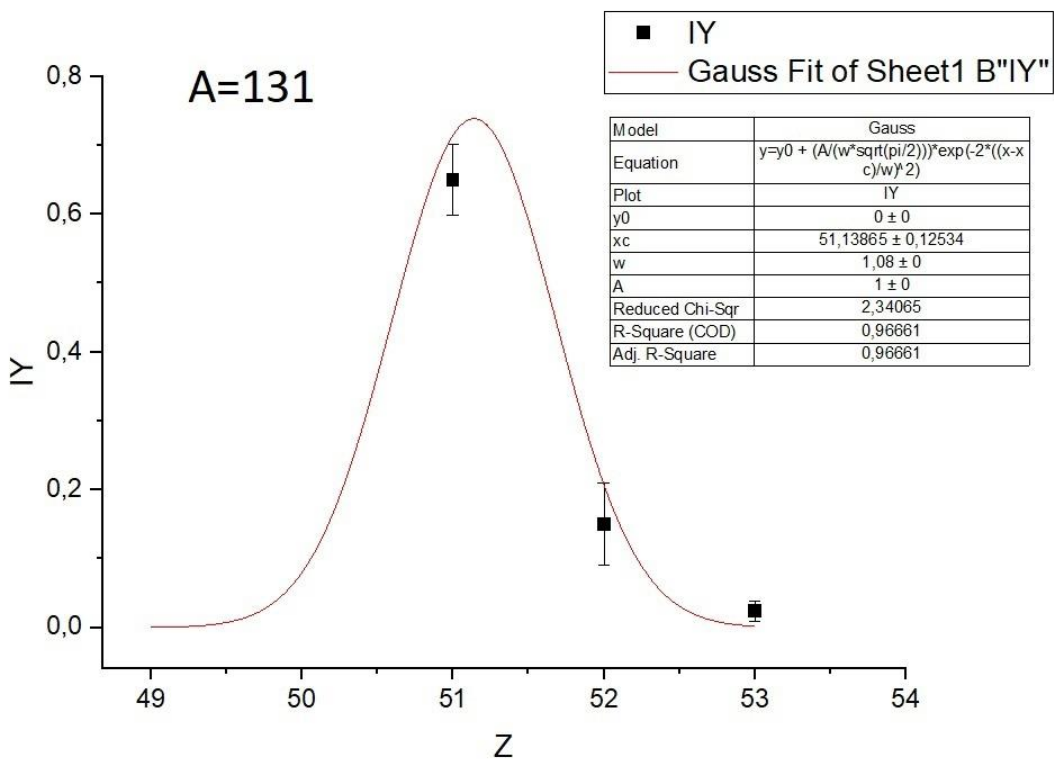


Рис.50. Аппроксимация зарядового распределения функцией Гаусса ($A=131$).

ИЗОТОП	$T_{1/2}$	$E_{\gamma}, \text{КэВ}$	$I_{\gamma}, \%$	S	$\pm \Delta S$	Y	$\pm \Delta Y$	$Y_{\text{средн}}$	$\pm \Delta Y_{\text{cp}}$	
$^{131}_{50}\text{Sn}$	56 s	450,0	90,0	8971	178	0,161	0,023	0,159	0,031	СУ
$^{131}_{50}\text{Sn}$	56 s	789,5	86,0	874	29	0,157	0,041			СУ
$^{131}_{51}\text{Sb}$	23,03 m	642,3	23,0	5303	49	0,773	0,047	0,803	0,073	СУ
$^{131}_{51}\text{Sb}$	23,03 m	933,1	26,1	1045	17	0,767	0,054			СУ
$^{131}_{51}\text{Sb}$	23,03 m	943,6	47,0	2922	25	0,832	0,089			СУ
$^{131}_{52}\text{Te}$	25,0 m	149,7	69,0	8923	81	0,668	0,057	0,641	0,048	СУ
$^{131}_{52}\text{Te}$	25,0 m	452,3	18,2	25773	201	0,603	0,030			СУ
$^{131m}_{52}\text{Te}$	30 h	773,7	49,9	237782	175	0,337	0,053	0,319	0,047	СУ
$^{131m}_{52}\text{Te}$	30 h	852,2	27,0	8401	53	0,310	0,043			СУ
$^{131}_{53}\text{I}$	8,02 d	284,3	6,4	55797	89	0,953	0,062	1,000	0,059	СУ
$^{131}_{53}\text{I}$	8,02 d	364,5	82,0	587712	397	1,025	0,045			СУ
$^{131}_{51}\text{Sb}$	23,03 m	642,3	23,0	5303	49	0,640	0,019	0,652	0,051	ИУ
$^{131}_{51}\text{Sb}$	23,03 m	933,1	26,1	1045	17	0,601	0,031			ИУ
$^{131}_{51}\text{Sb}$	23,03 m	943,6	47,0	2922	25	0,662	0,059			ИУ
$^{131}_{52}\text{Te}$	25,0 m	149,7	69,0	8923	81	0,076	0,042	0,074	0,031	ИУ
$^{131}_{52}\text{Te}$	25,0 m	452,3	18,2	25773	201	0,067	0,023			ИУ
$^{131m}_{52}\text{Te}$	30 h	773,7	49,9	237782	175	0,083	0,041	0,077	0,029	ИУ
$^{131m}_{52}\text{Te}$	30 h	852,2	27,0	8401	53	0,075	0,027			ИУ
$^{131}_{53}\text{I}$	8,02 d	284,3	6,4	55797	89	0,019	0,014	0,024	0,015	ИУ
$^{131}_{53}\text{I}$	8,02 d	364,5	82,0	587712	397	0,025	0,017			ИУ

Таблица 8. Выходы ядер-изобар с $A=131$.

10.2. $A=132$

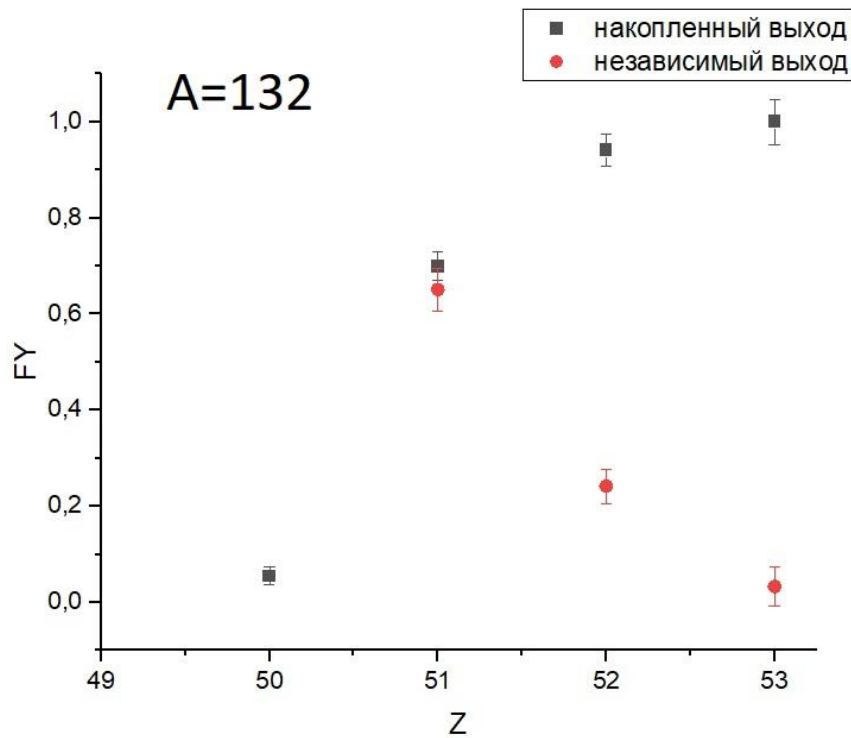


Рис. 51. Зарядовое распределение для ядер-изобар с $A=132$.

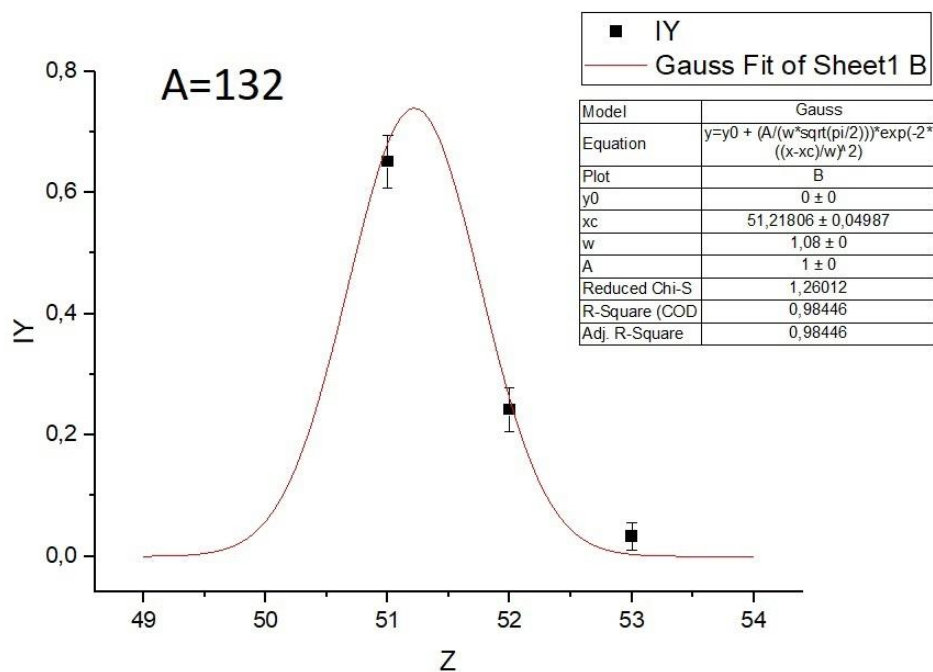


Рис.52. Аппроксимация зарядового распределения функцией Гаусса (A=132).

ИЗОТОП	T _{1/2}	E _γ , КэВ	I _γ , %	S	±ΔS	Y	±ΔY	Y _{средн}	±ΔY _{ср}	
¹³² ₅₀ Sn	39,7s	340,5	49,0	64	12	0,068	0,013	0,055	0,018	CY
¹³² ₅₀ Sn	39,7s	899,0	44,8	32	15	0,043	0,021			CY
¹³² ₅₁ Sb	2,79m	696,8	85,5	826	49	0,492	0,037	0,517	0,032	CY
¹³² ₅₁ Sb	2,79m	973,9	99,0	582	20	0,551	0,020			CY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	150,6	66,7	165	67	0,171	0,049	0,182	0,028	CY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	973,9	100,0	660	38	0,209	0,012			CY
¹³² ₅₂ Te	3,204d	228,2	88,0	98785	598	0,941	0,034	0,941	0,034	CY
¹³² ₅₃ I	2,295h	667,7	99,0	1613	63	0,573	0,027	0,526	0,040	CY
¹³² ₅₃ I	2,295h	772,6	75,6	2050	186	0,524	0,043			CY
¹³² ₅₃ I	2,295h	954,2	17,6	522	73	0,497	0,070			CY
^{132m} ₅₃ I	1,387h	173,7	8,8	224	79	0,507	0,054	0,474	0,047	CY
^{132m} ₅₃ I	1,387h	600,1	14,0	82	33	0,439	0,106			CY
¹³² ₅₁ Sb	2,79m	696,8	85,5	826	49	0,569	0,047	0,544	0,033	IY
¹³² ₅₁ Sb	2,79m	973,9	99,0	582	20	0,537	0,021			IY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	150,6	66,7	165	67	0,119	0,071	0,107	0,058	IY
^{132m} ₅₁ Sb	4,1m	973,9	100,0	660	38	0,101	0,034			IY
¹³² ₅₂ Te	3,204d	228,2	88,0	98785	598	0,242	0,036	0,242	0,036	IY
¹³² ₅₃ I	2,295h	667,7	99,0	1613	63	0,037	0,047	0,026	0,044	IY
¹³² ₅₃ I	2,295h	772,6	75,6	2050	186	0,025	0,051			IY
¹³² ₅₃ I	2,295h	954,2	17,6	522	73	0,019	0,030			IY
^{132m} ₅₃ I	1,387h	173,7	8,8	224	79	0,005	0,021	0,007	0,023	IY
^{132m} ₅₃ I	1,387h	600,1	14,0	82	33	0,009	0,034			IY

Таблица 9. Выходы ядер-изобар с A=132.

10.3. A=133

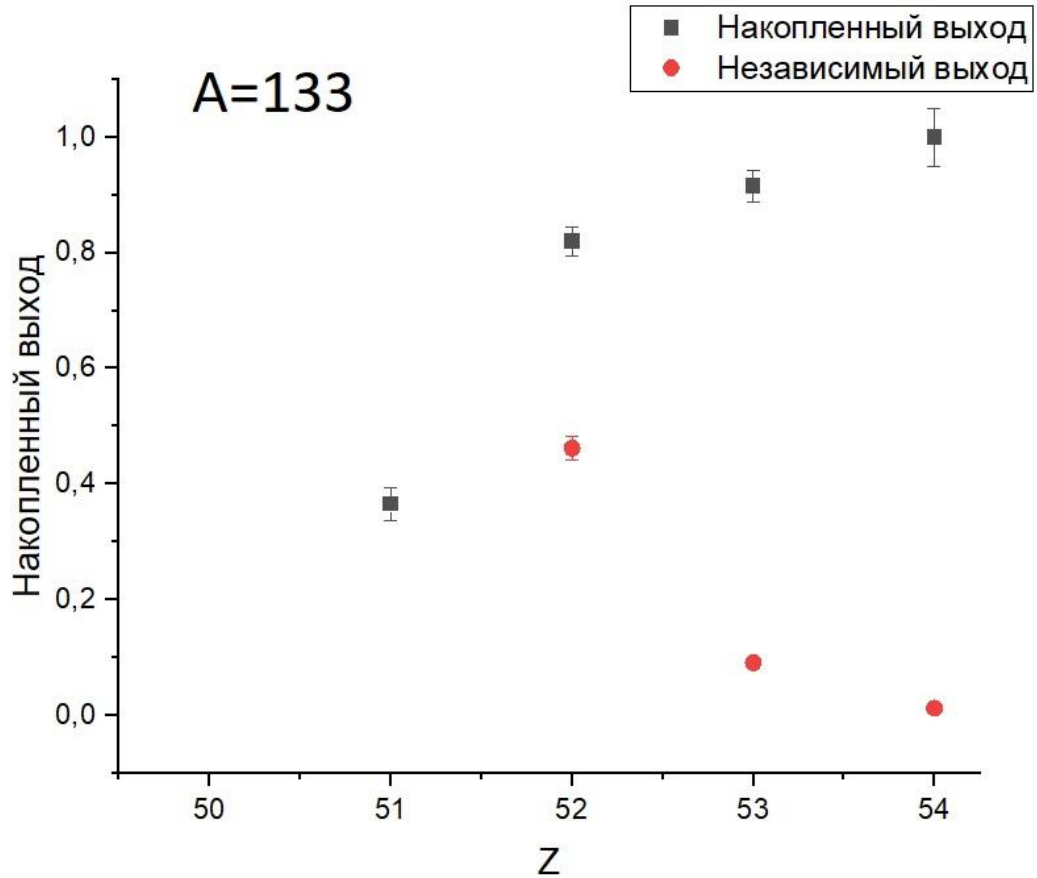


Рис. 53. Зарядовое распределение для ядер-изобар с A=133.

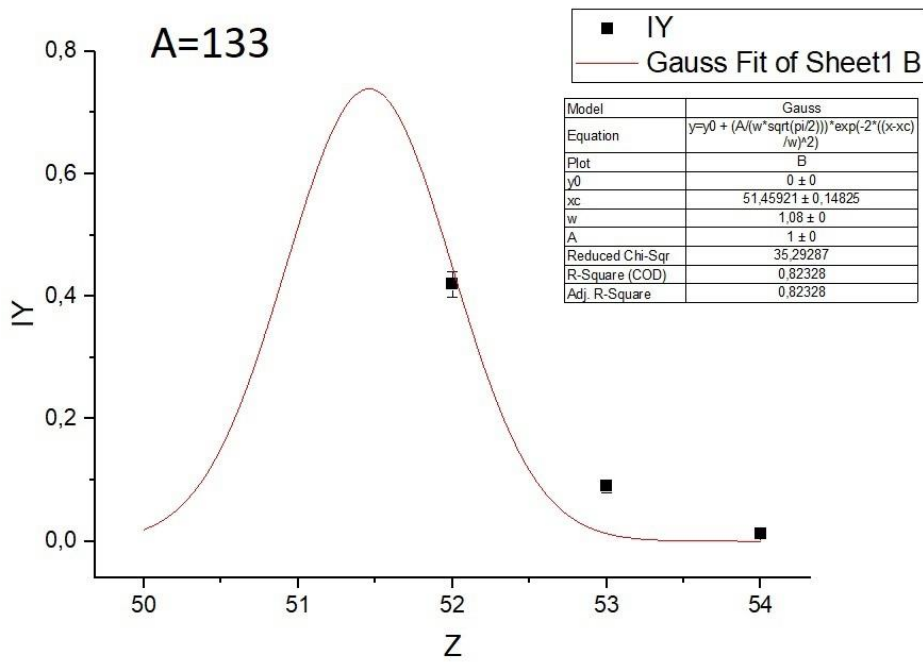


Рис.54. Аппроксимация зарядового распределения функцией Гаусса (A=133).

ИЗОТОП	$T_{1/2}$	$E_{\gamma}, \text{КэВ}$	$I_{\gamma}, \%$	S	$\pm \Delta S$	Y	$\pm \Delta Y$	$Y_{\text{средн}}$	$\pm \Delta Y_{\text{ср}}$	
$^{133}_{51}\text{Sb}$	2,5m	423,4	3,5	329	88	0,371	0,049	0,365	0,028	CY
$^{133}_{51}\text{Sb}$	2,5m	817,8	18,5	222	20	0,343	0,012			CY
$^{133}_{52}\text{Te}$	12,5m	312,1	62,0	2921	112	0,414	0,023	0,321	0,019	CY
$^{133}_{52}\text{Te}$	12,5m	407,6	27,1	7699	137	0,218	0,015			CY
$^{133m}_{52}\text{Te}$	55,4m	647,5	19,4	8144	198	0,460	0,031	0,499	0,026	CY
$^{133m}_{52}\text{Te}$	55,4m	912,7	55,3	12359	163	0,578	0,024			CY
$^{133}_{53}\text{I}$	20,8h	529,8	87,0	82364	341	0,916	0,027	0,916	0,027	CY
$^{133m}_{54}\text{Xe}$	2,19d	233,2	10,0	5054	519	0,026	0,004	0,026	0,004	CY
$^{133}_{54}\text{Xe}$	5,234d	80,9	38,0	20309	418	0,974	0,061	0,974	0,061	CY
$^{133}_{52}\text{Te}$	12,5m	312,1	62,0	2921	112	0,309	0,017	0,205	0,008	IY
$^{133}_{52}\text{Te}$	12,5m	407,6	27,1	7699	137	0,168	0,005			IY
$^{133m}_{52}\text{Te}$	55,4m	647,5	19,4	8144	198	0,223	0,025	0,257	0,019	IY
$^{133m}_{52}\text{Te}$	55,4m	912,7	55,3	12359	163	0,271	0,011			IY
$^{133}_{53}\text{I}$	20,8h	529,8	87,0	82364	341	0,091	0,007	0,091	0,007	IY
$^{133m}_{54}\text{Xe}$	2,19d	233,2	10,0	5054	519	0,002	0,001	0,002	0,001	IY
$^{133}_{54}\text{Xe}$	5,234d	80,9	38,0	20309	418	0,010	0,003	0,010	0,003	IY

Таблица 10. Выходы ядер-изобар с $A=133$.

10.4. $A=139$

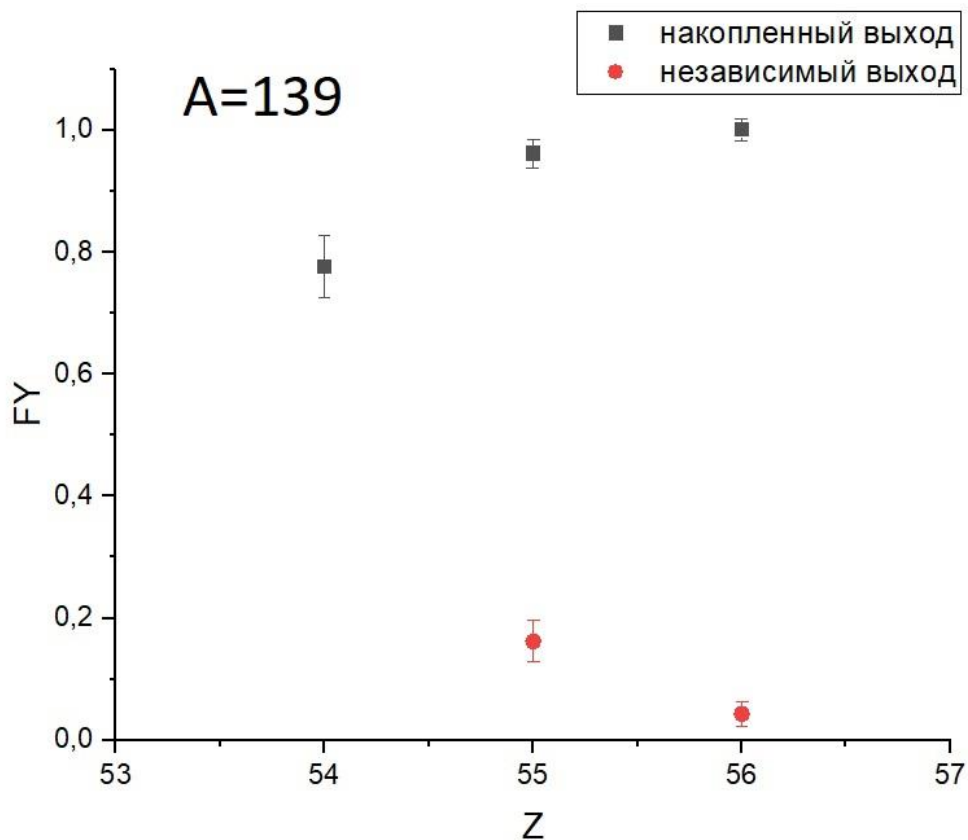


Рис. 55. Зарядовое распределение для ядер-изобар с $A=139$.

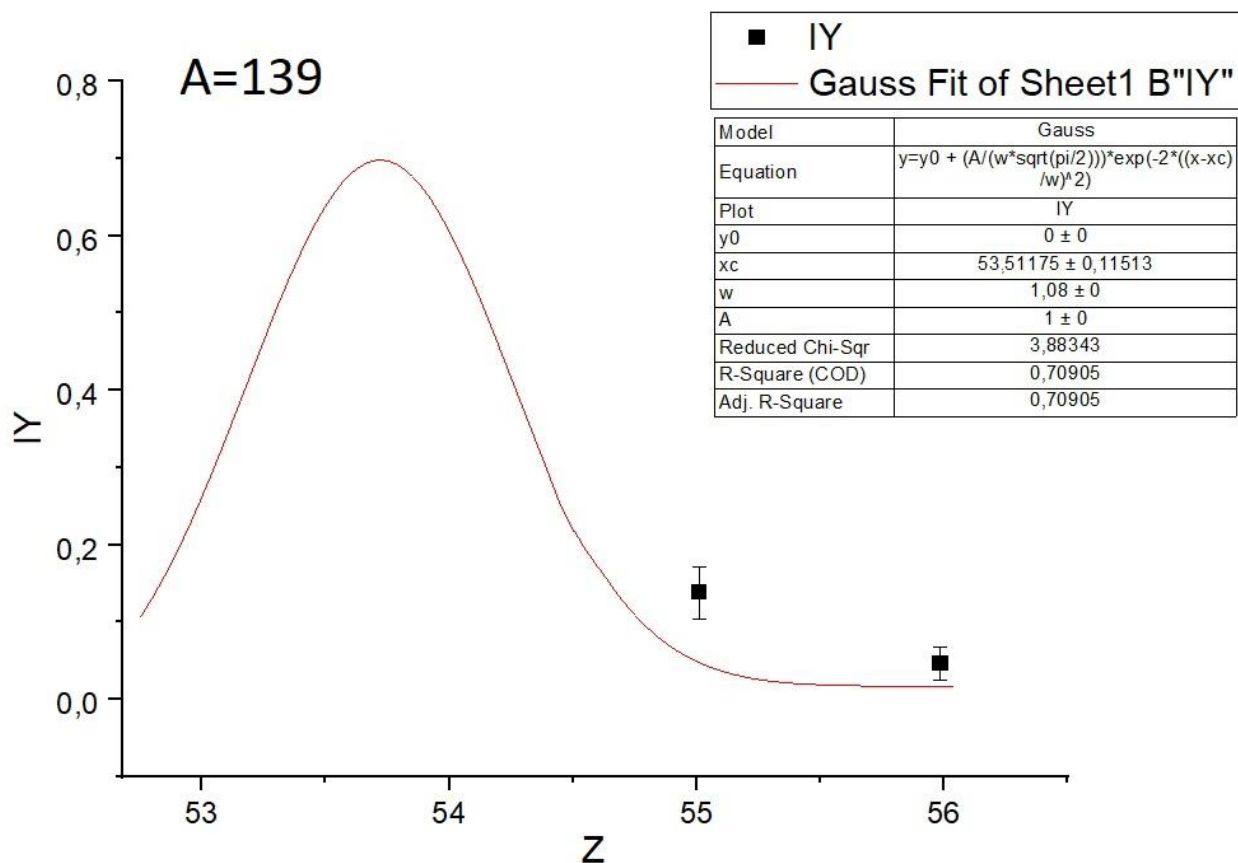


Рис.56. Аппроксимация зарядового распределения функцией Гаусса (A=139).

ИЗОТОП	$T_{1/2}$	$E_{\gamma}, \text{КэВ}$	$I_{\gamma}, \%$	S	$\pm \Delta S$	Y	$\pm \Delta Y$	$Y_{\text{средн}}$	$\pm \Delta Y_{\text{ср}}$	
$^{139}_{54}\text{Xe}$	39,7 s	218,6	56,0	554	107	0,809	0,048	0,776	0,051	CY
$^{139}_{54}\text{Xe}$	39,7 s	296,5	21,7	154	45	0,752	0,053			CY
$^{139}_{55}\text{Cs}$	9,27 m	627,2	1,8	627	16	0,961	0,023	0,961	0,023	CY
$^{139}_{56}\text{Ba}$	83,06 m	165,8	23,7	10801	195	1,000	0,018	1,000	0,018	CY
$^{139}_{55}\text{Cs}$	9,27 m	627,2	1,8	627	16	0,162	0,034	0,162	0,034	IY
$^{139}_{56}\text{Ba}$	83,06 m	165,8	23,7	10801	195	0,043	0,021	0,043	0,021	IY

Таблица 11. Выходы ядер-изобар с A=139.

10.5. A=140

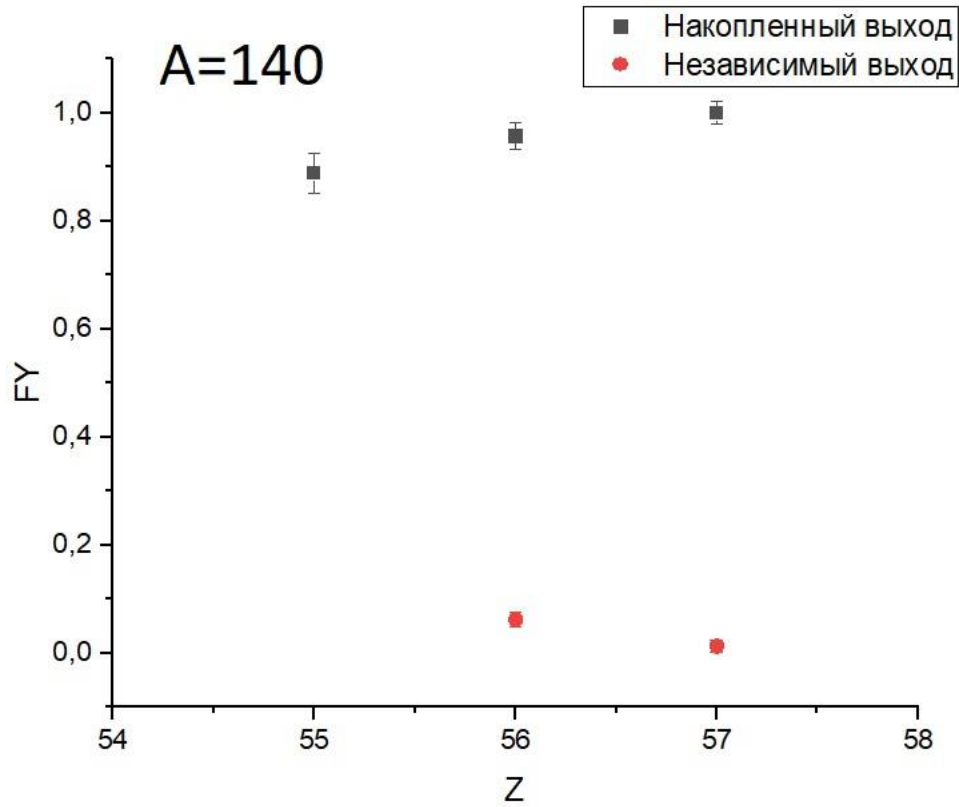


Рис. 57. Зарядовое распределение для ядер-изобар с A=140.

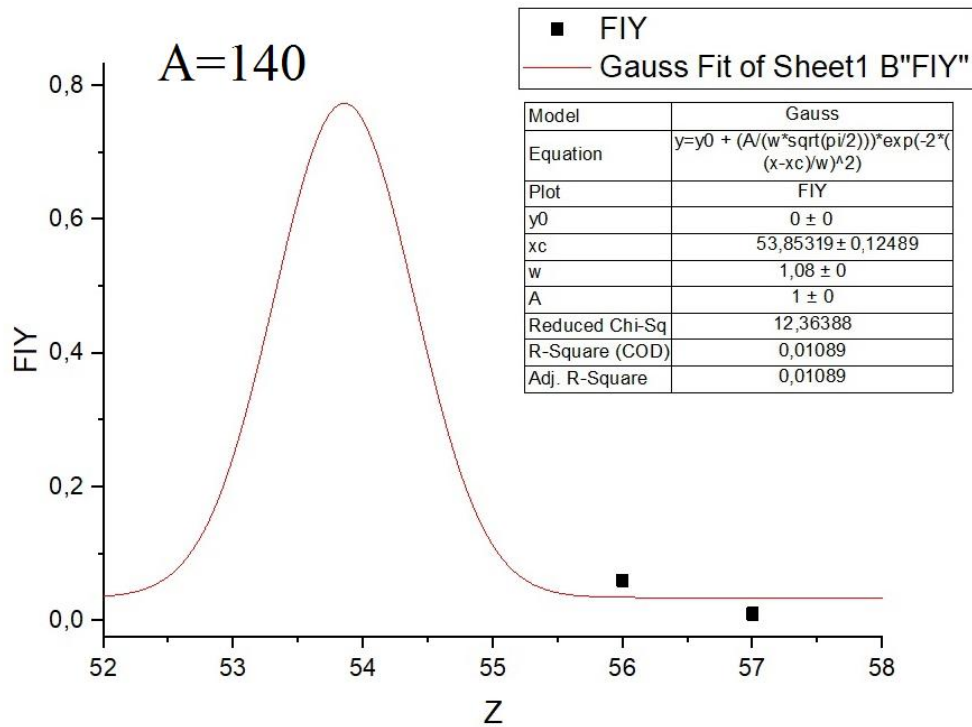


Рис.58. Аппроксимация зарядового распределения функцией Гаусса (A=140).

ИЗОТОП	$T_{1/2}$	$E_{\gamma}, \text{КэВ}$	$I_{\gamma}, \%$	S	$\pm \Delta S$	Y	$\pm \Delta Y$	$Y_{\text{средн}}$	$\pm \Delta Y_{\text{cp}}$	
$^{140}_{55}\text{Cs}$	63,7 s	602,4	52,5	933	172	0,909	0,049	0,889	0,037	СУ
$^{140}_{55}\text{Cs}$	63,7 s	908,3	8,6	137	6	0,871	0,020			СУ
$^{140}_{56}\text{Ba}$	12,752 d	162,7	6,2	7964	582	0,980	0,029	0,957	0,025	СУ
$^{140}_{56}\text{Ba}$	12,752 d	537,3	24,4	8037	308	0,919	0,022			СУ
$^{140}_{57}\text{La}$	1,678 d	328,8	20,3	26559	266	1,052	0,033	1,000	0,021	СУ
$^{140}_{57}\text{La}$	1,678 d	487,0	45,5	1239	116	0,991	0,015			СУ
$^{140}_{56}\text{Ba}$	12,752 d	162,7	6,2	7964	582	0,057	0,017	0,062	0,014	IY
$^{140}_{56}\text{Ba}$	12,752 d	537,3	24,4	8037	308	0,066	0,013			IY
$^{140}_{57}\text{La}$	1,678 d	328,8	20,3	26559	266	0,018	0,012	0,013	0,011	IY
$^{140}_{57}\text{La}$	1,678 d	487,0	45,5	1239	116	0,005	0,009			IY

Таблица 12. Выходы ядер-изобар с $A=140$.

11. Сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями гипотезы UCD для фотоделения ^{232}Th .

Экспериментальные значения наиболее вероятного заряда, предсказания гипотезы UCD, а также сравнение теории и эксперимента показаны в таблице 13.

A	$Z_p(\text{Эксп.})$	$Z(\text{UCD})$	$Z_p - Z(\text{UCD})$
131	$51,138 \pm 0,125$	51,024	$0,115 \pm 0,125$
132	$51,218 \pm 0,049$	51,436	$-0,218 \pm 0,049$
133	$51,459 \pm 0,148$	51,848	$-0,389 \pm 0,148$
139	$53,512 \pm 0,115$	54,320	$-0,808 \pm 0,115$
140	$53,853 \pm 0,125$	54,732	$-0,879 \pm 0,125$

Таблица 13. Сравнение экспериментальных и теоретических значений наиболее вероятного заряда (^{232}Th).

На рисунке 59 показано отклонение наиболее вероятного заряда от заряда, предсказанного гипотезой UCD в зависимости от массового числа A. В области масс 131-133 видна конкуренция оболочек $Z=50$ и $Z=52$. В области массовых чисел 139-140 видно влияние оболочек $Z=54$ и $N=86$ на распределение заряда при делении ядра.

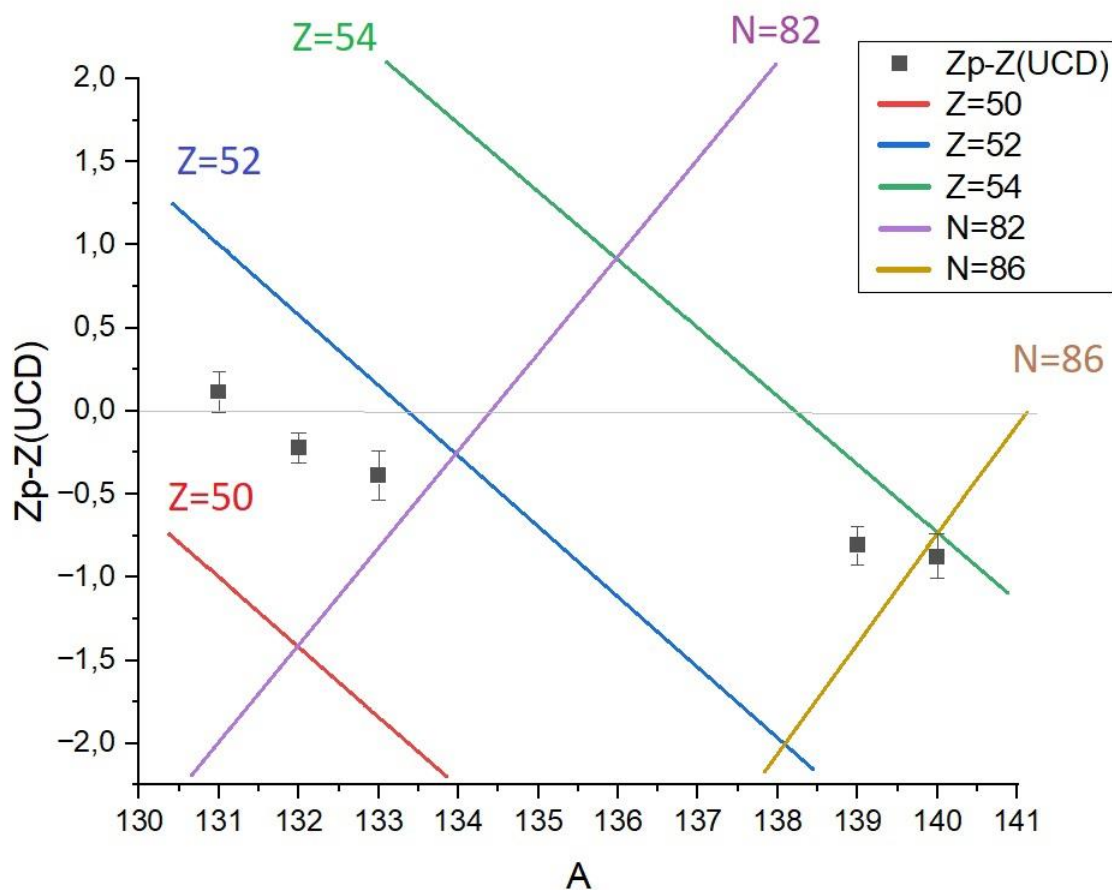


Рис.59. Отклонения наиболее вероятного заряда от предсказаний гипотезы UCD (эксперимент с ^{232}Th).

12. Итоги и выводы

В настоящей работе были получены выходы продуктов фотоделения ядер ^{238}U и ^{232}Th – выходы ядер-изобар с массовыми числами 131-133, 139 и 140. Построены зарядовые распределения и найдены наиболее вероятные заряды образующихся при фотоделении урана ядер-изобар для цепочек последовательных β^- -распадов. Проведены теоретические расчеты, согласно гипотезам неизменного зарядового распределения и минимума потенциальной энергии. Проведен анализ результатов и сравнение с существующими экспериментальными данными.

В работе было определено отклонение наиболее вероятного заряда Z_p от Z_{UCD} . Если бы при делении не происходило перераспределения ядерного заряда, Z_p был бы равен Z_{UCD} . Однако эксперимент показывает, что наиболее вероятный заряд Z_p для цепочек с массовыми числами, соответствующими более тяжелому осколку деления, оказывается меньше значения, предсказанного гипотезой UCD. Это наблюдение показывает, что в процессе деления происходит перераспределение заряда. Гипотеза неизменного зарядового распределения лучше всего описывает средние по массе осколки с $A=115-125$ [2]. Кроме того, при делении наблюдается оболочечный эффект - наблюдается влияние деформированных оболочек с $Z=52$, $Z=54$ и $N=86$ на зарядовое распределение.

13. Список литературы:

- [1] Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. – Университетская книга, 2010. – 300 с.
- [2] H. Kudo, M. Maruyama, and M. Tanikawa T. Shinozuka and M. Fujioka Most probable charge of fission products in 24 MeV proton induced fission of ^{238}U , PHYSICAL REVIEW C, VOLUME 57, NUMBER 1, *Department of Chemistry, Faculty of Science, Niigata University, Niigata, Japan*, JANUARY 1998.
- [3] E. Jacobs, H. Thierens, D. De Frenne, A. De Clercq, P. D'hondt, P. De Gelder, and A. J. Deruytter Product yields for the photofission of U^{238} with 12-, 15-, 20-, 30-, and 70-Mevbremsstrahlung. Nuclear Physics Laboratory, Proeftuinstraat 86, 8-9000 Gent, Belgium. 17 October 1978.
- [4] D.De Frenne, H. Thierens, B. Proot, E. Jacobs, P. De Gelder, A. De Clercq, and W. Westmeier Charge distributions for the photofission of ^{235}U and ^{238}U with 12—30 MeV bremsstrahlung. Phys. Rev. C 26, 1356. 1 October 1982.

- [5] S Pommé, Etienne Jacobs, K Persyn, D De Frenne, Kurt Govaert, M-L Yoneama. Excitation energy dependence of charge odd-even effects in the fission of ^{238}U close to the fission barrier. Nuclear Physics Laboratory, Proeftuinstraat 86, B-9000 Gent, Belgium. 8 March 1993.
- [6] Persyn, K., Jacobs, E., Pommé, S., De Frenne, D., Govaert, K., & Yoneama, M. L. Excitation energy dependence of fragment characteristics for the photofission of ^{232}Th . Nuclear Physics A, 620(2), 171–190. Vakgroep Subatomaire en Stralingsfysica, Proeftuinstraat 86, B-9000 Gent, Belgium. 3 April 1997.
- [7] J. R. Smith, A. E. Richardson. Independent yields from the photofission of Th, and the Zp and statistical-dynamic models. PHYSICAL REVIEW C, VOLUME 44, NUMBER, Department of Chemistry, New Mexico State University, Las Cruces, New Mexico 88003. 3 SEPTEMBER 1991.
- [8] H. Naik, R.J. Singh, and R.H. Iyer. Charge distribution studies in the fast-neutron-induced fission of ^{232}Th , ^{238}U , ^{240}Pu and ^{244}Cm . THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL A. 16, 495–507, 2003.
- [9] А.А. Кузнецов «Распределение масс осколков деления ^{238}U в области энергий гигантского дипольного резонанса», Москва, 2013.
- [10] S. S. Belyshev et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 745, pp.133–137, 2014.
- [11] Определение выходов ядерных реакций на основе анализа цепочек распадов / С.С. Бельшев, К.А. Стопани, А.А. Кузнецов и др. // Вестник московского университета. Серия 3. Физика, астрономия. 2011. - №4. С 42 – 47.
- [12] Firestone R., Ekstrom L. Table of radioactive isotopes, www table of radioactive isotopes, database version 2/28/99 from url <http://ie.lbl.gov/toi/index.htm> // Table of Radioactive Isotopes. Vol. 1. P. 1.1999.

[13] «Impact of pear-shaped fission fragments on mass-asymmetric fission in actinide», NATURE, volume 564, 27 December 2018.

[14] S. S. Belyshev, B. S. Ishkhanov, A. A. Kuznetsov, and K. A. Stopani «Mass yield distributions and fission modes in photofission of ^{238}U below 20 MeV», PHYSICAL REVIEW C 91, 034603 (2015).