

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
имени Д. В. СКОБЕЛЬЦЫНА ФЕДЕРАЛЬНОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО
БЮДЖЕТНОГО ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО УЧРЕЖДЕНИЯ ВЫСШЕГО
ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА»

На правах рукописи
УДК 539.173.3

Кузнецов Александр Александрович

Распределение масс осколков деления ^{238}U в области энергий гигантского дипольного резонанса

Специальность 01.04.16
физика атомного ядра и элементарных частиц

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

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

Москва — 2013

Оглавление

1	Введение	3
2	Методика проведения эксперимента	17
3	Методика обработки данных	22
3.1	Выход реакции фотоделения	34
3.2	Учет активности от предыдущих облучений урановой мишени.	40
3.3	Эффективность детектора.	41
3.4	Учет каскадного сложения пиков.	42
3.5	Зарядовое распределение продуктов фотоделения.	43
3.6	Учет запаздывающих нейтронов при фотоделении.	46
3.7	Средняя энергия возбуждения ядра.	48
3.8	Расчет выходов продуктов фотоделения.	49
4	Результаты и обсуждение	56
4.1	Массовое распределение продуктов фотоделения.	56
4.2	Анализ массового распределения в мультимодальной модели.	66
4.3	Нейтроны деления.	70
4.4	Сечение реакции $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, F)$	73
4.5	Деление под действием γ -квантов и нейтронов.	77
4.6	Теоретический расчет характеристик продуктов фотоделения. TALYS. . . .	84
5	Заключение	88
	Литература	91
	Приложение. Выходы продуктов фотоделения ^{238}U	102

Глава 1

Введение

Явление деления ядер урана при облучении нейтронами было открыто в 1939 г. О. Ханном и Ф. Штрассманом [1]. В 1940 г. Г.Н. Флеров и К.А. Петржак открыли явление спонтанного деления ядер урана [2]. С тех пор интерес к изучению различных аспектов процесса деления атомных ядер не спадает на протяжении десятков лет. Это связано как с фундаментальными вопросами ядерной физики, так и с прикладными проблемами ядерной энергетики. В последнее время широко исследуется возможность создания подкритических ядерных реакторов, в которых для производства нейтронов используется реакция скалывания от высокоинтенсивных источников протонов. Эта реакция сопровождается также вылетом γ -квантов, которые сами вызывают реакцию деления. Кроме этого существует серьезная проблема трансмутации и переработки ядерных отходов, которыми сопровождается реакция деления. Надежные полные данные о выходах осколков деления ядер доступны только для реакций под действием тепловых и реакторных нейтронов. Из-за недостатка ядерных данных во многих прикладных исследованиях используют результаты моделирования. Программы моделирования, например TALYS [3] и Empire [4], в основе которых лежат те же известные ядерные данные, воспроизводят лишь основные закономерности процесса деления. Для уточнения параметров различных моделей необходимы новые ядерные данные.

В результате деления происходит глобальная перестройка всего ядра. Процесс деления атомных ядер представляет собой уникальную возможность для изучения большого ряда физических явлений:

- Изучение первичного взаимодействия налетающей частицы с ядром, механизма поглощения первичной частицы.
- Формирование гигантских резонансов в ядрах. Связь одночастичных и коллективных степеней свободы.

— В процессе деления форма и энергия возбуждения ядра сильно изменяются. Поэтому изучая процесс деления можно получить информацию о характеристиках ядер при разных возбуждениях и деформациях.

— Изучение спуска ядра от седловой точки до момента разделения дает важную информацию о ядерной вязкости, статистических и динамических аспектах деления ядра, распределении энергии между осколками, кинетической энергии и внутренней энергии возбуждения ядра.

— Угловое распределение осколков дает информацию о механизме возбуждения делящегося ядра

— Формирование осколков деления, девозбуждение осколков деления, вылет нейтронов и γ -квантов из осколков позволяет исследовать динамику распада делящегося ядра.

— Деление ядер позволяет получать и изучать свойства экзотических ядер — нейтроноизбыточных ядер, изомеров формы, высокоспиновых изомерных состояний.

— Процесс тройного деления позволяет изучать формирование и вылет ядерных кластеров

Впервые механизм деления ядер был описан с помощью капельной модели ядра [5, 6]. Н. Бор и Дж. Уиллер указали на возможность деления ядра под действием γ -квантов [5]. Впервые процесс фотоделения наблюдался в 1941 году в реакциях на тории и уране под действием монохроматических γ -квантов из реакции $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{F}$ [7]. Использование γ -квантов для деления атомных обладает несколькими преимуществами. Во-первых, не существует ограничений по энергии, как для реакции по действию нейтронов и заряженных частиц, энергия непосредственно вносится в ядро. Для изучения глубоководбарьерного деления фотоделение является единственным способом исследования. При фотопоглощении спектр передаваемых ядру угловых моментов ограничен. Так для фотопоглощения тяжелых ядер характерно поглощение квадрупольных и дипольных γ -квантов. Это упрощает квантовую картину деления в области порога деления. Однако ограниченный набор источников монохроматических γ -квантов затрудняет исследование фотоядерных реакций. Лишь небольшое количество работ было проведено на монохроматичных источниках фотонов от ядерных реакций под действием нейтронов (n, γ) [8, 9] и протонов (p, γ) [10–13].

Большинство работ по исследованию фотоделения выполнено на пучках тормозных γ -квантов. В качестве источников электронов для производства тормозного излучения используются бетатроны, линейные ускорители электронов и микротроны. В качестве тормозных мишеней в основном используются вещества с большим атомным номером. Спектр тормозных γ -квантов распределен в энергетическом диапазоне от 0 до T — энергии электронов ускорителя. Спектр тормозных γ -квантов убывает с ростом энергии. Вид спектра и интенсивность пучка тормозных γ -квантов зависят от состава и размера тор-

мозной мишени. Первый эксперимент на тормозных γ -квантах был выполнен на бетатроне с энергией 100 МэВ [14]. Преимуществом тормозного излучения является высокая интенсивность потока γ -квантов. Высокая интенсивность γ -квантов особенно необходима при исследованиях в подпороговой области энергий возбуждения ядра, где вероятность деления экспоненциально падает с уменьшением энергии возбуждения. Основная трудность в работе с тормозным спектром — немонохроматичность γ -квантов. Измеренные характеристики продуктов фотodelения существенно зависят от формы и верхней границы тормозного спектра. Восстановление сечения для экспериментов с тормозным пучком требует решения обратных задач [15, 16]. Чтобы проводить сравнение экспериментов выполненных на тормозных пучках в различных условиях необходимо рассчитывать среднюю энергию возбуждения ядра. Для определения этой характеристики необходимо точно знать вид тормозного спектра и сечение реакции фотodelения. До появления надежных методов расчета тормозного спектра [17] использовалось приближенная аналитическая формула Шиффа для тормозного излучения на тонких мишенях [18]. Сечения фотodelения, измеренные на пучках квазимонохроматических фотонов в разных лабораториях [19, 20] отличаются друг от друга, моделирование [3] дает значение в 1.5 раза меньше экспериментального. Все это усложняет сравнение и интерпретацию разных экспериментов на тормозных пучках γ -квантов.

Снять некоторые ограничения, накладываемые использованием тормозного излучения позволяет использование квазимонохроматических и меченых фотонов. Для создания пучков квазимонохроматических фотонов используется метод аннигиляции позитронов на лету [21–23]. При аннигиляции ускоренных позитронов на электронах среды образуются γ -кванты с энергетическим разбросом в сотни кэВ. В спектре фотонов обязательно присутствует подложка из тормозных γ -квантов. Общй вклад квазимонохроматических фотонов аннигиляции составляет несколько процентов от общего выхода фотонов. Поэтому при обработке результатов производится либо вычитание выходов, измеренных на пучке позитронов и электронов одинаковой энергии, либо вычитание выходов, полученных на пучке позитронов на разных мишенях. Метод меченых фотонов заключается в определении энергии тормозного γ -кванта по энергии рассеявшегося электрона [24]. Продукт фотоядерной реакции регистрируется совместно с рассеянным электроном. По сравнению с предыдущим метод меченых фотонов имеет более высокое энергетическое разрешение — десятки кэВ, однако для его реализации необходимы высокоинтенсивные непрерывные пучки электронов. Наилучшим с точки зрения монохроматизации пучка и интенсивности излучения является метод обратного комптоновского рассеяния лазерного излучения на электронах [25, 26]. Современные установки для создания γ -квантов методом обратного комптоновского рассеяния имеют интенсивности фотонного пучка до 10^9 фотонов/сек и

энергетическим разрешением 10 кэВ [27]. В зависимости от постановки задачи, энергетической области исследования применяются различные методы создания пучков γ -квантов.

Исследования фотоделения ядер можно разделить на 3 энергетические области. Это области с энергией возбуждения ниже порога деления, область гигантского дипольного резонанса и область промежуточных и высоких энергий выше мезонного порога и вплоть до нуклонных возбуждений.

Области подбарьерного деления подробно исследованы в работах Ю. М. Ципенюка и др. [28, 29]. При делении в районе порога отчетливо проявляются квантовые эффекты и двугорбая структура барьера деления. В 1952 году была открыта угловая анизотропия осколков деления в реакции фотоделения на изотопе тория ^{232}Th [30]. Было показано, что при фотоделении ^{232}Th осколки разлетаются в основном под прямым углом к направлению пучка γ -квантов. Дальнейшие исследования подтвердили наличие угловой анизотропии осколков деления у других четно-четных ядер [31–38]. Простота спектра первых возбужденных состояний при фотоделении четно-четных ядер позволяет провести проверку гипотезы О. Бора о каналах деления [39]. При фотоделении четно-четных ядер с энергией близкой к порогу деления главная роль в делении принадлежит каналам $J^\pi = 2^+$ и $J^\pi = 1^-$, которые возбуждаются при E2 квадрупольном и E1 дипольном поглощении. Нижние возбужденные состояния в седловой точке четно-четных ядер — вращательные состояния положительной четности 0, 2, 4 и отрицательной четности 1, 3 и т.д. Состояния с отрицательной четностью должны лежать примерно на 0,5 МэВ выше по энергии. Основной вклад в угловое распределение дает дипольная компонента фотоделения. При энергии 5.2 МэВ существенно возрастает вклад квадрупольного фотоделения [40]. Хотя гипотеза О. Бора о каналах деления была введена для одnogорбого барьера деления, она подтвердилась и для современного представления о двугорбом барьере деления. Квантовые эффекты проявляются также и в подбарьерном фотоделении, когда ядро в процессе деформации заселяет одно из состояний во второй потенциальной яме. Гипотеза о существовании второго минимума в потенциальной энергии подтверждается существованием спонтанно делящихся изомеров [41]. Кроме этого в сечении фотоделения при энергиях ниже барьера наблюдается резкое замедление скорости спада сечения при уменьшении энергии возбуждения ядра — изомерный шельф. При дальнейшем приближении к дну второй потенциальной ямы опять наблюдается резкий спад сечения [42, 43]. В области изомерного шельфа наблюдается резкое уменьшение анизотропии вылета осколков. Угловое распределение в области изомерного шельфа становится изотропным из-за разориентации углового момента при испускании γ -квантов во второй потенциальной яме, а также из-за того, что основной вклад в задержанное деление четно-четных ядер дает распад изомера формы из низшего состояния $J^\pi = 0^+$.

Первые исследования выходов осколков деления показали, что ядра—актини́ды делят-ся в реакциях деления под действием различных частиц на два разных по массе осколка. В 1951 году А. Туркевичем было высказано предположение, что массовое распределение есть результат суперпозиции двух мод деления, симметричной и несимметричной [44]. Капельная модель [5, 6] не смогла объяснить основной особенности деления ядер — асимметрии массового распределения. Объяснение этого явления было дано в оболочечной модели ядра. Образующийся тяжелый осколок имеет массу, которая определяется двумя магическими числами: 50 для протонов и 82 для нейтронов. В физику деления В. Струтинским был введен метод расчета оболочечной поправки к капельной модели ядра [45, 46]. Возникло представление о двугорбом барьере деления. После введения оболочечных поправок деление ядра стало рассматриваться как прохождение через двугорбый потенциальный барьер деления. Во второй седловой точке (максимум потенциальной энергии) нарушается зеркальная симметрия между образующимися осколками и наиболее энергетически выгодной становится форма ядра, при которой два осколка связанные шейкой имеют разные массы. Такой подход описывает асимметрию массового распределения осколков деления. Исследования массовых распределений показывает, что симметричное и несимметричное деление на осколки (симметричная и несимметричная моды деления) происходит при переходе через разные барьеры деления. Различие в барьерах деления проявляется в различии порогов для этих мод при фотоделении ^{232}Th и в резонансной структуре сечения симметричного деления ^{238}U . Одна из нерешенных проблем в физике деления при низких энергиях — существует ли корреляция между асимметрией и анизотропией деления, как связаны каналы и моды деления?

При энергии возбуждения ядра около 10 МэВ в сечении полного фотопоглощения наблюдается широкий максимум - гигантский дипольный резонанс (ГДР). Полное сечение фоторасщепления урана в области энергий ГДР складывается из сечений фотонейтронных реакций с вылетом одного и двух нейтронов $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$ и полного сечения фотоделе-ния $\sigma(\gamma, F)$.

$$\sigma(\gamma, tot) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, F). \quad (1)$$

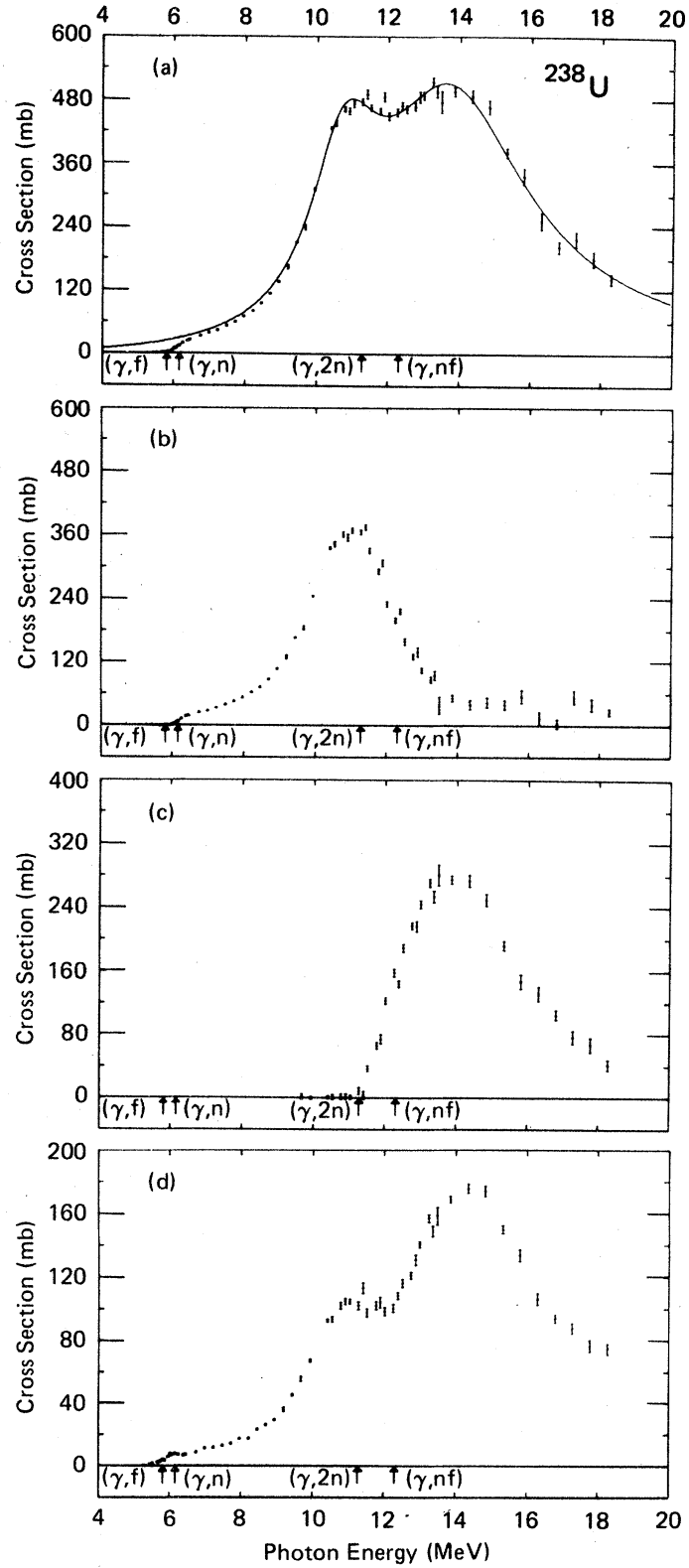


Рис. 1. Сечения фотоядерных реакций на ядре ^{238}U : а) (γ, tot) ; б) (γ, n) ; в) $(\gamma, 2n)$; г) (γ, F) .
Рисунок взят из работы [20]

Сечение фотонейтронных реакций в области энергий ГДР для ^{238}U было измерено в нескольких экспериментах на пучках квазимонохроматических и меченых фотонов [19, 20, 47, 48]. На рис.1 приведены сечения фотоядерных реакций, измеренных на пучке квазимонохроматических фотонов [20]. В полном сечении фотопоглощения $\sigma(\gamma, tot)$ наблюдается два максимума, расположенных при энергии $E(1) = 10.77$ МэВ и $E(2) = 13.80$ МэВ. Расщепление гигантского резонанса на два максимума обусловлено деформацией ядра ^{238}U в основном состоянии. Максимумы соответствуют колебаниям вдоль короткой и длинной осей эллипсоидального ядра [49].

В работах [19, 20] разделение каналов реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ проводилось на основе анализа энергетических спектров замедленных нейтронов, измеренных на различных расстояниях от исследуемой мишени методом совпадений. Этот же метод был использован для регистрации каналов реакции $(\gamma, F) = (\gamma, f) + (\gamma, nf)$. Регистрировались на совпадение сигналы от 3 и более нейтронов. При делении изотопа ^{238}U возможны два различных канала деления:

- (γ, f) — деление на 2 осколка из возбужденного состояния ядра ^{238}U .
- (γ, nf) — деление на 2 осколка из возбужденного состояния ядра ^{237}U , образующегося после испускания одного нейтрона.

$$\sigma(\gamma, F) = \sigma(\gamma, f) + \sigma(\gamma, nf). \quad (2)$$

На рис.1 показаны пороги соответствующих реакций.

Другим способом измерения сечения фотоделения является прямая регистрация осколков.

Область возбуждения ядра за гигантским резонансом подробно обсуждается в монографии В.Г. Недорезова и Ю.Н. Ранюка [50] и в обзоре результатов, полученных на пучках фотонов обратного комптоновского рассеяния [27]. В области за ГДР вплоть до мезонного порога (135 МэВ) основной вклад в полное сечение фотопоглощения вносит возбуждение систем из малого числа нуклонов (квазидейтрон). При дальнейшем уменьшении длины волны γ -квант может взаимодействовать уже с отдельными нуклонами, возбуждая их. В полном сечении фотопоглощения виден максимум при энергии около 300 МэВ, связанный с возбуждением $\Delta(1232)$ - резонанса [51, 52]. В этой области энергий сечение процесса фотоделения практически совпадает с полным сечением фотопоглощения. Делимость ядер возрастает в области гигантского дипольного резонанса и в области энергий возбуждения нуклонных резонансов делимость равна единице. Делимость при энергиях выше барьера деления растет за счет того, что становится возможным деление после предварительного вылета одного, двух и более нейтронов.

Измерения угловых распределений продуктов фотоделения в области ГДР и выше показали, что угловая анизотропия при фотоделении начинает уменьшаться с увеличением энергии возбуждения ядра и при максимальной энергии тормозного спектра выше 20 МэВ осколки разлетаются изотропно. Изотропность вылета осколков хорошо объясняется теорией О. Бора о каналах деления: при энергии существенно выше порога деления открывается большее возможное число каналов деления (возможные уровни возбуждения ядра в седловой точке), увеличивается плотность уровней [39].

Исследование массового распределения осколков деления дает важную информацию об изменении поверхности потенциальной энергии при симметричных и несимметричных деформациях (моды деления), зависимости барьера деления от энергии возбуждения ядра, формирования масс осколков в момент разрыва шейки между осколками деления, динамики процесса деления. Кроме того из массового распределения осколков можно получить число нейтронов, вылетающих из осколков, зависимость числа нейтронов от массы осколков, а следовательно и энергии возбуждения осколков. Массовые распределения продуктов фотоделения измеряются различными методами: с помощью ионизационных камер, трековых детекторов, радиохимическими методами. Подробно методы измерения продуктов деления изложены в монографии Ю. П. Гангрского [53]. В результате деления образуются осколки деления, сильно перегруженные нейтронами, распадающиеся в результате β^- -распада или с испусканием нейтронов. Поэтому массовое и зарядовое распределения осколков, исследуемые в радиохимических экспериментах, отличаются от соответствующих первоначальных распределений. Необходимо различать массовые распределения до и после испускания мгновенных нейтронов.

Первое исследование выходов отдельных продуктов фотоделения в области ГДР было проведено Р. Шмиттом и Н. Шугарманом [54, 55]. Они изучили образование 28 цепочек распада осколков фотоделения урановой мишени тормозными γ -квантами с максимальной энергией 48, 100 и 300 МэВ. Л. Катц и др. измерили выходы 12 продуктов деления урана на бетатроне при энергии 12, 18 и 22 МэВ [56]. Г. Рихтер и К. Корриэл измерили радиохимическим методом выходы 19 цепочек продуктов фотоделения при облучении естественной смеси изотопов урана электронами из линейного ускорителя с энергией 16 МэВ [57]. Выходы отдельных продуктов фотоделения были измерены на пучке монохроматических γ -квантов из реакции ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^{24}\text{Ne}$ с энергией 17.5 МэВ в работе [10]. Из результатов этих работ по фотоделению можно сделать несколько важных выводов:

- Ядра урана делятся преимущественно на два неравных по массе осколка. Массовое распределение имеет два типичных максимума.
- Наблюдается тонкая структура в массовом распределении в районе массовых чисел $A = 100$ и $A = 134$.

- Массовые распределения легкого и тяжелого осколка при фотоделении приблизительно совпадают с массовыми распределениями при делении под действием нейтронов.

Показателем асимметрии массового распределения является отношение пик/впадина - отношение выходов в несимметричной области к выходу продуктов, соответствующих симметричному делению. Отношение пик/впадина изменяется от 300 до 6 при увеличении максимальной энергии тормозного спектра от 8 до 300 МэВ. Несимметричное деление ядер актинидов при низких энергиях объясняется оболочечной структурой ядра, когда один из осколков имеет число протонов Z и нейтронов N близкое к магическим числам $Z = 50$ и $N = 82$. Один из важнейших вопросов в физике деления — при какой энергии возбуждения ядра исчезают оболочечные эффекты?

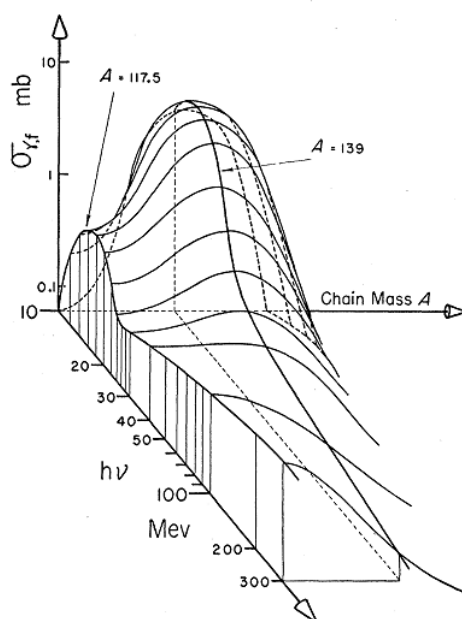


Рис. 2. Массовое распределение тяжелых осколков при фотоделении в зависимости от максимальной энергии тормозного спектра. Рисунок взят из работы [56]

Одна из первых работ, в которой исследовалась зависимость асимметрии деления осколков в реакции под действием γ -квантов была работа Л. Катца [56]. Л. Катц построил трехмерную зависимость массового распределения от максимальной энергии тормозного спектра [56] — рис.2. Форма поверхности считается достаточно хорошо установленной до энергии 24 МэВ. Видно, что поверхность при высоких энергиях возбуждения ведет себя так, что симметричное деление становится более вероятным, чем несимметричное. Согласно работе [56] оболочечные эффекты должны исчезать при энергии возбуждения ядра выше 50 МэВ. Однако более поздние исследования фотоделения ^{238}U на пучках монохроматических фотонов обратного комптоновского рассеяния показывают, что и при

энергии возбуждения нуклонных резонансов проявляется оболочечная структура осколков. Отношение вероятности несимметричного деления к симметричному уменьшается от 3 до 2 при изменении энергии γ -квантов от 60 до 240 МэВ [27].

Для исследования спектра масс осколков фотоделения обычно используется радиохимическая методика [58, 59]. Наиболее оптимальным является γ -активационный метод, т. е. метод, в котором анализируется радиоактивность осколков деления, образующихся в исследуемой мишени при облучении пучком γ -квантов от ускорителя. Этот метод позволяет в одном эксперименте получить выходы нескольких осколков деления в цепи распадов ядер–изобар, что существенно повышает точность полученных результатов. Метод наведенной активности использовался при измерении выходов осколков фотоделения ^{238}U [60–64]. В этих работах, в отличие от предыдущих, проанализировано большее число цепочек распадов ядер – изобар, более 30 при каждой энергии. Подробный анализ массового распределения позволяет выделить отдельные моды фотоделения, рассчитать число нейтронов, вылетевших из отдельных осколков и, следовательно, определить энергию возбуждения образующихся осколков фотоделения. Общее количество работ по измерению массового распределения осколков фотоделения в области энергий ГДР невелико, по сравнению с делением под действием нейтронов. Кроме этого, в некоторых работах массовое распределение определено неоднозначно — многие точки на порядок ниже предполагаемой кривой массового распределения. Это объясняется тем, что анализ продуктов деления представляет чрезвычайно сложную задачу: в результате деления атомных ядер образуется свыше 300 различных радиоактивных изотопов, поэтому необходимо провести анализ всех возможных каналов образования и распада образующихся изотопов. При построении массового распределения необходимо делать поправку на зарядовое распределение осколков в цепочке распадов ядер изобар и учитывать вылет запаздывающих нейтронов при β^- -распадах осколков деления. Подавляющая часть экспериментов по определению массового распределения осколков фотоделения выполнена на тормозных пучках γ -квантов. Форма тормозного спектра сильно зависит от используемой тормозной мишени и взаимного расположения тормозной мишени и облучаемого образца. Поэтому корректное сравнение между собой данных различных экспериментов, выполненных на тормозных пучках, возможно только при использовании вместо верхней границы тормозного спектра средней энергии возбуждения ядра. Эта характеристика эксперимента была получена лишь в работах [61–63]. Поэтому необходимы новые данные о фотоделении ^{238}U в области энергий ГДР.

Цели работы: Основной целью данной работы является измерение выхода осколков фотodelения ^{238}U в области энергий гигантского дипольного резонанса и исследование характеристик массового распределения осколков фотodelения в зависимости от средней энергии возбуждения ядра.

Для измерения выхода осколков фотodelения была использована методика гамма – активационного анализа. Было проанализировано более 2500 спектров остаточной активности облученного образца ^{238}U . Выход осколков фотodelения определялся по нескольким γ -линиям в спектрах остаточной активности облученного образца ^{238}U и периодам полураспада образующихся изотопов. Было проанализировано 40 различных цепочек распадов ядер-изобар и получены массовые распределения осколков фотodelения ^{238}U с учетом зарядового распределения и вылета запаздывающих нейтронов при четырех энергиях ускорителя электронов — 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ.

Основные результаты, полученные в диссертации:

1. Впервые получены массовые распределения осколков фотodelения ^{238}U под действием тормозного излучения при четырех энергиях ускорителя электронов — 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ.
2. Впервые проведен совместный анализ и сравнение поведения симметричной и несимметричных мод деления под действием γ -квантов. Проведено сравнение полученных результатов с предсказанием мультимодальной модели деления зависимости отдельных мод деления от энергии возбуждения делящегося ядра. Показано, что вклад моды отвечающей за симметричное разделение на осколки растет при увеличении энергии возбуждения ядра ^{238}U . Показано, что вклад несимметричной моды STI падает достаточно быстро, вклад несимметричной моды STII, связанной с деформированной нейтронной оболочкой $N = 86 - 88$ практически не изменяется.
3. Впервые выполнено сравнение поведения мод деления изотопов урана под действием γ -квантов и нейтронов. Показано, что отношение несимметричного и симметричного деления для фотodelения ^{238}U и деления составного ядра ^{238}U образованного под действием нейтронов, а также поведение отдельных мод деления совпадают, что отражает статистическую природу деления. Полученные результаты сравниваются с предсказанием мультимодальной модели зависимости отдельных мод деления от энергии возбуждения делящегося ядра.
4. Обоснован метод сравнения полученных результатов на пучках γ -квантов на основе анализа энергии возбуждения делящегося ядра.

5. Показано, что симметричная компонента массового распределения увеличивается в 3–4 раза относительно несимметричной при увеличении средней энергии возбуждения ядра ^{238}U от 12 до 16 МэВ.
6. Определено среднее число нейтронов, образующихся в результате фотоделения ^{238}U . Показано, что зависимость от энергии возбуждения ядра среднего числа нейтронов деления совпадает с результатами, полученными на пучках квазимонохроматических фотонов.
7. Получена оценка отношения $Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ выходов реакции фотоделения и фотонейтронной реакции под действием тормозных γ -квантов. Показано, что эти отношения совпадают с оцененными ядерными данными.

Научная новизна представленной работы обусловлена тем, что на основе рассчитанных массовых распределений впервые получены моды фотоделения изотопа ^{238}U в зависимости от энергии возбуждения ядра. Сравнение полученных результатов с данными о делении под действием нейтронов показывает, что в области энергий гигантского дипольного резонанса основной характеристикой, влияющей на спектр осколков деления, является энергия возбуждения делящегося ядра.

Практическая значимость данной работы в первую очередь связана с полученными новыми данными о выходах осколков фотоделения ^{238}U в области энергий гигантского дипольного резонанса. Это связано как с фундаментальными вопросами ядерной физики, так и с прикладными проблемами ядерной энергетики. В частности, полученные результаты должны быть использованы при создании энергетических установок трансмутации деления атомных ядер, разработке методов хранения и уничтожения отходов атомной энергетики. Полученные новые данные и характеристики массовых распределений могут быть использованы при уточнении параметров используемых моделей деления атомных ядер.

Апробация работы: Используемая методика и основные результаты были опубликованы в статьях в реферируемых журналах:

- Ишханов Б. С., Кузнецов А. А. Фоторасщепление ^{238}U в области энергий гигантского дипольного резонанса // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. — 2013. — N 1. — С. 27–32. [65]
- Ишханов Б. С., Кузнецов А. А. Массовое распределение осколков фотоделения ^{238}U // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. — 2013. — N 4. — С. 15–22. [66]

- Ускоритель РТМ-70 как импульсный источник нейтронов и фотонов / А.А. Кузнецов, С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков и др. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия.— 2007.— N 6.— С. 25–28. [67]
- Выходы фотонейтронных реакций на ядре ^{197}Au в области гигантского дипольного резонанса / С.С. Бельшев, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов и др. // Ядерная физика.— 2011.— Т. 74, N 11.— С. 1576–1580.
- 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.— N 4.— С. 42–47. [68]

Материалы диссертации доложены лично автором и опубликованы в трудах следующих конференций и совещаний по ядерной физике:

- Photofission of a natural mix of $^{235,238}\text{U}$ isotopes / S.S. Belyshev, A.N. Ermakov, A.A. Kuznetsov et al. // LVII International Conference on Nuclear Physics NUCLEUS-2007 "Fundamental Problems of Nuclear Physics, Atomic Power Engineering and Nuclear Technologies June 25 - 29, 2007, Voronezh. — Saint-Petersburg, 2007. — P. 46. [69]
- Фоторасщепление естественной смеси изотопов $^{235,238}\text{U}$ / С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков, А.А. Кузнецов и др. // Труды VIII межвузовской школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине 19-20 ноября, 2007 г. — Издательство МГУ Москва, 2007.— р. 1. [70]
- Исследование фоторасщепления естественной смеси изотопов $^{235,238}\text{U}$ на ускорителе РТМ-70 / С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков, А.А. Кузнецов и др. // 58 Международное Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро-2008". Проблемы фундаментальной ядерной физики. Разработка ядерно-физических методов для нанотехнологий, медицинской физики и ядерной энергетики. Тезисы докладов.— Санкт-Петербург, 2008.— С. 149. [71]
- Mass distribution of ^{238}U photofission products / S.S. Belyshev, A.N. Ermakov, A.A. Kuznetsov et al. // LXII International Conference NUCLEUS 2012 "Fundamental Problems of Nuclear Physics, Atomic Power Engineering and Nuclear Technologies June 25 – 30, 2012, Voronezh, Russia. Book of Abstracts. — Saint-Petersburg, 2012. — P. 95. [72]

Также материалы диссертации доложены и опубликованы в трудах следующих конференций и совещаний по ядерной физике:

- Автоматизация обработки данных гамма-активационных экспериментов / С.С. Бельшев, А.А. Кузнецов, А.С. Курилик, К.А. Стопани // 58 Международное Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро-2008". Проблемы фундаментальной ядерной физики. Разработка ядерно-физических методов для нанотехнологий, медицинской физики и ядерной энергетики. Тезисы докладов.— Санкт-Петербург, 2008.— С. 282. [73]
- Определение выходов осколков при фотоделении естественной смеси изотопов $^{235,238}\text{U}$ тормозными γ -квантами / С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков, А.А. Кузнецов и др. // 59 Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро 2009". Тезисы докладов. 15 – 19 июня 2009 г. Чебоксары.— СПбГУ Санкт-Петербург, 2009.— С. 156. [74]
- Кузнецов А., Курилик А. Калибровка эффективности HPGe детектора по экспериментальным измерениям и моделированию GEANT4 // 59 Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро 2009". Тезисы докладов. 15 – 19 июня 2009 г. Чебоксары.— СПбГУ Санкт-Петербург, 2009.— С. 314. [75]
- Фоторасщепление естественной смеси изотопов $^{235,238}\text{U}$ / С.С. Бельшев, А.А. Кузнецов, А.С. Курилик, К.А. Стопани // 61 Международная конференция по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро 2011". Тезисы докладов. 10 – 14 октября 2011 г. , Саров.— РФЯЦ-ВНИИЭФ Саров, 2011.— С. 72. [76]

Личный вклад автора работы:

Автором были проведены эксперименты по облучению мишени пучком тормозного излучения с верхней энергией спектра 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ и измерены γ -спектры наведенной активности. Автором были обработаны полученные данные и определены выходы осколков фотоделения ^{238}U . Автором было проведено исследование характеристик массового распределения осколков фотоделения в зависимости от средней энергии возбуждения ядра. Автором были проведены расчеты на TALYS, использованные при анализе полученных массовых распределений фотоделения ^{238}U .

Глава 2

Методика проведения эксперимента

Для исследования осколков фотоделения в настоящее время оптимальным представляется активационный метод, т.е. метод, в котором анализируется радиоактивность, наведенная в исследуемой мишени пучком γ - квантов от ускорителя. Упрощенная схема гамма – активационного эксперимента показана на рис.3.

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

Эксперимент выполнен на пучке тормозных γ - квантов разрезного микротрона РТМ – 70 НИИЯФ МГУ [77]. Микротрон РТМ – 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.4) 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 горизонталь-

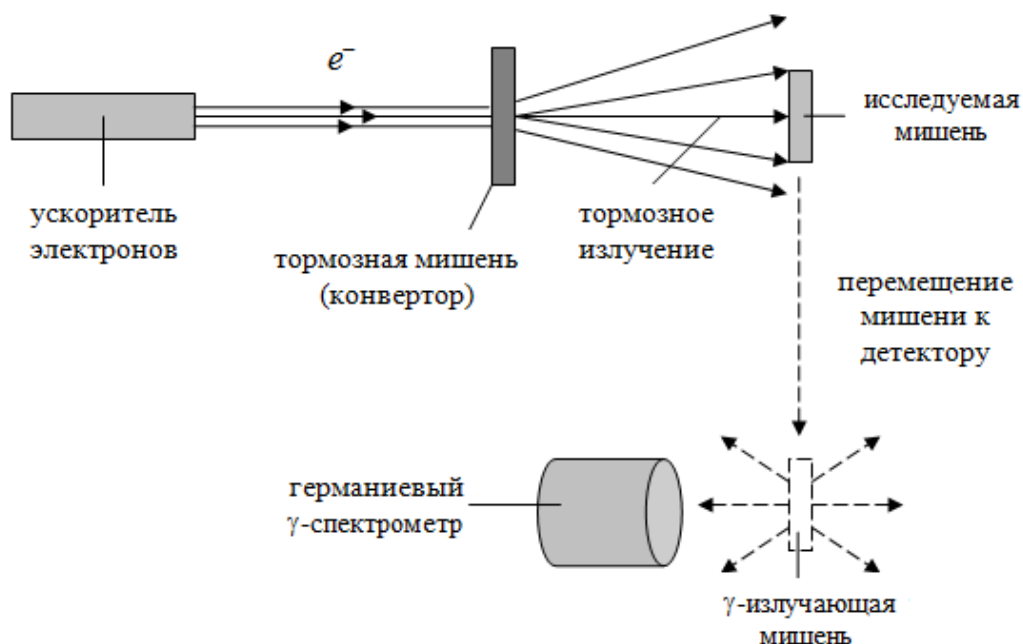


Рис. 3. Схема экспериментальной установки.

ными 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 РТМ–70 НИИЯФ МГУ приведены в табл.1.

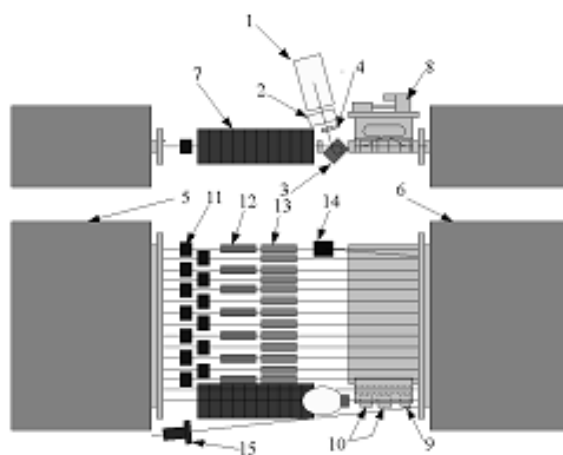


Рис. 4. Схема ускорителя РТМ–70.

Таблица 1. Основные характеристики ускорителя РТМ–70.

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

Тормозная мишень сделана из вольфрама, толщиной 2.5 мм. Оптимальные параметры тормозной мишени подбирались при помощи моделирования на GEANT4 [67] таким образом, чтобы обеспечить максимальный выход тормозных γ - квантов.

Исследуемая мишень представляет собой алюминиевый диск диаметром 100мм и толщиной 0.2мм с напыленным на него ураном массой 1мг/см². Регистрируется активность остановившихся в алюминиевой подложке осколков фотodelения. Все известные изотопы урана являются радиоактивными с периодом полураспада от микросекунд до 10⁹ лет. Большинство радиоактивных изотопов урана распалось, и на Земле в естественной смеси изотопов в настоящее время в основном присутствует два наиболее долгоживущих изотопов ²³⁵U($T_{1/2} = 7.038 \cdot 10^8$ лет) и ²³⁸U($T_{1/2} = 4.468 \cdot 10^9$ лет). Т. к. процентное содержание ²³⁸U (99.27%) в естественной смеси изотопов гораздо выше, чем ²³⁵U (0.72%), все приведенные нами результаты относятся к фоторасщеплению ²³⁸U. Было проведено четыре облучения при энергии электронов ускорителя: 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ.

Таблица 2. Параметры проводимых облучений и измерений. T — энергия электронов ускорителя.

T , МэВ	Время облучения, часы	Время измерения, сутки	Число измеренных спектров
19.5	3.6	8.7	458
29.1	3	5.6	352
48.3	7.5	16.5	821
67.7	5.1	10.7	542

После каждого облучения в течение нескольких дней на германиевом γ -спектрометре измерялись спектры γ -квантов остаточной активности облученной урановой мишени. Из-

мерения спектров остаточной активности образца начинались через несколько минут после окончания облучения. На основе анализа спектров и изменения интенсивности пиков полного поглощения γ -квантов, обусловленных распадом образовавшихся радиоактивных изотопов, рассчитывались выходы различных изотопов.

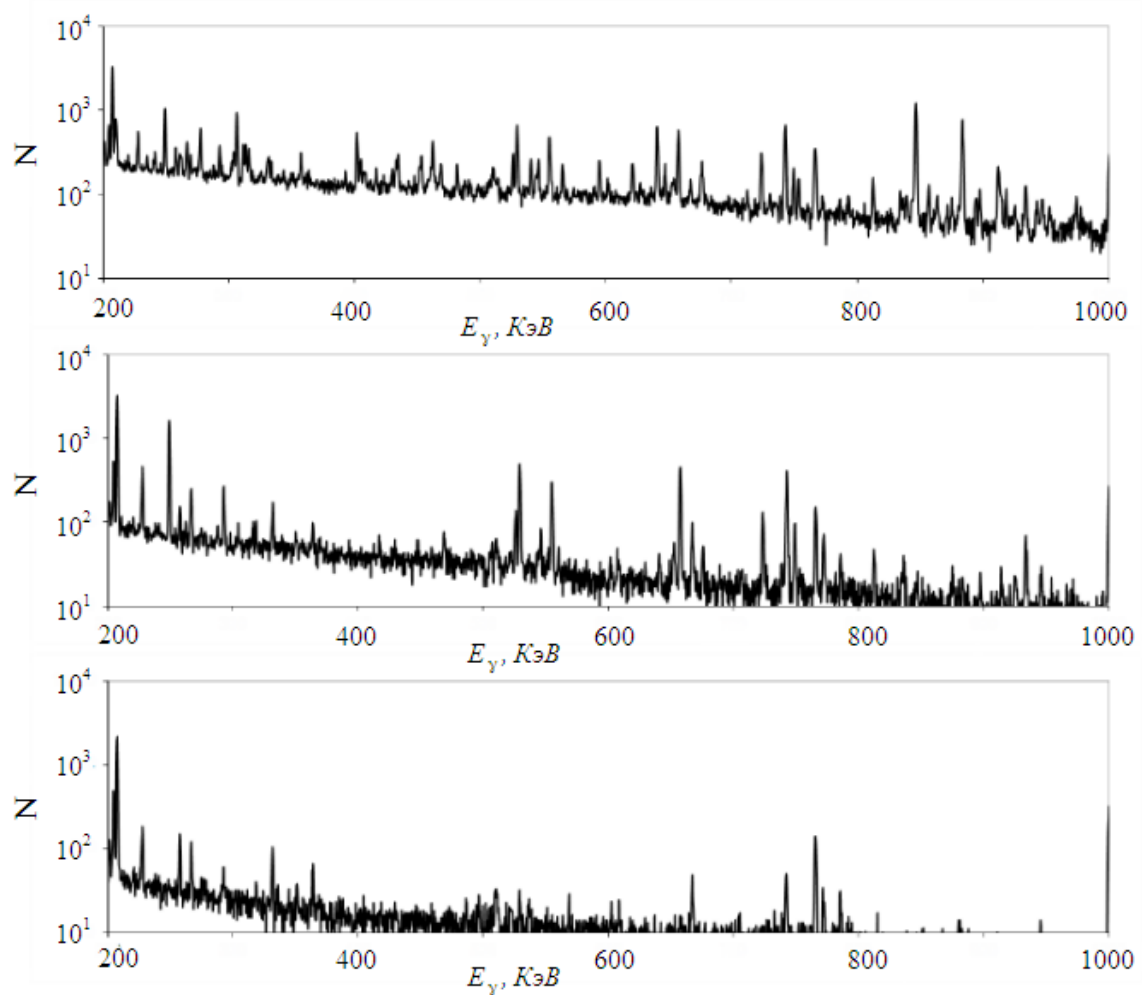


Рис. 5. Спектры γ -квантов остаточной активности урановой мишени в различные периоды времени после окончания облучения: а) сразу после облучения; б) через 6 часов после окончания облучения; в) через 6 дней после окончания облучения. Энергия электронов ускорителя 19.5 МэВ.

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.

Спектры γ - квантов облученного образца в режиме реального времени записываются в специально созданную базу данных и доступны для обработки сразу после каждого измерения [78]. На рис.5 показаны спектры остаточной активности облученного уранового образца в различные периоды времени после окончания облучения. Виден распад отдельных γ - линий со временем. В табл.2 приведены параметры проводимых облучений и измерений.

Глава 3

Методика обработки данных

Естественная смесь изотопов урана содержит (0.7200%) ^{235}U и (99.2745%) ^{238}U . Облучения проводятся при энергиях электронов от 19.5 до 67.7 МэВ. Помимо реакции фоторасщепления при таких энергиях γ - 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 [79]. В общем случае анализ проводится путем измерения активности, энергии и периода полураспада элементов, образовавшихся в результате фоторасщепления. После облучения образца измеряется ряд спектров γ - квантов в последовательные интервалы времени. Каждый отдельный пик аппроксимируется суммой кривой Гаусса и комптоновской подложки (рис.6). Параметры гауссианы: центр γ - пика, ширина γ - пика и площадь (интенсивность γ - пика). Комптоновская подложка под γ - пиком аппроксимируется прямой линией. В случае перекрывающихся пиков спектр аппроксимируется суммой гауссиан.

Анализ продуктов деления представляет чрезвычайно сложную задачу. В результате деления атомных ядер образуется свыше 300 различных радиоактивных изотопов, поэтому необходимо было проанализировать все возможные каналы образования и распада образующихся изотопов. Использовались следующие критерии, на основе которых проводился анализ спектров остаточной активности облученной мишени:

- Радиоактивные осколки, образующиеся при делении, идентифицировались по энергетическому спектру остаточной активности и периоду полураспада.

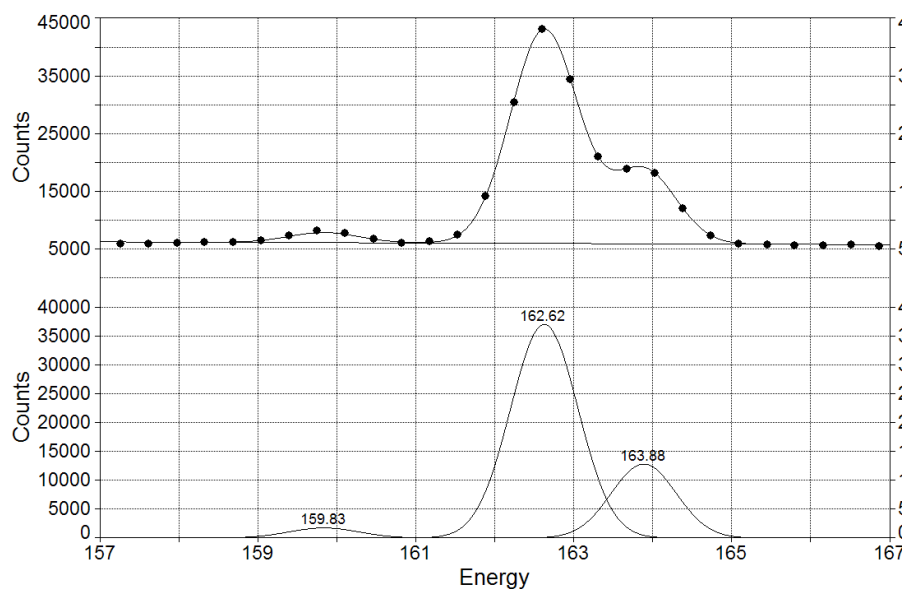


Рис. 6. Аппроксимация спектра γ - квантов функциями Гаусса.

- Так как радиоактивные изотопы, образующиеся в результате деления, имеют несколько возбужденных состояний, в спектрах должны быть видны наиболее интенсивные из них.
- В процессе деления образуются ядра сильно перегруженные нейтронами, которые распадаются либо путем вылета нейтронов либо в результате каскада β^- - распадов, поэтому в спектре должны наблюдаться γ - переходы от родительских и дочерних изотопов.
- В процессе деления образуется 2 осколка, поэтому должны быть видны γ - переходы от ядер - партнеров деления.

Основной критерий образования данного изотопа — это энергии γ - переходов и период его полураспада. Облучение проводилось в течении нескольких часов, поэтому для некоторых долгоживущих изотопов из кривой распада сложно определить период полураспада. В этом случае критериями правильности идентификации изотопа являлась энергия γ - переходов и наличие в спектре других γ - переходов от распада исходного изотопа. При этом выходы изотопа, определенные по разным γ - переходам должны быть одинаковыми.

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

Выход реакции $Y(T)$ связан с сечением реакции $\sigma(E)$ и спектром тормозного излучения $W(E, T)$ соотношением [80]:

$$Y(T) = \alpha \int_0^T \sigma(E) N(T, E) dE \quad (3)$$

, где $\sigma(E)$ — эффективное сечение исследуемой фотоядерной реакции, выраженное в см^2 , $N(T, E)$ — число фотонов энергии E , в единичном интервале энергий тормозного спектра с верхней границей T , отнесенное к единице дозы, α — количество исследуемых ядер, отнесенное к 1 см^2 мишени.

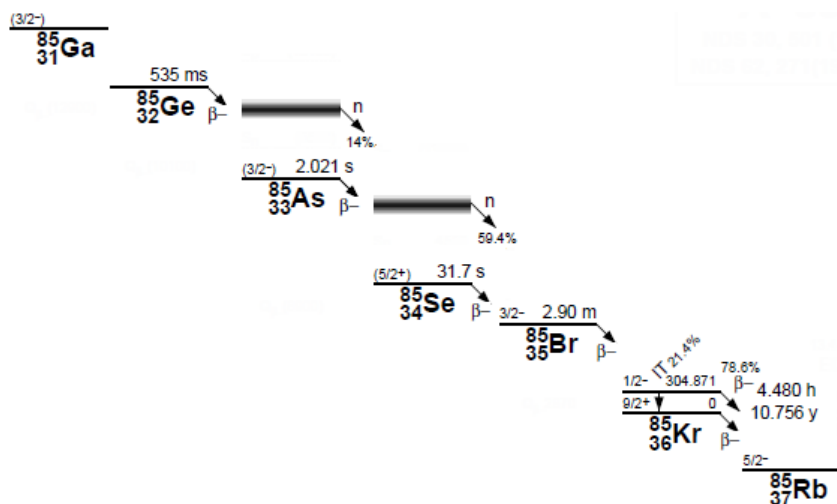


Рис. 7. Цепочка распадов ядер – изобар с массовым числом $A = 85$.

Ядра – изобары, получаемые в результате деления, связаны между собой цепочкой последовательных β^- - распадов. На рис.7 в качестве примера показана цепочка β^- - распадов ядер – изобар с массовым числом $A = 85$. После деления изотопа за время $\approx 10^{-14}$ секунды из образовавшихся ядер осколков вылетают быстрые нейтроны. Количество быстрых нейтронов деления растёт с увеличением энергии возбуждения ядра. Каждый радиоактивный изотоп в цепочке распадов может образоваться как непосредственно в результате деления, так и путем β^- - распадов родительских ядер, образовавшихся непосредственно в результате деления. В зависимости от способа образования ядра определялся независимый или накопленный выходы реакции. Согласно рекомендациям МАГАТЭ [81] выходы образования ядер в результате деления определяются следующим образом:

Независимый выход (*Independent fission yield*) (%) — число ядер определенного нуклида, произведенного непосредственно в результате деления (не через радиоактивный распад родительских ядер) в 100 реакциях расщепления.

Накопленный выход (*Cumulative fission yield*) (%) — общее число ядер определенного произведенного нуклида (непосредственно и после распада родительских ядер) в 100 реакциях расщепления.

Для выхода ядер с конкретным массовым числом существует два определения.

Полный выход цепи (*The total chain yield*) — это сумма накопленных выходов или просто накопленный выход долгоживущих ядер, находящихся в конце цепи распадов изобар с данным массовым числом. Этот термин применяется при определении выходов нуклидов после вылета быстрых нейтронов, то есть через время примерно 10^{-14} с после деления. Применяется в опытах на масс-спектрометрах, при измерении долгоживущих или стабильных ядер из конца цепи распадов изобар.

Выход по массовому числу (*The mass yields*) — сумма всех независимых выходов ядер-изобар данной массовой цепочки. Некоторые из современных методов измерения выходов деления обеспечивают наборы действительно независимых выходов, после суммирования которых получаются выходы по массового числу, а не полный выходы.

Разница между этими двумя определениями состоит в том, что накопленный выход определяется уже после вылета запаздывающих нейтронов. При этом происходит переход на соседнюю цепочку ядер-изобар. Вероятность вылета запаздывающих нейтронов при распаде некоторых радиоактивных изотопов может достигать больших значений для нейтроноизбыточных ядер. Например, для ядра $^{85}_{34}\text{Se}$ она равна 59,4 % (рис.7).

Ядра-изобары в результате деления образуются с разной вероятностью. Наиболее вероятный заряд осколка при делении находится в 3–6 единицах от конечного стабильного изотопа последовательных β^- - распадов. Если в результате эксперимента определяется выход не всех ядер-изобар в цепочке, то необходимо проводить коррекцию на зарядовое распределение.

Фон на детекторе и естественный распад изотопов урана

$^{235}_{92}\text{U}$ и $^{238}_{92}\text{U}$

Перед облучением был измерен на фон детекторе без образца и спектры естественного распада образца урана.

Изотопы урана подвержены α – распаду и спонтанному делению. Вероятность α -распада на 5 порядков выше, чем вероятность спонтанного деления. Измерение спектров необлученного образца урана продолжалось в течении 17 часов. Все линии в спектре соответствуют распаду радиоактивных ядер, находящихся в цепочке последовательного распада ядер урана, или естественного радиоактивного фона. На рис.8 показана схема последовательного распада изотопов урана $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{238}_{92}\text{U}$. Приведены только несколько первых членов

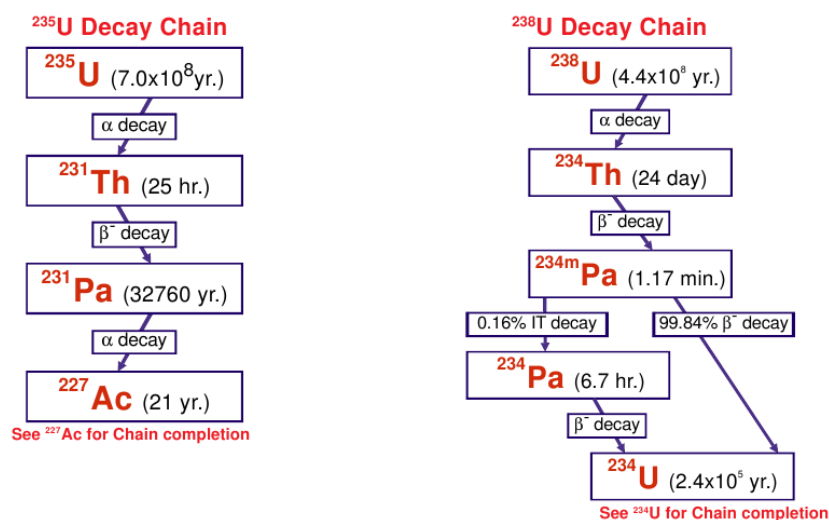


Рис. 8. Схемы последовательных распадов изотопов урана.

радиоактивного ряда. Цепочки распадов $^{238}_{92}\text{U}$ и $^{235}_{92}\text{U}$ заканчивается стабильными изотопами свинца $^{206}_{82}\text{Pb}$ и $^{207}_{82}\text{Pb}$ соответственно. Пики, наблюдаемые в спектре γ - квантов, показаны на рис.9. Все пики были расшифрованы. Количественные характеристики фоновых γ - пиков (активность) в дальнейшем были учтены при расчете выходов. В некоторых случаях происходило наложение пиков от естественного распада с пиками от γ -переходов в ядрах осколках при делении.

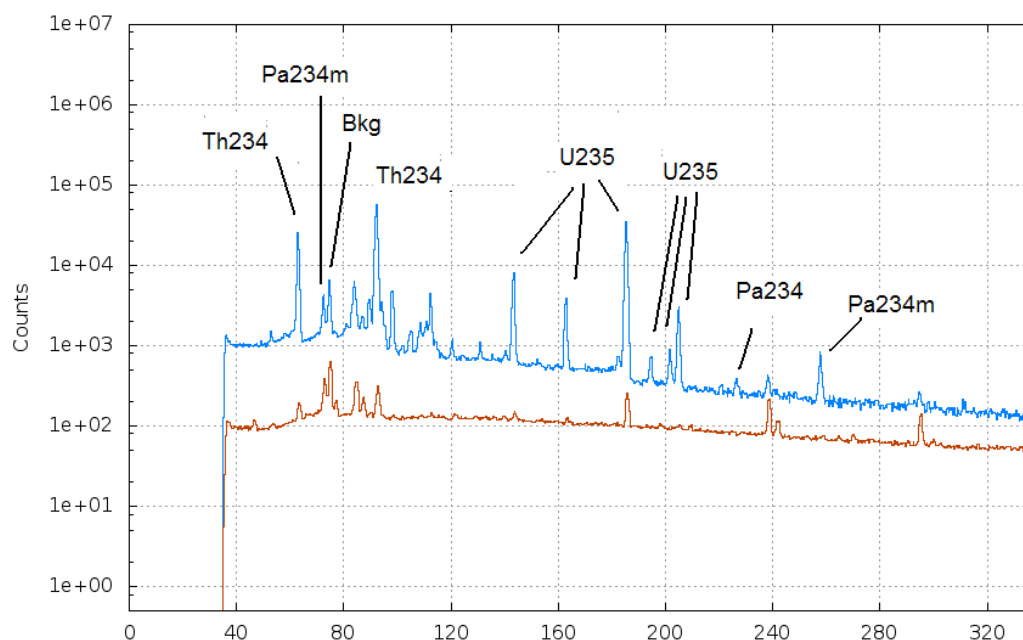


Рис. 9. Наблюдаемый спектр естественного распада изотопов урана $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{238}_{92}\text{U}$.

Таблица 3. Расшифровка спектров радиоактивного фона и распада естественной смеси изотопов урана.

Энергия, КэВ	Источник	Энергия, КэВ	Источник
62.95	$^{234}\text{Th} + \Phi_{\text{ОН}}$	608.92	$\Phi_{\text{ОН}}$
72.44	$^{234m}\text{Pa} + \Phi_{\text{ОН}}$	661.30	$\Phi_{\text{ОН}}$
74.60	$\Phi_{\text{ОН}}$	742.33	^{234m}Pa
83.96	$^{231}\text{Th} + \Phi_{\text{ОН}}$	765.94	^{234m}Pa
86.92	$^{231}\text{Th} + \Phi_{\text{ОН}}$	785.83	^{234m}Pa
89.58	$\Phi_{\text{ОН}}$	880.09	^{234}Pa
92.13	^{234}Th	882.75	^{234}Pa
92.80	^{234}Th	910.81	$\Phi_{\text{ОН}}$
94.29	$\Phi_{\text{ОН}}$	921.21	^{234m}Pa
101.84	^{231}Th	925.56	^{234}Pa
108.66	^{235}U	945.56	$^{234m}\text{Pa} + ^{234}\text{Pa}$
112.39	^{234}Th	1000.60	^{234m}Pa
130.84	^{234}Pa	1119.96	$\Phi_{\text{ОН}}$
140.38	^{235}U	1193.01	^{234m}Pa
143.30	^{235}U	1237.64	$\Phi_{\text{ОН}}$
162.90	^{235}U	1376.82	$\Phi_{\text{ОН}}$
182.14	^{235}U	1408.06	$\Phi_{\text{ОН}}$
185.25	$^{235}\text{U} + \Phi_{\text{ОН}}$	1460.39	$\Phi_{\text{ОН}}$
194.40	^{235}U	1509.20	^{234m}Pa
201.55	^{235}U	1593.06	$\Phi_{\text{ОН}}$
204.82	^{235}U	1690.58	$\Phi_{\text{ОН}}$
226.51	^{234}Pa	1729.17	$\Phi_{\text{ОН}}$
238.12	$\Phi_{\text{ОН}}$	1737.45	^{234m}Pa
257.72	^{234m}Pa	1763.99	$\Phi_{\text{ОН}}$
351.00	$\Phi_{\text{ОН}}$	1846.71	$\Phi_{\text{ОН}}$
294.64	$\Phi_{\text{ОН}}$	2099.89	$\Phi_{\text{ОН}}$
510.43	Аннигиляционный пик	2203.96	$\Phi_{\text{ОН}}$
568.88	^{234}Pa	2447.15	$\Phi_{\text{ОН}}$
582.68	$\Phi_{\text{ОН}}$	2614.47	$\Phi_{\text{ОН}}$
602.32	$\Phi_{\text{ОН}}$		

Расшифрованные пики от естественного радиоактивного фона и от распада изотопов урана $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{238}_{92}\text{U}$ приведены в табл.3. Соотношение между пиками соответствует табличным данным квантовых выходов γ - переходов и процентному содержанию изотопов.

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

Основной канал распада гигантского дипольного резонанса — это реакция с вылетом одного нейтрона ${}^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n){}^{237}_{92}\text{U}$. Данная реакция наблюдалась во всех облучениях. Причиной этого является то, что процентное содержание изотопа ${}^{238}_{92}\text{U}$ в естественной смеси — 99.72%, и так как эксперименты проводились при энергиях выше порога реакции с вылетом нейтрона. Выход этой реакции использовался как нормировка для выходов канала деления.

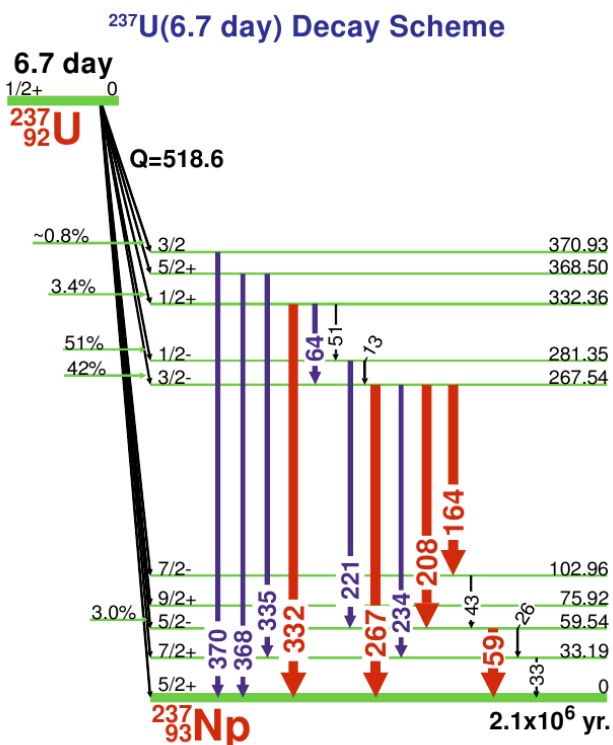


Рис. 10. Схема распада изотопа ${}^{237}_{92}\text{U}$.

В результате реакции ${}^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n){}^{237}_{92}\text{U}$ получается радиоактивное ядро ${}^{237}_{92}\text{U}$. Это ядро β^- радиоактивно с периодом полураспада 6.75 дней. После β^- распада ядра ${}^{237}_{92}\text{U}$ образуется ядро ${}^{237}_{93}\text{Np}$ в возбужденном состоянии. Снятие возбуждения происходит путем испускания γ -квантов. Линии которые мы видим в спектрах это γ -переходы между уровнями ядра ${}^{237}_{93}\text{Np}$. По этим пикам определяется образование ядра ${}^{237}_{92}\text{U}$, и по их эволюции рассчитывается выход реакции ${}^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n){}^{237}_{92}\text{U}$. На рис.10 показана схема распада ядра ${}^{237}_{92}\text{U}$.

После β^- распада ${}^{237}_{92}\text{U}$ в ядре ${}^{237}_{93}\text{Np}$ происходит множество γ -переходов. Рассматривались только самые интенсивные из них. Вероятность распада на определенный уровень и вероятность γ -перехода определяют вероятность испускания γ -кванта определенной энергии.

Таблица 4. Периоды полураспада отдельных γ -переходов при распаде $^{237}_{92}\text{U}$.

E_γ	Ig, %	$T_{1/2}$, дн. эксп.
59.5	34.5 ± 0.8	6.41 ± 1.17
164.6	1.86 ± 0.03	6.24 ± 1.61
208	21.2 ± 0.3	6.70 ± 0.81
267.5	0.712 ± 0.01	3.68 ± 0.79
332.36	1.2 ± 0.016	6.938 ± 4.10

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

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (4)$$

N - число не распавшихся 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 с полной уверенностью можно говорить, что данный пик соответствует распаду изотопа $^{237}_{92}\text{U}$. На рис.11 показана аппроксимация кривых распада γ -пигов для изотопа $^{237}_{92}\text{U}$.

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

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2 \cdot t_2}{T_{1/2}}} \quad (5)$$

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

Измеренные периоды полураспада (табл.4) для 4-х γ -линий с хорошей точностью совпадают с табличным значением периода полураспада (6.75 дней) для изотопа $^{237}_{92}\text{U}$. γ -линия с энергией $E_\gamma = 267.5$ КэВ, кроме распада $^{237}_{92}\text{U}$, соответствует γ -переходам при распаде изотопов, образующихся в результате фотоделения: $^{93}_{39}\text{Y}$ ($T_{1/2} = 10.18$ часов, $E_\gamma = 266.9$ КэВ), $^{133}_{53}\text{I}$ ($T_{1/2} = 20.8$ часов, $E_\gamma = 267.17$ КэВ), $^{149}_{60}\text{Nd}$ ($T_{1/2} = 1.728$ часов, $E_\gamma = 267.69$ КэВ).

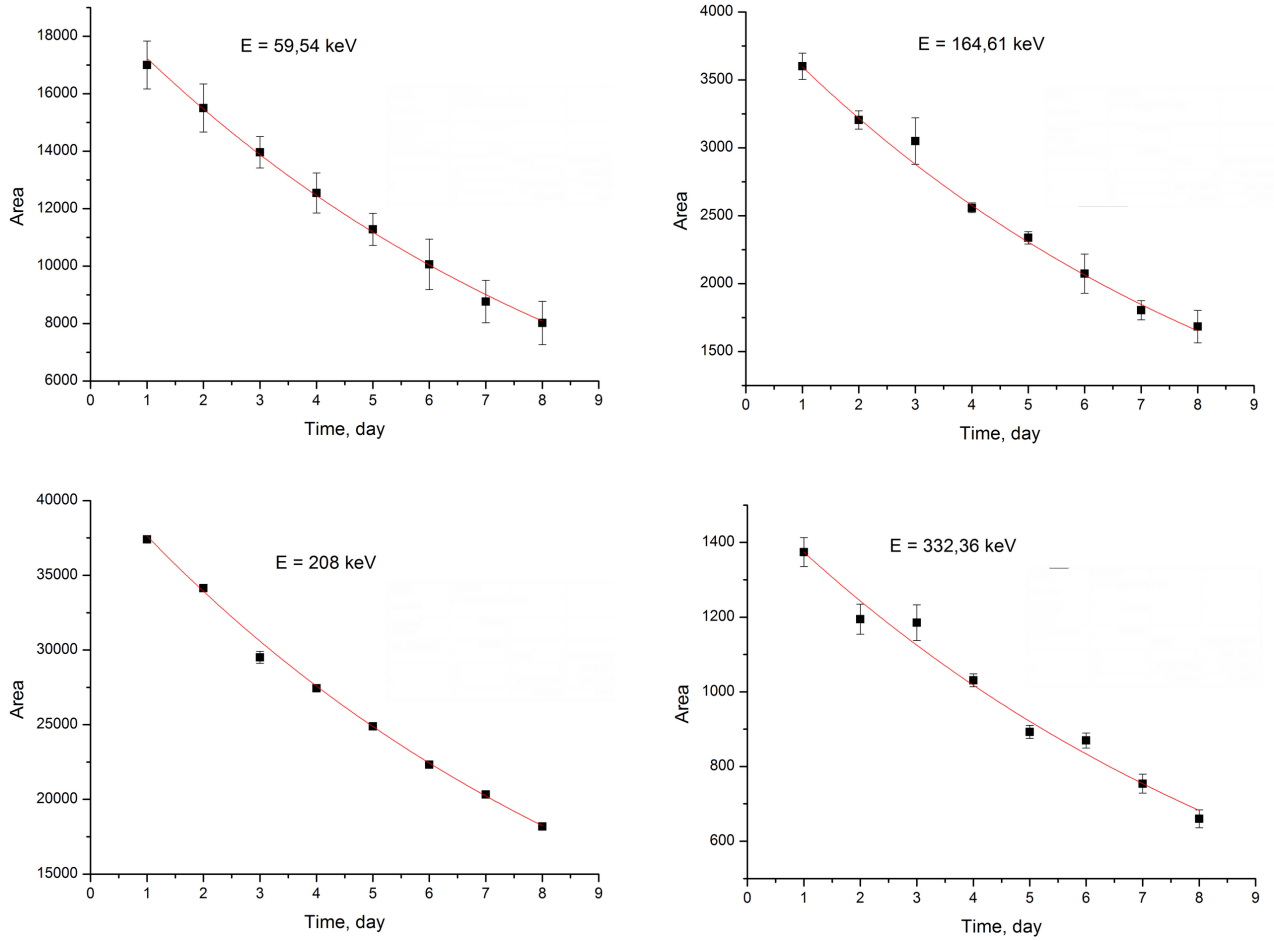


Рис. 11. Определение периодов полураспада для отдельных γ -пигов при β^- -распаде $^{237}_{92}\text{U}$.

Поэтому для определения выхода $^{237}_{92}\text{U}$ в результате реакции $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n)^{237}_{92}\text{U}$ использовались γ -линии с энергией $E_\gamma = 59.5, 164.6, 208$ и 332.36 КэВ.

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

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + y_1 \quad (6)$$

или

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

где N_1 - число радиоактивных ядер,

λ - постоянная распада,

y_1 - выход реакции. Выход — число реакций данного типа, происходящих в образце в единицу времени.

На рис.12 момент времени $t = 0$ - начало облучения, t_1 - окончание облучения, t_2 - начало измерения спектров, t_3 - окончание измерения.

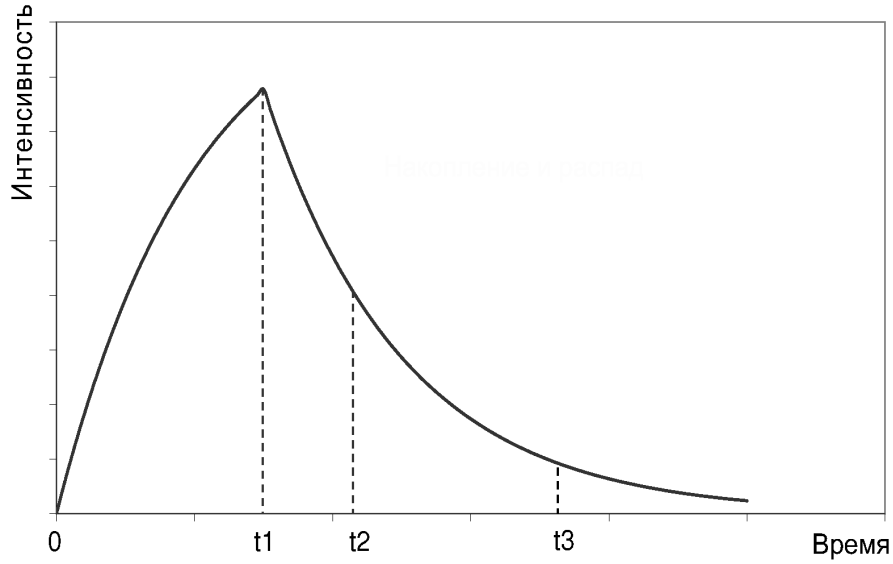


Рис. 12. Накопление и распад радиоактивных ядер до и после облучения.

В промежутке времени $0 - t_1$ происходит накопление и распад изотопов. При $t > t_1$ происходит распад. В промежутке $t_2 - t_3$ - происходит измерение спектров остаточной активности облученной урановой мишени.

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

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad (7)$$

Решение этого уравнения представляет собой закон радиоактивного распада:

$$N_1(t) = N_{10} \cdot e^{-\lambda_1 t} \quad (8)$$

$N_1(t)$ - количество не распавшихся радиоактивных ядер, N_{10} - число радиоактивных ядер на момент окончания измерения (в момент времени t_1).

В γ -активационных экспериментах измеряется число распадов радиоактивных ядер за определенный промежуток времени (площадь пика полного поглощения в спектре остаточной активности). Площадь фотопика:

$$S = k_1 \int_{t_2-t_1}^{t_3-t_1} \lambda_1 N_1(t) = k_1 \int_{t_2-t_1}^{t_3-t_1} \lambda_1 N_{10} \cdot e^{-\lambda_1 t} = k_1 N_{10} (e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)}) \quad (9)$$

$$k_1 = Eff \cdot I_\gamma \cdot T_{cc},$$

где Eff — эффективность регистрации γ -кванта с определенной энергией детектором.

I_γ — квантовый выход для данной γ -линии (вероятность испускания γ -кванта с определенной энергией). Он определяется вероятностью распада на определенный уровень

и вероятностью γ -перехода при распаде, характеристики γ -квантов при распадах взяты из [82, 83]

T_{ss} — коэффициент каскадного суммирования для отдельных γ -переходов.

Аппроксимируя 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 имеются только данные по площади пика за какой то один большой временной промежуток, то число ядер на момент окончания облучения рассчитывается по формуле:

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

Далее определим выход реакции. Для получения выхода запишем уравнение изменения количества радиоактивных ядер при $t < t_1$:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 \cdot N_1 + y_1 \quad (11)$$

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

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 \cdot N_1(t) + f(t) \quad (12)$$

Тогда решение имеет вид:

$$N_1(t) = e^{-\lambda_1 t} \left(\int f(t) e^{-\lambda_1 t} dt + C_1 \right) \quad (13)$$

В нашей методике $f(t) = y_1$ - не зависит от времени. Ток ускорителя во время облучения не изменялся. Тогда для момента времени $t = t_1$ получим решение:

$$N_1(t_1) = e^{-\lambda_1 t_1} \left(\int_0^{t_1} y_1 e^{\lambda_1 t} dt + C \right) = N_{10} \quad (14)$$

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

$$N_{10} = e^{-\lambda_1 t_1} \cdot y_1 \cdot \frac{1}{\lambda_1} (e^{\lambda_1 t_1} - 1) \quad (15)$$

Тогда для выхода получим формулу:

$$y_1 = \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{e^{-\lambda_1 t_1} (e^{\lambda_1 t_1} - 1)} = \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})} \quad (16)$$

Для последующих вычислений необходимо определить изменение количества ядер во время облучения:

$$N_1(t) = e^{-\lambda_1 t_1} \int_0^{t_1} y_1 e^{\lambda_1 t} dt = N_{10}, \text{ при } t < t_1 \quad (17)$$

$$N_1(t) = \frac{y_1}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}) = N_{10} \frac{(1 - e^{-\lambda_1 t})}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})} \quad (18)$$

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

Средневзвешенное значение выхода реакции ${}^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n){}^{237}_{92}\text{U}$ для разных γ -линий определялось по формуле:

$$Y_{\text{ср}} = \frac{\sum_{i=1}^n \omega_i Y_i}{\sum_{i=1}^n \omega_i} \quad (19)$$

, где вес $\omega_i = k = I_\gamma \cdot Eff \cdot T_{\text{ср}}$

Относительные выходы реакции ${}^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n){}^{237}_{92}\text{U}$ для четырех энергий ускорителя приведены в табл.5.

Таблица 5. Относительные выходы реакции ${}^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n){}^{237}_{92}\text{U}$ для γ -линии с энергией $E_\gamma = 59.5, 164.6, 208$ и 332.36 КэВ.

$E_{\text{уск}}$	E_γ	Y	$\pm\sigma Y$	$Y_{\text{ср}}$	$\pm\sigma Y_{\text{ср}}$
19.5	59.5	10.10	0.30	9.86	0.26
	164.6	9.09	0.49		
	208	9.84	0.14		
	332.4	9.64	0.15		
29.1	59.5	6.90	0.27	6.22	0.40
	164.6	5.53	0.25		
	208	6.01	0.16		
	332.4	5.68	0.28		
48.3	59.5	6.61	0.16	6.04	0.36
	164.6	5.56	0.12		
	208	5.85	0.08		
	332.4	5.82	0.10		
67.7	59.5	2.65	0.06	2.53	0.09
	164.6	2.34	0.07		
	208	2.50	0.04		
	332.4	2.28	0.07		

3.1 Выход реакции фотоделения

Изотопы, образующиеся в результате деления, связаны между собой цепочкой распадов. Каждое радиоактивное ядро в цепочке может образоваться как непосредственно в результате деления, так и путем β^- - распадов родительских ядер, образовавшихся непосредственно в результате деления. Различные способы образования ядер и переходы между ядрами – изобарами с массовым числом $A = 134$ показаны на рис.13.

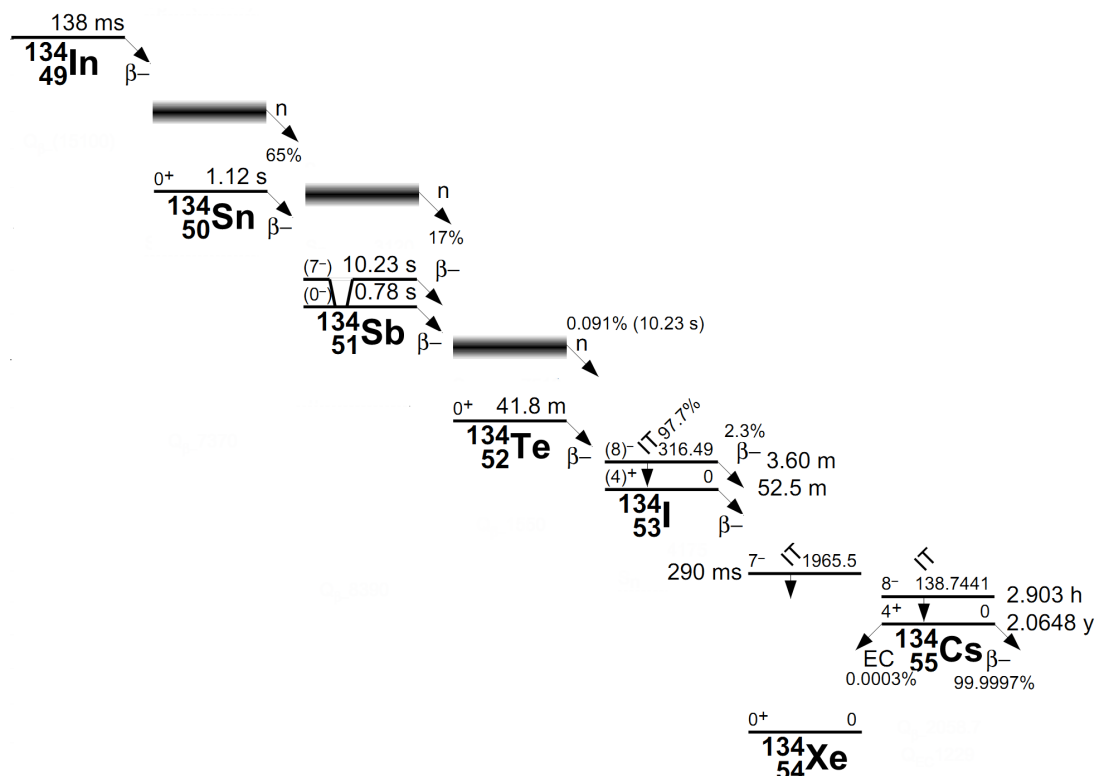


Рис. 13. Схема распадов ядер – изобар с массовым числом $A = 134$

Проанализируем способы образования различных изотопов этой цепочки при делении ^{238}U .

$$\underline{^{134}_{52}\text{Te}(\beta^-, 41.8\text{min})}$$

Изотоп теллура $^{134}_{52}\text{Te}$ может быть получен двумя способами:

— Непосредственно при делении урана ^{238}U .

— При β^- – распаде $^{134}_{51}\text{Sb}(\beta^-, 0.78\text{s})$ и всей предыдущей цепочки β^- распада родительских ядер. Причем родительские ядра получают непосредственно при делении урана.

Период полураспада $^{134}_{51}\text{Sb}$ и всех остальных родительских ядер меньше секунды, поэтому анализируя спектры мы не увидим накопления изотопа теллура $^{134}_{52}\text{Te}$ после облучения. Анализ расчета выхода изотопа $^{134}_{52}\text{Te}$ будет рассмотрен ниже.

В условиях нашего эксперимента мы не сможем определить какая доля изотопов теллура $^{134}_{52}\text{Te}$ образуется непосредственно в результате деления, а какая часть в результате β^- распадов родительских ядер изобар. Выход изотопа $^{134}_{52}\text{Te}$ — накопленный (то есть выход, включающий в себя все способы получения ядра).

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

Образование изотопа йода $^{134}_{53}\text{I}(\beta^-, 52.5\text{min})$ происходит двумя способами.

- Непосредственно при делении урана ^{238}U .
- При β^- — распаде ядра $^{134}_{52}\text{Te}(\beta^-, 41.8\text{min})$ и других родительских ядер, которые также образуются непосредственно при делении урана. Но нас будет интересовать только образование йода $^{134}_{53}\text{I}$ из теллура $^{134}_{52}\text{Te}$, 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 изотопа теллура $^{134}_{52}\text{Te}$, а точнее количество ядер $^{134}_{52}\text{Te}$ на момент окончания облучения за счет всех процессов образования этого изотопа.

$$\underline{^{134}_{54}\text{Xe}}$$

Этот изотоп может образовываться несколькими способами.

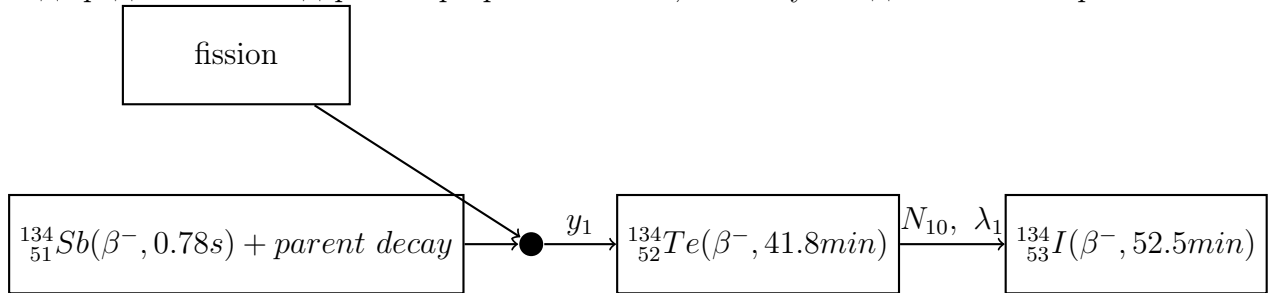
- Непосредственно при делении урана ^{238}U .
- При β^- — распаде $^{134}_{53}\text{I}(\beta^-, 52.5\text{min})$ и всей цепочки β^- распада родительских ядер, которые образуются непосредственно при делении ^{238}U .
- Аналогично ядро $^{134}_{54}\text{Xe}$ может получиться в результате e^- - захвата в ядре $^{134}_{55}\text{Cs}(EC, 2.0648y)$, образующегося при делении урана ^{238}U (Вероятность образования ядер с избытком протонов очень низкая).

Изотоп ксенона $^{134}_{54}\text{Xe}$ в эксперименте может быть получен тремя разными способами. Ядро ксенона стабильное, поэтому его образование не будет видно к спектрам остаточной активности.

Таким образом в процессе деления радиоактивные изотопы могут образовываться несколькими различными способами. В одних случаях мы можем рассчитать независимый выход образования ядра только в результате деления, в других только накопленный. В зависимости от способа образования изотопов должны использоваться различные формулы для расчета выходов реакций и формулы для определения периодов полураспада изотопов.

Один канал образования ядра ($^{134}_{52}\text{Te}$).

Выше было показано, что изотоп теллура $^{134}_{52}\text{Te}$ может быть получен как в результате деления, так и в результате β^- – распада на него родительских ядер. Однако период полураспада родительских ядер изобар крайне низкий, поэтому эти два канала не различимы.



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

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 \cdot N_1 + y_1 \quad (20)$$

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

Аналогичное уравнение было решено при анализе реакции $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n)^{237}_{92}\text{U}$. Формула изменения количества радиоактивных ядер после облучения (для оценки периода полураспада):

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2 \cdot t_2}{T_{1/2}}} \quad (21)$$

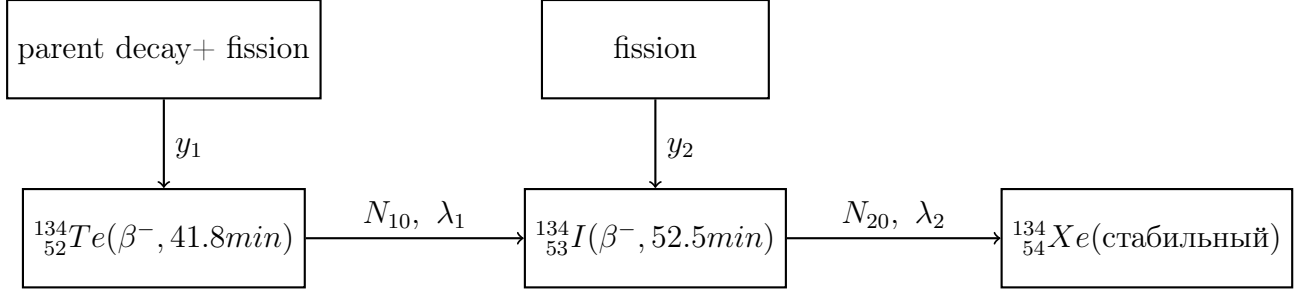
Формула для определения количества ядер на момент окончания облучения (этой функцией аппроксимировалась кривая распада для получения N_{10})

$$N_{10} = \frac{S}{k_1(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})} \quad (22)$$

По известному N_{10} можно определить выход реакции:

$$y_1 = \frac{N_{10} \cdot \lambda_1}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})} \quad (23)$$

Определение выхода реакции. Два канала образования ядра ($^{134}_{53}I$)



Рассмотрим случай, когда можно определить какое количество ядер образовалось в результате деления и какое количество ядер образовалось в результате распада на него родительских ядер.

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + y_1 \\ \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 + y_2 \end{cases} \quad (24)$$

λ_1, λ_2 - постоянные распада,

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

y_2 , - независимый выход образования ядра **2** ($^{134}_{53}I$) в результате деления,

N_{10}, N_{20} количество ядер **1** и **2** на момент окончания облучения.

Если записать уравнение в виде:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + f(t) \quad (25)$$

Тогда решение будет записано в виде:

$$N_2(t) = e^{-\lambda_2 t} \left(\int f(t) e^{\lambda_2 \tau} d\tau + C_2 \right) \quad (26)$$

Первое уравнение решено в предыдущем разделе, поэтому его решение здесь не приводится.

Как и в случае для одного канала образования ядер 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 спектров, 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:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 \quad (27)$$

$$\begin{aligned}
N_2(t) &= e^{-\lambda_2 t} \left(\int_0^t f(t) e^{\lambda_2 \tau} d\tau + C_2 \right) = e^{-\lambda_2 t} \left(\int_0^t \lambda_1 N_{10} e^{(\lambda_2 - \lambda_1) \tau} d\tau + C_2 \right) = \\
&= e^{-\lambda_2 t} \cdot C_2 + e^{-\lambda_2 t} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \cdot (e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} - 1) = \\
&= e^{-\lambda_2 t} \cdot C_2 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_2 t}
\end{aligned}$$

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

$$N_2(t) = e^{-\lambda_2 t} \left(N_{20} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \right) + e^{-\lambda_1 t} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \quad (28)$$

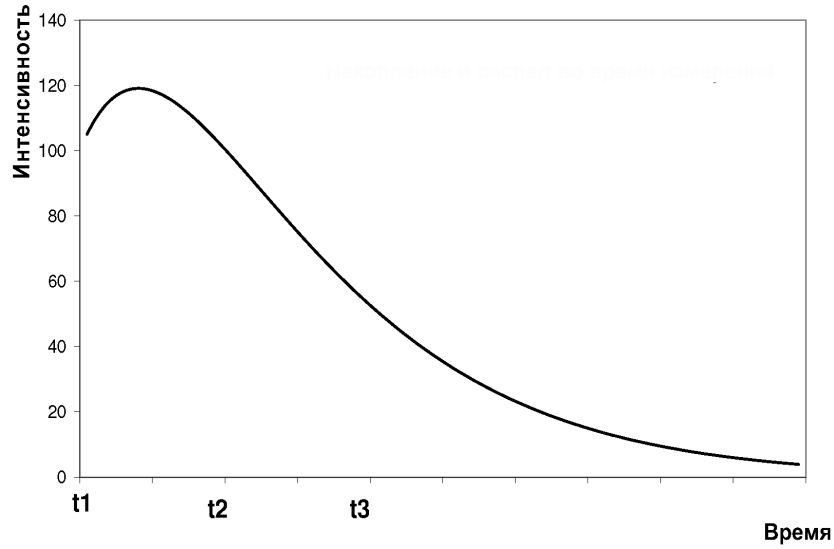


Рис. 14. Изменение количества радиоактивных ядер после облучения для случая двух каналов образования ядра.

Мы измеряем площадь пиков, то есть число распавшихся радиоактивных ядер за время от t_2 до t_3 . Вернемся к старым обозначениям. Здесь $t_2 - t_1$ и $t_3 - t_1$ время от начала облучения.

$$S(t_2, t_3) = k_2 \int_{t_2 - t_1}^{t_3 - t_1} \lambda_2 N_2(t) dt = k_2 \lambda_2 \int_{t_2 - t_1}^{t_3 - t_1} \left(e^{-\lambda_2 t} N_{20} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t} N_{10} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} N_{10} \right) dt$$

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

$$N_{20} = \frac{S(t_2, t_3)}{k_2(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} + \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} - \frac{N_{10}\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \frac{(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})}{(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} \quad (29)$$

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

Аппроксимируя этой функцией данные из спектров мы получим значение N_{20} , причем все остальные параметры считаются известными.

Далее определим выход реакции с образованием ядер **2**.

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 + y_2 \quad (30)$$

$$N_2(t_1) = e^{-\lambda_2 t_1} \left(\int_0^{t_1} (\lambda_1 N_1(t) + y_2) e^{\lambda_2 t} dt + C_2 \right) = N_{20} \quad (31)$$

$$N_1(t) = N_{10} \frac{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})}{(1 - e^{-\lambda_1 t})} - \text{изменение количества ядер } \mathbf{1} \text{ во время облучения.}$$

$$N_2(0) = 0 \implies C_2 = 0 - \text{начальные условия.}$$

$$\begin{aligned} N_2(t_1) &= e^{-\lambda_2 t_1} \int_0^{t_1} \left(\lambda_1 N_{10} \frac{(1 - e^{-\lambda_1 t})}{(1 - e^{-\lambda_1 t_1})} + y_2 \right) e^{\lambda_2 t} dt = N_{20} = \\ &= e^{-\lambda_2 t_1} \left(\frac{\lambda_1 N_{10}}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}} \cdot \int_0^{t_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}) e^{\lambda_2 t} dt + \int_0^{t_1} y_2 e^{\lambda_2 t} dt \right) \\ &= e^{-\lambda_2 t_1} \frac{\lambda_1 N_{10}}{1 - e^{-\lambda_1 t_1}} \cdot \left(\frac{1}{\lambda_2} (e^{\lambda_2 t_1} - 1) - \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t_1} - 1) \right) + \frac{y_2 \cdot (1 - e^{\lambda_2 t_1})}{-\lambda_2} = \\ &= y_1 \cdot \frac{\lambda_2(1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1(1 - e^{-\lambda_1 t_2})}{\lambda_2(\lambda_2 - \lambda_1)} + \frac{y_2 \cdot (1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{\lambda_2} = N_{20} \\ y_2 &= \frac{\lambda_2 N_{20}}{1 - e^{-\lambda_2 t_1}} - y_1 \frac{\lambda_2(1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1(1 - e^{-\lambda_1 t_2})}{(\lambda_2 - \lambda_1)(1 - e^{-\lambda_2 t_1})} \end{aligned} \quad (32)$$

Таким образом можно определить независимый выход образования ядер **2**, если известен выход образования ядер **1**. Но если мы ничего не знаем о выходе образования ядер **1** (или примем $y_1 = 0$), то мы получим формулу для выхода с одним каналом образования ядра. В таком случае рассчитанный выход будет накопленным.

3.2 Учет активности от предыдущих облучений урановой мишени.

Облучения урановой мишени происходят последовательно, через несколько дней после измерений. Поэтому при расчете выходов надо учитывать количество нераспавшихся ядер после предыдущих облучений. Формулы для расчета ядер на момент окончания облучения остаются прежними, изменяются формулы для расчета выходов. Введем новые обозначения:

$N_1^{(1)}(t_1)$ - количество ядер **1** на момент окончания первого облучения

$N_2^{(1)}(t_1)$ - количество ядер **2** на момент окончания первого облучения

$N_1^{(2)}(0)$ - количество ядер **1** на момент начала второго облучения

$N_2^{(2)}(0)$ - количество ядер **2** на момент начала второго облучения

Один канал образования ядра

Формулы для расчета ядер на момент окончания облучения остаются прежними:

$$N_1^{(2)}(t_1) = \frac{S}{k_1(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})} \quad (33)$$

То как сформировалось число ядер на момент окончания облучения номер **2** зависит от предыдущего облучения.

В случае одного канала образования ядра $C = N_1^{(2)}(0)$ - количество ядер на момент начала облучения:

$$N_1^{(2)}(t_1) = e^{-\lambda_1 t_1} \left(\int_0^{t_1} y_1 e^{\lambda_1 t} dt + N_1^{(2)}(0) \right) \quad (34)$$

$$N_1^{(2)}(t_1) = e^{-\lambda_1 t_1} \cdot y_1 \cdot \frac{1}{\lambda_1} (e^{\lambda_1 t_1} - 1) + N_1^{(2)}(0) \cdot e^{-\lambda_1 t_1} \quad (35)$$

$$y_1 = \frac{\lambda_1(N_1^{(2)}(t_1) - N_1^{(2)}(0) \cdot e^{-\lambda_1 t_1})}{1 - e^{\lambda_1 t_1}} \quad (36)$$

Для того чтобы определить количество ядер на момент начала облучения, необходимо знать число ядер на момент окончания предыдущего облучения N_{10}^* .

Тогда:

$$N_1^{(2)}(0) = N_1^{(1)}(t_1) \cdot e^{-\lambda_1(t_{\text{нач обл2}} - t_{\text{конец обл1}})} \quad (37)$$

Два канала образования ядра

Количество ядер **2** на момент начала второго облучения:

$$N_2^{(2)}(0) = e^{-\lambda_2 \tau} \left(N_2^{(1)}(t_1) - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^{(1)}(t_1) \right) + e^{-\lambda_1 \tau} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^{(1)}(t_1) \quad (38)$$

, где $\tau = t_{\text{нач обл2}} - t_{\text{конец обл1}}$

$$N_2^{(2)}(t_1) = \frac{S(t_2, t_3)}{k_2(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} + \frac{N_1^{(2)}(t_1)\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} - \frac{N_1^{(2)}(t_1)\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \frac{(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})}{(e^{-\lambda_2(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_2(t_3-t_1)})} \quad (39)$$

Далее определим выход реакции с образованием ядер **2**.

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

$$N_2^{(2)}(t_1) = e^{-\lambda_2 t_1} \left(\int_0^{t_1} (\lambda_1 N_1^{(2)}(t) + y_2) e^{\lambda_2 t} dt + N_2^{(2)}(0) \right) \quad (40)$$

$$N_1^{(2)}(t) = \frac{y_1}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}) + N_1^{(2)}(0) \cdot e^{-\lambda_1 t} \quad (41)$$

, при $t < t_1$

$$y_2 = \frac{\lambda_2 N_2^{(2)}(t_1)}{1 - e^{-\lambda_2 t_1}} - y_1 \frac{\lambda_2(1 - e^{-\lambda_1 t_1}) - \lambda_1(1 - e^{-\lambda_2 t_1})}{(\lambda_2 - \lambda_1)(1 - e^{-\lambda_2 t_1})} - \frac{\lambda_2 N_2^{(2)}(0)}{e^{\lambda_2 t_1} - 1} - \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_1^{(2)}(0)(e^{-\lambda_1 t_1} - e^{-\lambda_2 t_1})}{(\lambda_2 - \lambda_1)(1 - e^{-\lambda_2 t_1})} \quad (42)$$

Третий и четвертый член справа отвечают за распад ядер, оставшихся от предыдущего облучения.

3.3 Эффективность детектора.

Для того чтобы получить из площади пика выход ядерной реакции необходимо знать эффективность регистрации γ -квантов детектором. Эффективность детектора зависит от энергии γ -квантов, а также геометрии источника и детектора и их взаимного расположения. При расчете выходов используется эффективность регистрации γ -квантов в пике полного поглощения — отношение площади пика, зарегистрированного на детекторе к общему числу испущенных γ -квантов.

Для определения эффективности регистрации γ -квантов детектором были проведены измерения эталонных калибровочных источников ОСГИ в разной геометрии регистрирующей установки и разработана модель детектора с помощью программы GEANT4 [84]. На

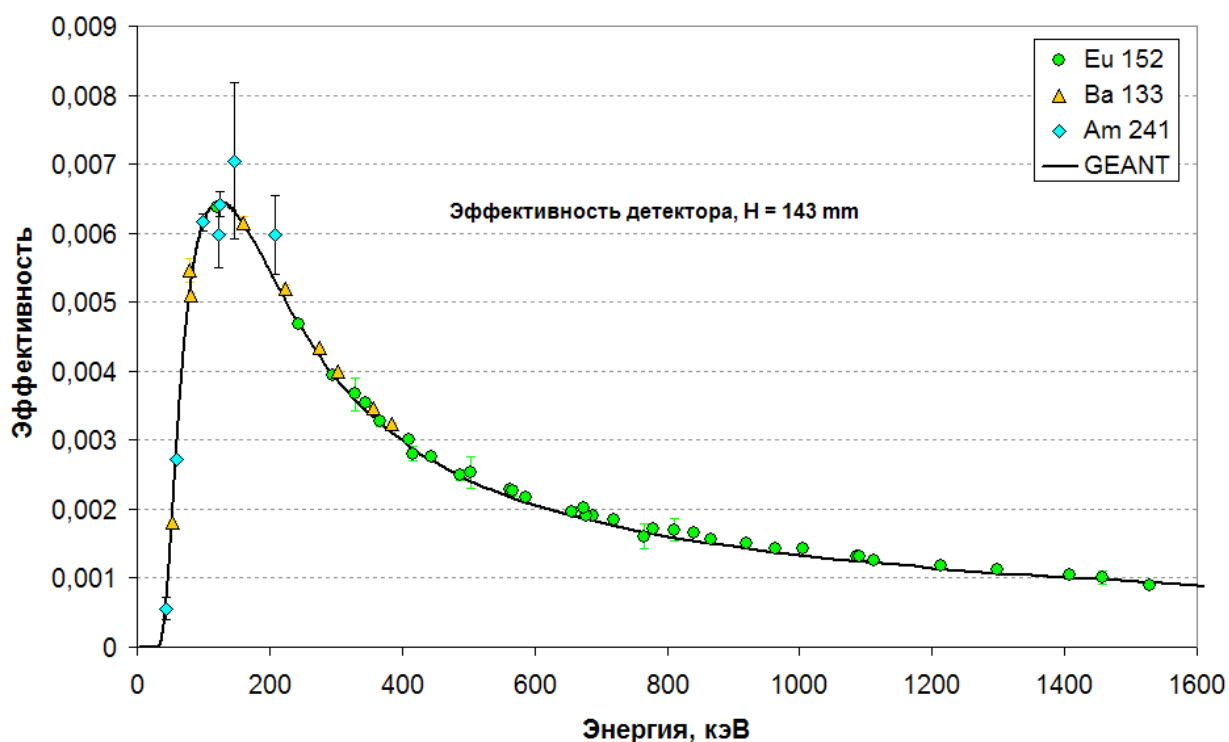


Рис. 15. Эффективность детектора на расстоянии 143 мм до источника.

рис. 15 показана абсолютная эффективность детектора, полученная экспериментально, и рассчитанная с помощью модели детектора. Построенная модель детектора позволила рассчитать эффективность регистрации γ -квантов детектором от облученной мишени, с учетом реального размера мишени и размера облученной части урановой мишени [75]. Также с помощью построенной модели было утено самопоглощение γ -квантов в облученной мишени.

3.4 Учет каскадного сложения пиков.

Эффективность детектора уменьшается при увеличении расстояния от мишени до детектора. В условиях низкой активности облученного образца, для увеличения скорости счета мишень была расположена вплотную к детектору. В этих условиях становится значительным вклад каскадного суммирования пиков. В отличие от эффекта случайного суммирования, который зависит только от скорости счета, величина эффекта каскадного суммирования γ -квантов сильно зависит от расстояния между мишенью и детектором.

Эффект каскадного суммирования связан с последовательным испусканием γ -квантов при распаде радиоактивного элемента. γ -кванты, идущие в каскаде, излучаются за время гораздо меньшее, чем время разрешения детектора. Поэтому последовательно испущен-

ные γ -кванты могут быть зарегистрированы как один с большей энергией. Каскадное суммирование — это суммирование отклика в детекторе от нескольких γ -квантов, испущенных последовательно, или γ -кванта и рентгеновского излучения. При этом в спектре появляются новые γ -пики, а площади пиков отдельно зарегистрированных γ -переходов в общем случае уменьшаются.

Для коррекции рассчитанных выходов на каскадное суммирование использовалась программа TrueCoinc [85]. Поправки на суммирование каскадных γ -квантов составили от нескольких до десятков процентов, в зависимости от ядра — излучателя. Для расчета поправок на сложение программа использует файлы ядерных уровней ENSDF [86] и эффективность детектора (полную эффективность и эффективность в пике полного поглощения), рассчитанную с помощью программы GEANT4 [84].

3.5 Зарядовое распределение продуктов фотоделения.

Зарядовое распределение — это распределение выходов ядер — изобар с одинаковым массовым числом в зависимости от заряда ядра. Экспериментальные данные показывают, что осколки деления до и после вылета быстрых нейтронов не покрывают всю цепочку β^- - радиоактивных ядер — изобар. А. Уолл на основе анализа экспериментальных данных показал, что зарядовое распределение осколков деления хорошо описывается функцией Гаусса [87].

$$IY(A, Z) = \frac{MY(A)}{\sqrt{\pi C}} \exp[-(Z - Z_P)^2/C] dZ, \quad (43)$$

где $IY(A, Z)$ — независимый выход продукта фотоделения с данными A и Z , $MY(A)$ — полный выход изотопов с данным массовым числом, Z_P — наиболее вероятный заряд в зарядовом распределении, C — ширина зарядового распределения.

Для описания наиболее вероятного заряда Z_P при делении было выдвинуто несколько гипотез.

UCD (unchanged charge distribution) — гипотеза неизменного распределения заряда постулирует, что соотношение числа протонов и нейтронов в легком и тяжелом осколках деления такое же, как и в делящемся ядре. Такое распределение заряда в осколках будет, если в делящемся ядре заряд распределен равномерно и при делении не происходит перераспределения заряда [88]. Такое распределение заряда приведет к более длинным цепочкам β^- - распадов для легких осколков [89].

Предположение [90], что наиболее вероятный заряд такой, чтобы осколки имели максимальную кинетическую энергию и минимальную энергию возбуждения, приводит к более длинным цепочкам β^- - распадов для тяжелых осколков.

ECD (equal charge displacement) - гипотеза равного смещения заряда [88]. Наиболее вероятные заряды какого либо осколка и дополнительного к нему лежат на равном расстоянии от зарядов, соответствующих стабильным ядрам в цепочке распадов ядер – изобар.

MPE (minimum potential energy) - гипотеза минимума потенциальной энергии [91]. Распределение заряда при делении соответствует минимуму суммы потенциальной энергии и энергии кулоновского отталкивания. Это соответствует максимуму энергии возбуждения. Деление происходит вдоль минимума поверхности потенциальной энергии при деформации ядра. В работе [92] было показано, что это приближение наиболее точно описывает эмпирическое распределение заряда при делении.

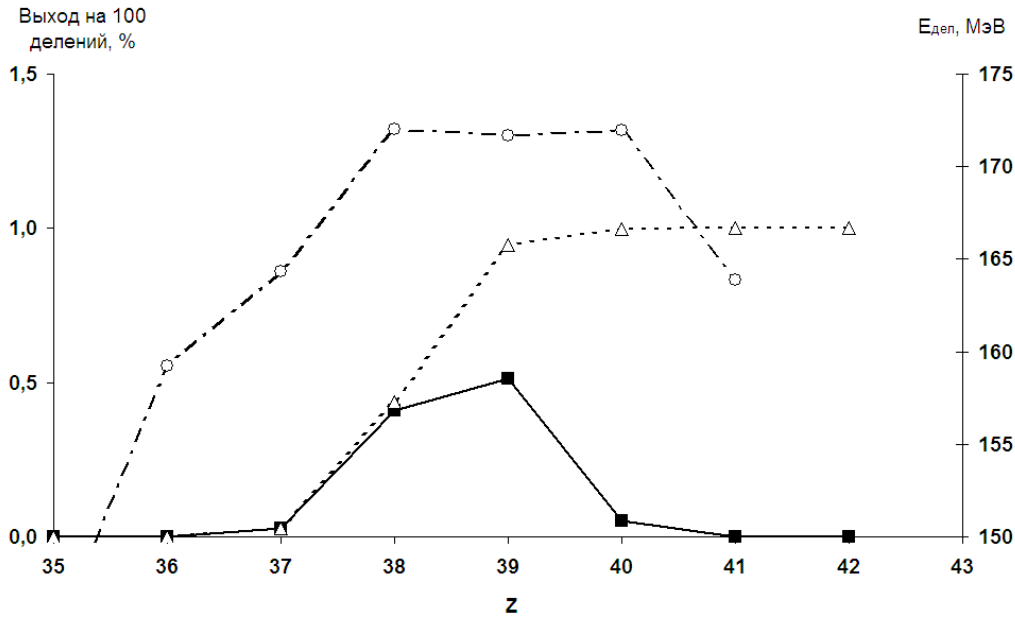


Рис. 16. Зарядовое распределение продуктов фотоделения ^{238}U с массовым числом $A = 97$ при энергии электронов ускорителя 29.1 МэВ. IY — независимый выход ($\square$), CY — накопленный выход образования изотопа ($\triangle$), $E_{\text{дел}}$ — энергия реакции деления ($\circ$).

Зарядовое распределение имеет определенную ширину, что объясняется гипотезой минимума потенциальной энергии. Зависимость энергии реакции деления $E_{\text{дел}}$ от заряда осколков для одной изобарной цепочки, имеет очень близкое положение максимума с зарядовым распределением (рис. 16). С другой стороны экспоненциальная зависимость вероятности прохождения через барьер деления от энергии реакции приводит к узкому зарядовому распределению.

$$E_{\text{дел}} = W(A_1, Z_1) + W(A - A_1 - \nu_T, Z - Z_1) - W(A, Z)$$

, где $W(A, Z)$ — энергия связи делящегося ядра, $W(A_1, Z_1)$ и $W(A - A_1 - \nu_T, Z - Z_1)$ — энергии связи парных осколков, ν_T — среднее число нейтронов деления.

Величина наиболее вероятного заряда Z_p для каждой цепочки ядер – изобар была рассчитана с помощью соотношения [93]:

$$Z_p = Z_{UCD} \pm \Delta Z_p, \quad Z_{UCD} = (Z_F/A_F)(A + \nu_{L,H}), \quad (44)$$

где Z_F и A_F заряд и масса делящейся системы, Z_{UCD} - наиболее вероятный заряд, основанный на предположении, что соотношение числа протонов и нейтронов в легком и тяжелом осколках деления такое же, как и в делящемся ядре [94], ΔZ_p - поляризация заряда рассчитывалась на основе систематики выходов осколков деления [95]. Систематика построена по результатам работ по делению под действием нейтронов и протонов, однако, как будет показано дальше она хорошо подходит и для описания реакции фотоделения. В данной систематике имеет значение образующееся делящееся составное ядро, а не налетающая частица. Знаки $+$ и $-$ относятся соответственно к легкому и тяжелому осколку. ν_L и ν_H - числа нейтронов, испущенных легким и тяжелым осколками и оцененные согласно методу [96].

$$\nu_L = 0.531\nu + 0.062(A_L + 143 - A_F)$$

$$\nu_H = 0.531\nu + 0.062(A_H - 143) \quad (45)$$

В работах [97–99] показано, что в области энергий возбуждения до 30 МэВ ширина зарядового распределения слабо зависит от энергии возбуждения ядра. Для фотоделения ^{238}U параметр ширины $C \approx 0.8$ [98]. Зарядовое распределение продуктов фотоделения ^{238}U с массовым числом $A = 97$ при энергии электронов ускорителя 29.1 МэВ показано на рис. 16. Из зарядового распределения видно, что для определения полного выхода ядер – изобар с массовым числом $A = 97$ достаточно определить накопленный выход образования изотопа циркония $^{97}_{40}\text{Zr}$. Экспериментально измеренный относительный накопленный выход образования изотопа циркония $CY(^{97}_{40}\text{Zr}) = 0.130 \pm 0.004$, независимый выход образования изотопа ниобия $IY(^{97}_{41}\text{Nb}) = 0.00057 \pm 0.00046$ при делении ^{238}U с энергией электронов ускорителя 29.1 МэВ. Небольшие отклонения от зарядового распределения наблюдаются из-за четно – нечетного эффекта при делении, т.е. повышенного выхода продуктов с четным числом протонов или нейтронов. Как показано в работе [99] величина четно–нечетного эффекта при фотоделении экспоненциально спадает максимальной энергии тормозного спектра выше 10 МэВ.

3.6 Учет запаздывающих нейтронов при фотоделении.

В результате деления образуются ядра сильно перегруженные нейтронами. Поэтому эти ядра нестабильны по отношению к β^- - распаду. В случае, когда энергия ядра в возбужденном состоянии выше чем энергия отделения нейтрона, происходит вылет запаздывающих нейтронов. После вылета запаздывающего нейтрона, ядро переходит на другую массовую цепочку β^- - распада $A' = A - 1$. Из-за этого увеличивается измеренный накопленный выход в цепочке $A' = A - 1$ и уменьшается в цепочке с A . На рис. 17 показана зависимость относительного количества запаздывающих нейтронов при делении ^{235}U тепловыми нейтронами от времени вылета после облучения [100]. При начале измерения после 100 секунд 99% запаздывающих нейтронов уже вылетело из продуктов деления. Наша методика позволяет измерять активность продуктов деления через несколько минут после окончания облучения. К этому моменту почти все запаздывающие нейтроны вылетели и внесли свой вклад в накопленные выходы. Для получения правильного значения массового выхода необходимо сделать оценку вклада запаздывающих нейтронов.

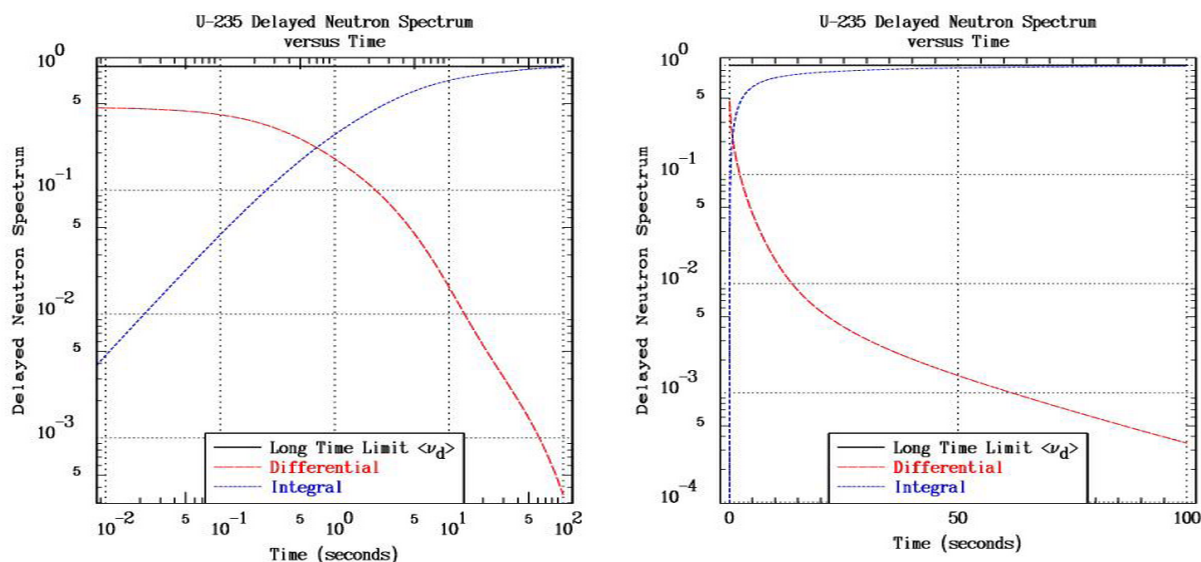


Рис. 17. Относительное количество запаздывающих нейтронов при делении ^{235}U тепловыми нейтронами в зависимости от времени вылета после облучения. Рисунок взят из работы [100].

На рис. 17 показана энергетическая зависимость фракционного количества запаздывающих нейтронов (на 1 деление). Виден спад количества запаздывающих нейтронов в области энергий облучения 3 - 7 МэВ. Такая ситуация наблюдается и при делении других ядер актинидов. Для деления ^{238}U тепловыми и быстрыми нейтронами количество запаздывающих нейтронов на 100 делений - 4.510 ± 0.061 и 2.39520 ± 0.206 соответственно [100].

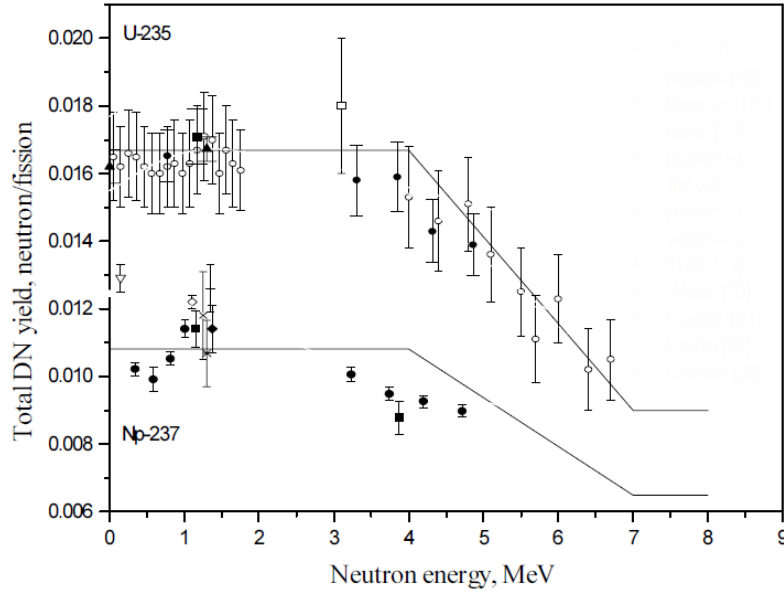


Рис. 18. Энергетическая зависимость фракционного количества запаздывающих нейтронов при делении ^{235}U и ^{237}Np нейтронами (на одно деление). Рисунок взят из работы [100].

Для разных цепочек ядер – изобар, количество запаздывающих нейтронов различно. Необходимо учитывать поправку на запаздывающие нейтроны только для нескольких массовых цепочек. Оценить относительное число запаздывающих нейтронов можно, произведя свертку зарядового распределения и вероятности вылета запаздывающего нейтрона при распаде конкретного ядра. Поправка на запаздывающие нейтроны для полного массового выхода будет увеличивать массовый выход $MY(A)$ за счет вылета запаздывающих нейтронов из осколков следующей массовой цепочки $A + 1$, и уменьшать за счет вылета запаздывающих нейтронов из осколков данной массовой цепи.

$$\Delta MY(A) = \sum_i IY_i(A + 1, Z_i) \cdot W_d(A + 1, Z_i) - \sum_i IY_i(A, Z_i) \cdot W_d(A, Z_i) \quad (46)$$

, где $W_d(A, Z_i)$ — вероятность вылета запаздывающего нейтрона при распаде изотопа (A, Z_i) , $IY_i(A, Z_i)$ — независимый выход образования изотопа (A, Z_i) при фотоделении.

3.7 Средняя энергия возбуждения ядра.

Экспериментальные работы по фотоделению выполняются на пучках квазимонохроматических или тормозных γ -квантов. Большинство работ по исследованию фотоделения выполнено на пучках тормозных γ -квантов. Использование разных мишеней – конвертеров γ -квантов в этих экспериментах не дает возможности для сравнения и точной интерпретации результатов экспериментов, поставленных в различных условиях. Частично избежать эти проблемы можно, используя понятие о средней энергии возбуждения ядра при облучении его тормозным спектром. В настоящей работе рассчитана средняя энергия возбуждения ядра и проведено сравнение с теми работами, где такой расчет тоже был сделан. Средняя энергия возбуждения делящегося ядра $\langle E^* \rangle$ рассчитывалась по формуле:

$$\langle E^* \rangle = \frac{\int_0^T EN(T, E)\sigma_{\gamma, F}(E)dE}{\int_0^T N(T, E)\sigma_{\gamma, F}(E)dE} \quad (47)$$

, где $N(T, E)$ - число тормозных γ -квантов с энергией E при энергии электронов ускорителя T , $\sigma_{\gamma, F}(E)$ - сечение фотоделения при энергии γ -квантов E . Сечение было взято из оцененных ядерных данных. Тормозной спектр был рассчитан с помощью программы GEANT4. Средняя энергия возбуждения ядра ^{238}U $\langle E^* \rangle$ в эксперименте приведена в таблице 6.

Таблица 6. Средняя энергия возбуждения $\langle E^* \rangle$ ядра ^{238}U в зависимости от энергии ускорителя электронов T .

T , МэВ	$\langle E^* \rangle$, МэВ
19.5	11.9 ± 0.3
29.1	13.7 ± 0.3
48.3	14.4 ± 0.3
67.7	15.6 ± 0.3

3.8 Расчет выходов продуктов фотоделения.

Для иллюстрации расчета выходов рассмотрим несколько цепочек распадов подробно. Расчеты для остальных цепочек приведены в Приложении 1. Перед каждым расчетом проводилась расшифровка γ -линий. Из γ -переходов, присущих данному изотопу выбирались только те, которые подходят по периоду полураспада и не являются результатом наложений от γ -переходов при распаде различных ядер - осколков. При построении цепочек распадов использовались данные из [82]. В таблицах рассчитанных выходов по отдельным γ -линиям в последнем столбце приведен тип выхода: СУ — накопленный выход, IY — независимый выход.

$A = 134$

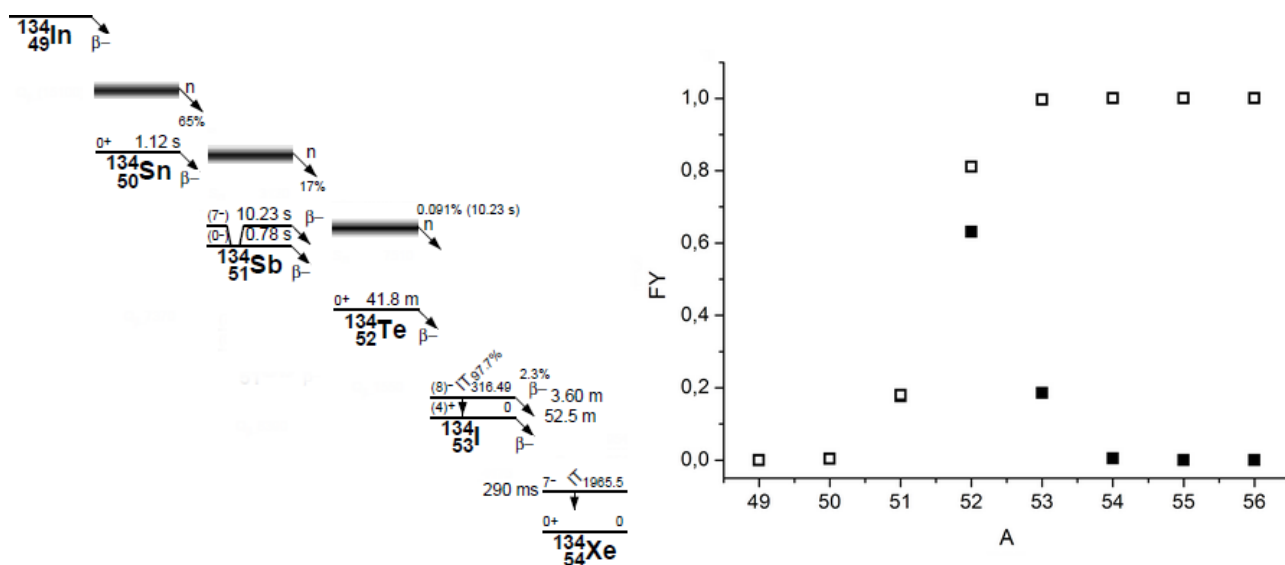


Рис. 19. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 134$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

На рис. 19 показано зарядовое распределение продуктов фотоделения ^{238}U с массовым числом $A = 134$ при энергии электронов ускорителя 29.1 МэВ и цепочка β^- - распадов ядер - изобар с массовым числом $A = 134$. В зарядовом распределении фракционный выход FY — это выход продуктов деления, нормированный на полный выход ядер - изобар с данным массовым числом A .

Ядро $^{134}_{52}\text{Te}$ β^- радиоактивно с периодом полураспада 41.8 минут. $^{134}_{52}\text{Te}$ распадается на ядро $^{134}_{53}\text{I}$ в возбужденном состоянии. По γ -переходам в йоде $^{134}_{53}\text{I}$ определялось наличие ядра теллура $^{134}_{52}\text{Te}$ в спектре. При распаде $^{134}_{52}\text{Te}$ испускается несколько высокоинтенсивных

γ -квантов. Наличие в спектре всех этих γ -линий с соответствующей интенсивностью подтверждает, что образовался именно $^{134}_{52}\text{Te}$. Также необходимо, чтобы период полураспада по этим γ -линиям совпадал с табличным.

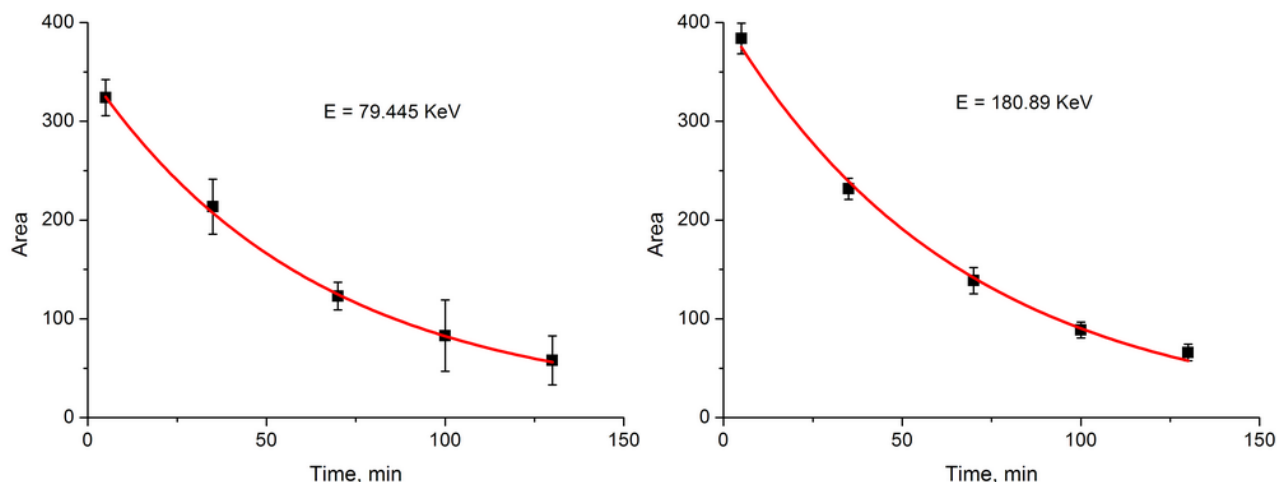


Рис. 20. Определение периодов полураспада для отдельных γ -пигов при β^- -распаде $^{134}_{52}\text{Te}$ при энергии ускорителя электронов 29.1 МэВ. Точками показаны экспериментально определенные площади γ -пигов, линия — аппроксимация кривой распада.

Измеренный период полураспада двух самых интенсивных γ -пигов от распада $^{134}_{52}\text{Te}$ при энергии электронов ускорителя 29.1 МэВ (рис.20) составляет: 44.2 ± 3.5 минут при энергии γ -квантов 79.45 КэВ и 46.2 ± 1.9 минут при энергии γ -квантов 180.89 КэВ. Измеренный период полураспада хорошо совпадает с табличным значением 41.8 минут. Остальные γ -линии при распаде $^{134}_{52}\text{Te}$ менее интенсивны и по ним нельзя определить период полураспада. Анализ пиков показал, что для определения выхода подходят 4 γ -пика в спектре остаточной активности. Остальные пики являются наложением от γ -переходов при распаде других, образующихся в результате фотоделения, ядер. Например, в спектре остаточной активности накладываются γ -пики от распада $^{134}_{52}\text{Te}$ с энергией 767.2 КэВ и от распада $^{134}_{53}\text{I}$ с энергией 766.7 КэВ.

Независимый выход образования йода $^{134}_{53}\text{I}$ можно рассчитать по двум линиям 847.025 и 884.09 КэВ. Измеренный период полураспада двух самых интенсивных γ -пигов от распада $^{134}_{53}\text{I}$ при энергии электронов ускорителя 29.1 МэВ (рис.21) составляет: 52.2 ± 1.8 минут при энергии γ -квантов 847.025 КэВ и 47.3 ± 4.6 минут при энергии γ -квантов 884.09 КэВ. Измеренный период полураспада хорошо совпадает с табличным значением 52.8 минут. Выход по массовому числу будет равен сумме независимого выхода образования ядра $^{134}_{53}\text{I}$ и накопленного выхода образования ядра $^{134}_{52}\text{Te}$. Полученные фракционные независимые выходы ядра $^{134}_{53}\text{I}$ с хорошей точностью совпадают с рассчитанными зарядовыми распределениями.

Таблица 7. Выходы по отдельным γ -линиям $^{134}_{52}\text{Te}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{134}_{52}\text{Te}$	19.5	180.891	2.70	546	31	0.157	0.009	0.160	0.008	CY
	19.5	565.992	1.12	568	51	0.164	0.015			
	19.5	712.97	0.29	578	117	0.166	0.034			
$^{134}_{52}\text{Te}$	29.1	79.445	20.9	439	31	0.128	0.009	0.124	0.005	CY
	29.1	180.891	18.3	414	24	0.121	0.007			
	29.1	565.992	18.6	431	39	0.125	0.011			
	29.1	712.97	4.7	439	98	0.128	0.029			
$^{134}_{52}\text{Te}$	48.3	180.891	2.70	413	21	0.114	0.006	0.115	0.004	CY
$^{134}_{52}\text{Te}$	67.7	180.891	18.3	194	23	0.054	0.006	0.053	0.005	CY
	67.7	565.992	18.6	186	27	0.052	0.007			

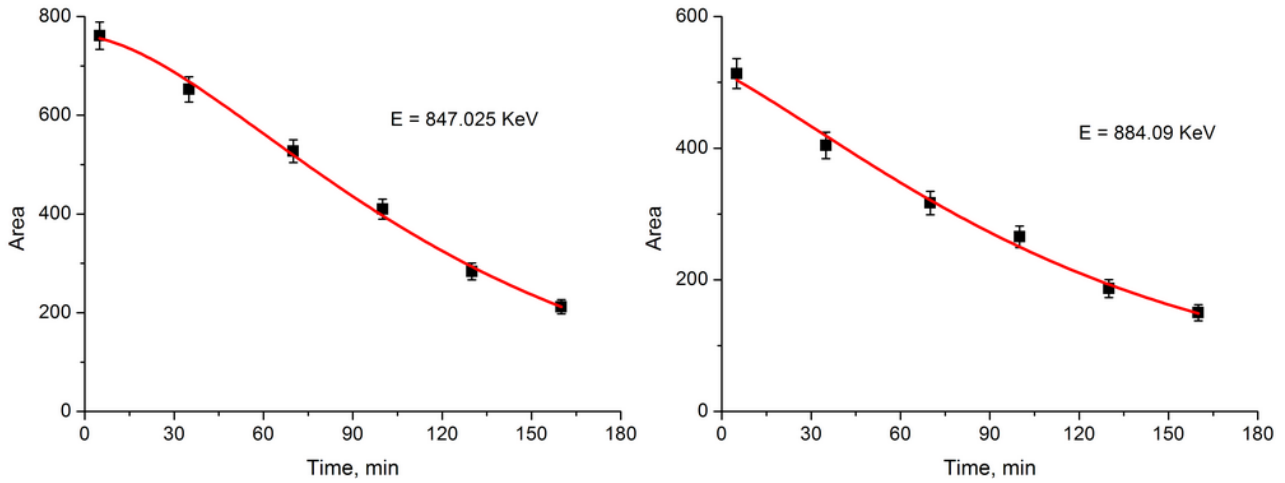


Рис. 21. Определение периодов полураспада для отдельных γ -пигов при β^- -распаде $^{134}_{53}\text{I}$ при энергии ускорителя электронов 29.1 МэВ. Точками показаны экспериментально определенные площади γ -пигов, линия — аппроксимация кривой распада.

Таблица 8. Выходы по отдельным γ -линиям $^{134}_{53}\text{I}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{134}_{53}\text{I}$	19.5	847.025	60.64	683	42	0.028	0.002	0.026	0.001	IY
	19.5	884.09	39.13	652	36	0.021	0.002			IY
$^{134}_{53}\text{I}$	29.1	847.025	60.64	533	18	0.028	0.001	0.030	0.003	IY
	29.1	884.09	39.13	553	24	0.033	0.002			IY
$^{134}_{53}\text{I}$	67.7	847.025	60.64	335	29	0.016	0.002	0.016	0.002	IY

$A = 88$

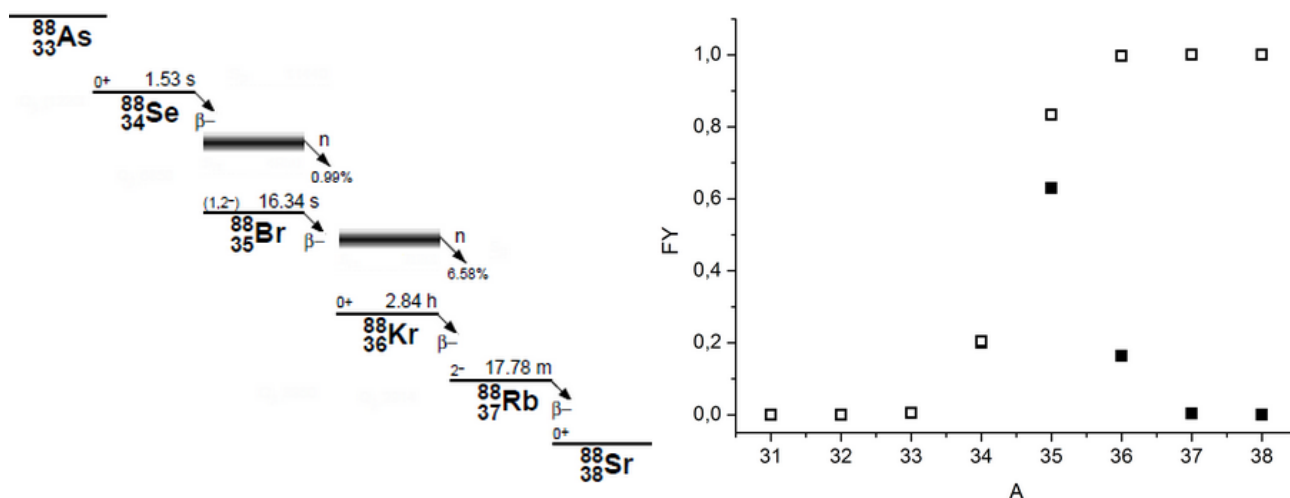


Рис. 22. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 88$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 9. Выходы по отдельным γ -линиям $^{88}_{36}\text{Kr}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{88}_{36}\text{Kr}$	19.5	196.301	25.98	452.7	29.2	0.0564	0.0036	0.0589	0.0027	CY
	19.5	834.83	12.98	405.2	44.2	0.0504	0.0055			CY
	19.5	1529.77	10.93	587.4	80.5	0.0731	0.0100			CY
	19.5	2392.11	34.6	553.6	37.2	0.0689	0.0046			CY
$^{88}_{36}\text{Kr}$	29.1	196.301	25.98	408.4	17.0	0.0533	0.0022	0.052313	0.001884	CY
	29.1	834.83	12.98	342.0	50.6	0.0447	0.0066			CY
	29.1	1529.77	10.93	370.5	73.4	0.0484	0.0096			CY
	29.1	2392.11	34.6	421.8	32.3	0.0551	0.0042			CY
$^{88}_{36}\text{Kr}$	48.3	196.301	25.98	543.1	19.7	0.0441	0.0016	0.04477	0.001388	CY
	48.3	834.83	12.98	412.9	64.9	0.0335	0.0053			CY
	48.3	1529.77	10.93	646.1	100.3	0.0524	0.0081			CY
	48.3	2392.11	34.6	630.5	40.4	0.0512	0.0033			CY
$^{88}_{36}\text{Kr}$	67.7	196.301	25.98	248.1	15.2	0.0238	0.0015	0.0243	0.0013	CY
	67.7	834.83	12.98	206.4	43.1	0.0198	0.0041			CY
	67.7	2392.11	34.6	284.7	36.9	0.0273	0.0035			CY

В спектре виден распад изотопа $^{88}_{36}\text{Kr}$ и $^{88}_{37}\text{Rb}$. Выход $^{88}_{36}\text{Kr}$ — накопленный, выход $^{88}_{37}\text{Rb}$ — независимый. Полный выход цепочки будет суммой накопленного выхода $^{88}_{36}\text{Kr}$ и независимого выхода $^{88}_{37}\text{Rb}$. Наиболее интенсивный γ -пик от распада $^{88}_{36}\text{Kr}$ — 196.3 КэВ. Измеренный период полураспада γ -пика с энергией 196.3 КэВ при энергии электронов ускорителя 29.1 МэВ составляет 3.10 ± 0.33 часа, что хорошо совпадает с табличным значением 2.84 часа. Из-за более низкой интенсивности γ -пигов при распаде $^{88}_{36}\text{Kr}$ с энергией 834.83, 1529.77,

2392.11 КэВ невозможно с достаточной точностью определить их период полураспада. Однако выходы, рассчитанные по этим γ -линиям хорошо совпадают с выходом, определенным при распаде γ -пика с энергией 196.3 КэВ.

Таблица 10. Выходы по отдельным γ -линиям $^{88}_{37}\text{Rb}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{88}_{37}\text{Rb}$	29.1	898.042	11.55	41.9	32.8	-0.0007	0.0006	0.000572	0.000456	IY
	29.1	1836.063	17.91	46.2	15.9	0.0021	0.0007			IY

Независимый выход образования изотопа рубидия $^{88}_{37}\text{Rb}$ крайне низок, на два порядка ниже накопленного выхода $^{88}_{36}\text{Kr}$, что согласуется с рассчитанным зарядовым распределением. При энергии 19.5, 48.3 и 67.7 МэВ γ -линий от распада $^{88}_{37}\text{Rb}$ нет, что связано с большим временем переноса от ускорителя к детектору и с низкой интенсивностью тока ускорителя.

A = 135

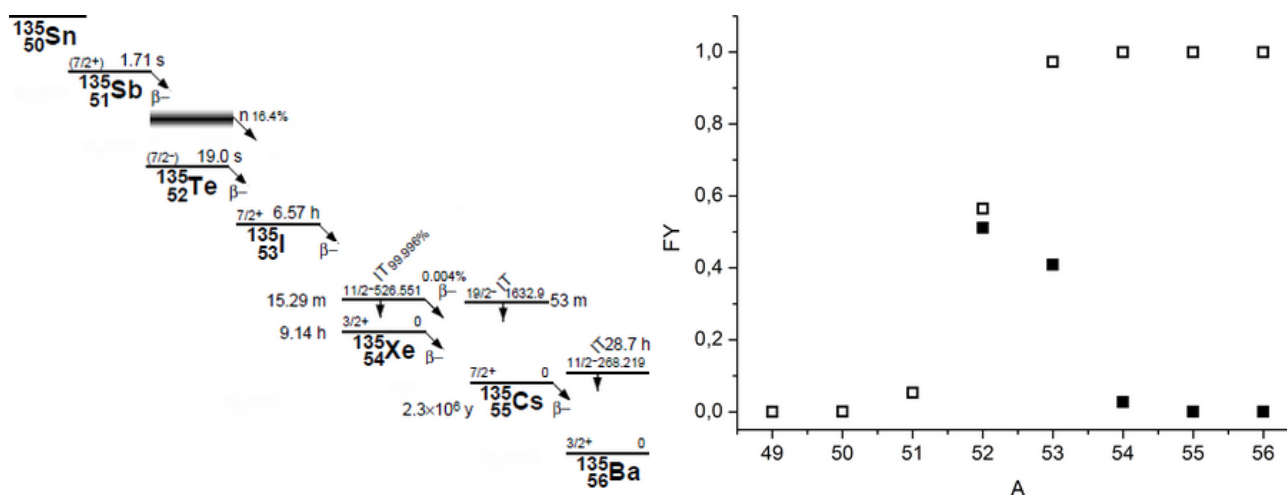


Рис. 23. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар A = 135.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

На примере расчета выходов образования ядра $^{135}_{53}\text{I}$ показано использование максимального числа γ -переходов в спектре остаточной активности после облучения урана. Определенный период полураспада двух самых интенсивных γ -пиков от распада $^{135}_{53}\text{I}$ при энергии электронов ускорителя 29.1 МэВ (рис.24) составляет: 6.35 ± 0.30 часа при энергии γ -квантов 1131.5 КэВ и 6.05 ± 0.50 часа при энергии γ -квантов 1260.4 КэВ. Определенный период полураспада хорошо совпадает с табличным значением 6.57 часа. γ -линии с энергией 288.5 и 417.6 КэВ, имея сравнимую с γ -линиями с энергией 1131.5 и 1260.4 КэВ

интенсивность, находятся на комптоновской подложке, имеющей интенсивность на порядок выше. Остальные γ -линии при распаде $^{135}_{53}\text{I}$ менее интенсивны, по ним также нельзя определить период полураспада.

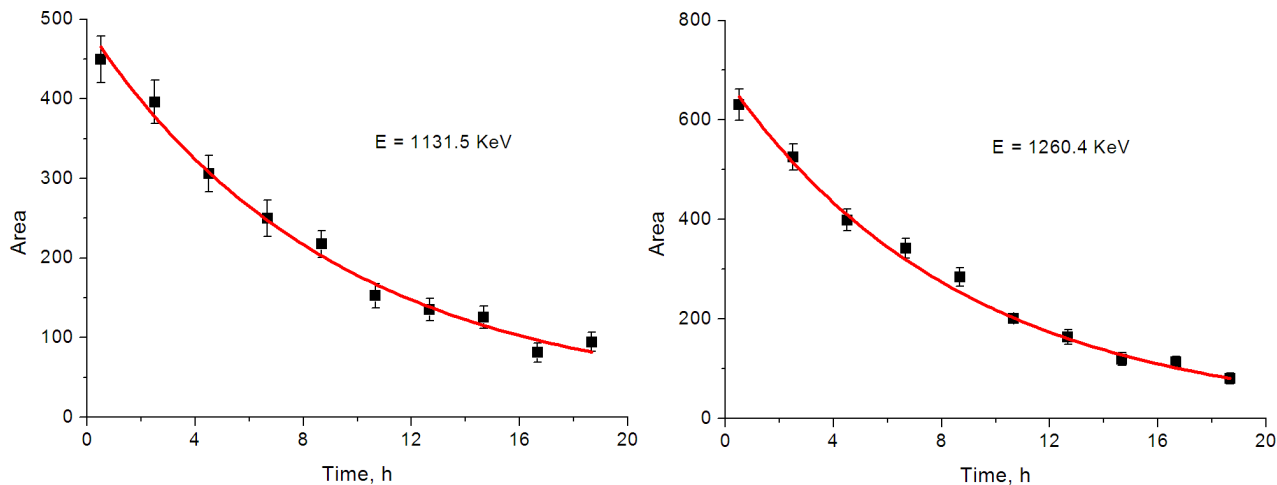


Рис. 24. Определение периодов полураспада для отдельных γ -пиков при β^- -распаде $^{135}_{53}\text{I}$ при энергии ускорителя электронов 29.1 МэВ. Точками показаны экспериментально определенные площади γ -пигов, линия — аппроксимация кривой распада.

Таблица 11. Выходы по отдельным γ -линиям $^{135}_{53}\text{I}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{135}_{53}\text{I}$	19.5	288.5	2.5	1330	196	0.135	0.020	0.167	0.015	CY
	19.5	417.6	3.6	1352	177	0.138	0.018			CY
	19.5	836.8	5.4	1510	198	0.154	0.020			CY
	19.5	1038.8	8.0	1710	125	0.174	0.013			CY
	19.5	1131.5	18.6	1721	73	0.175	0.007			CY
	19.5	1260.4	28.5	1690	58	0.172	0.006			CY
	19.5	1457.6	8.8	1670	133	0.170	0.014			CY
	19.5	1678.0	9.6	1866	136	0.190	0.014			CY
	19.5	1706.5	4.1	1695	231	0.172	0.024			CY
	19.5	1791.2	7.9	1767	131	0.180	0.013			CY

Выходы, рассчитанные по 10 γ -линиям при β^- -распаде $^{135}_{53}\text{I}$ совпадают с хорошей точностью. На этом примере видно, как используется критерий расшифровки γ -линий в спектре остаточной активности, требующий, чтобы выходы изотопа, определенные по разным γ -переходам были одинаковыми.

Таблица 12. Выходы по отдельным γ -линиям $^{135}_{53}I$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{CP}$	
$^{135}_{53}I$	29.1	220.5	1.8	1124	227	0.121	0.024	0.141	0.013	CY
	29.1	288.5	2.5	1166	164	0.126	0.018			
	29.1	417.6	3.6	1318	110	0.142	0.012			
	29.1	836.8	5.4	1372	208	0.148	0.022			
	29.1	1038.8	8.0	1291	144	0.139	0.016			
	29.1	1131.5	18.6	1465	69	0.158	0.007			
	29.1	1260.4	28.5	1241	53	0.134	0.006			
	29.1	1457.6	8.8	1213	118	0.131	0.013			
	29.1	1678.0	9.6	1467	129	0.158	0.014			
	29.1	1706.5	4.1	1387	233	0.150	0.025			
	29.1	1791.2	7.9	1411	145	0.152	0.016			
$^{135}_{53}I$	48.3	288.5	2.5	2289	252	0.124	0.014	0.128	0.005	CY
	48.3	836.8	5.4	2367	170	0.128	0.009			
	48.3	1038.8	8.0	2258	161	0.122	0.009			
	48.3	1124.0	2.9	2320	196	0.126	0.011			
	48.3	1131.5	18.6	2239	129	0.121	0.007			
	48.3	1260.4	28.5	2418	77	0.131	0.004			
	48.3	1457.6	8.8	2351	58	0.127	0.003			
	48.3	1678.0	9.6	2524	137	0.137	0.007			
	48.3	1791.2	7.9	2564	137	0.139	0.007			
$^{135}_{53}I$	67.7	288.5	2.5	776	228	0.055	0.016	0.063	0.005	CY
	67.7	417.6	3.6	657	137	0.047	0.010			
	67.7	836.8	5.4	635	132	0.045	0.009			
	67.7	1038.8	8.0	1478	767	0.105	0.055			
	67.7	1131.5	18.6	953	111	0.068	0.008			
	67.7	1260.4	28.5	913	62	0.065	0.004			
	67.7	1457.6	8.8	914	43	0.065	0.003			
	67.7	1678.0	9.6	777	97	0.055	0.007			
	67.7	1706.5	4.1	934	61	0.067	0.004			
	67.7	1791.2	7.9	704	179	0.050	0.013			

Глава 4

Результаты и обсуждение

4.1 Массовое распределение продуктов фотоделения.

В результате анализа спектров остаточной активности облученной урановой мишени были получены независимые и накопленные выходы отдельных радиоактивных изотопов, образующихся при фотоделении ^{238}U . В результате анализа цепочек β^- -распадов ядер – изобар и зарядового распределения продуктов деления было получено массовое распределение продуктов фотоделения ^{238}U . В анализе были учтены вклады запаздывающих нейтронов. Большая часть массовых выходов была получена из накопленных выходов долгоживущих ядер, находящихся в конце цепочки β^- -распадов ядер-изобар.

Из массового распределения можно получить обширную информацию о процессе деления. Это сечение фотоделения, количество быстрых нейтронов деления, отношение симметричного и несимметричного деления, величина четно – нечетного эффекта и др. Также анализируя массовое распределения можно определить соотношение между различными модами деления, что дает информацию о прохождении ядра через барьер деления.

Результирующие массовые распределения продуктов фотоделения $MY(Fission)/Y(\gamma, n)$, нормированные на выход реакции $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n)^{237}_{92}\text{U}$ представлены в табл. 13. Из анализа этих данных следует, что выход реакции фотоделения растет относительно выхода реакции $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n)^{237}_{92}\text{U}$ с увеличением энергии ускорителя электронов (средней энергии возбуждения ядра).

Был получен фракционный массовый выход $FMY(A)$ осколков фотоделения ^{238}U с данным массовым числом A , образующихся в результате 100 делений ^{238}U (табл. 14):

$$FMY(A) = \frac{MY(A)}{\sum MY}$$

Таблица 13. Массовое распределение фотоделения ^{238}U . Нормировка на выход реакции $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$.

	19,5 МэВ	29,1 МэВ	48,3 МэВ	67,7 МэВ
A	$Y(A) \pm dY(A)$	$Y(A) \pm dY(A)$	$Y(A) \pm dY(A)$	$Y(A) \pm dY(A)$
84	0.0017 ± 0.0004	0.0029 ± 0.0007	0.0016 ± 0.0005	0.0049 ± 0.0014
85	0.0033 ± 0.0002	0.0042 ± 0.0002	0.0037 ± 0.0001	0.0057 ± 0.0002
87	0.0047 ± 0.0003	0.0059 ± 0.0004	0.0047 ± 0.0003	0.0071 ± 0.0006
88	0.0055 ± 0.0006	0.0077 ± 0.0005	0.0070 ± 0.0008	0.0089 ± 0.0008
89	0.0097 ± 0.0014	0.0092 ± 0.0010	0.0090 ± 0.0012	0.0140 ± 0.0021
91	0.0129 ± 0.0014	0.0162 ± 0.0008	0.0162 ± 0.0003	0.0171 ± 0.0012
92	0.0142 ± 0.0009	0.0191 ± 0.0010	0.0169 ± 0.0006	0.0209 ± 0.0009
93	0.0141 ± 0.0006	0.0195 ± 0.0014	0.0183 ± 0.0010	0.0229 ± 0.0020
94	0.0147 ± 0.0014	0.0202 ± 0.0017		0.0246 ± 0.0030
97	0.0155 ± 0.0004	0.0211 ± 0.0006	0.0212 ± 0.0020	0.0246 ± 0.0005
99	0.0160 ± 0.0001	0.0223 ± 0.0003	0.0213 ± 0.0001	0.0238 ± 0.0003
101	0.0160 ± 0.0019	0.0220 ± 0.0017	0.0213 ± 0.0015	0.0240 ± 0.0023
104	0.0093 ± 0.0007	0.0132 ± 0.0008	0.0113 ± 0.0008	0.0156 ± 0.0014
105	0.0079 ± 0.0005	0.0107 ± 0.0016	0.0094 ± 0.0005	0.0133 ± 0.0006
107	0.0030 ± 0.0004	0.0037 ± 0.0004	0.0038 ± 0.0005	0.0070 ± 0.0013
112	0.0006 ± 0.0001	0.0015 ± 0.0003	0.0023 ± 0.0005	0.0027 ± 0.0004
113	0.0006 ± 0.0002	0.0016 ± 0.0006	0.0019 ± 0.0004	0.0025 ± 0.0010
115	0.0006 ± 0.0003	0.0017 ± 0.0003	0.0021 ± 0.0003	0.0025 ± 0.0002
117	0.0009 ± 0.0002	0.0018 ± 0.0003	0.0022 ± 0.0003	0.0030 ± 0.0004
123	0.0009 ± 0.0001	0.0018 ± 0.0002	0.0016 ± 0.0002	0.0033 ± 0.0004
127	0.0018 ± 0.0002	0.0039 ± 0.0010	0.0039 ± 0.0003	0.0040 ± 0.0004
128	0.0025 ± 0.0003	0.0043 ± 0.0004	0.0040 ± 0.0004	0.0045 ± 0.0005
129	0.0037 ± 0.0005	0.0056 ± 0.0007	0.0051 ± 0.0006	0.0062 ± 0.0010
130		0.0081 ± 0.0013		
131	0.0105 ± 0.0013	0.0118 ± 0.0021	0.0138 ± 0.0012	0.0160 ± 0.0012
132	0.0138 ± 0.0001	0.0169 ± 0.0002	0.0184 ± 0.0001	0.0209 ± 0.0003
133	0.0181 ± 0.0004	0.0234 ± 0.0005	0.0228 ± 0.0006	0.0250 ± 0.0011
134	0.0188 ± 0.0008	0.0246 ± 0.0010	0.0235 ± 0.0004	0.0271 ± 0.0020
135	0.0174 ± 0.0016	0.0235 ± 0.0021	0.0210 ± 0.0008	0.0261 ± 0.0017
138	0.0158 ± 0.0013	0.0222 ± 0.0012	0.0210 ± 0.0016	
139	0.0164 ± 0.0004	0.0220 ± 0.0005	0.0194 ± 0.0008	0.0245 ± 0.0008
140	0.0157 ± 0.0011	0.0195 ± 0.0020	0.0196 ± 0.0008	0.0228 ± 0.0025
141	0.0134 ± 0.0019	0.0194 ± 0.0027		0.0225 ± 0.0016
142	0.0134 ± 0.0011	0.0181 ± 0.0012	0.0157 ± 0.0005	0.0193 ± 0.0024
143	0.0124 ± 0.0002	0.0156 ± 0.0003	0.0121 ± 0.0002	0.0180 ± 0.0005
146	0.0090 ± 0.0010	0.0110 ± 0.0009	0.0090 ± 0.0009	0.0141 ± 0.0015
149	0.0034 ± 0.0003	0.0052 ± 0.0007	0.0039 ± 0.0005	0.0053 ± 0.0010
151	0.0020 ± 0.0003	0.0021 ± 0.0004	0.0021 ± 0.0004	0.0020 ± 0.0004

Таблица 14. Массовое распределение фотоделения ^{238}U . Нормировка на 100 делений.

	19,5 МэВ	29,1 МэВ	48,3 МэВ	67,7 МэВ
A	$Y(A) \pm dY(A)$	$Y(A) \pm dY(A)$	$Y(A) \pm dY(A)$	$Y(A) \pm dY(A)$
84	0.62 ± 0.15	0.79 ± 0.19	0.44 ± 0.13	1.14 ± 0.32
85	1.21 ± 0.08	1.13 ± 0.07	1.01 ± 0.03	1.33 ± 0.06
87	1.70 ± 0.10	1.58 ± 0.10	1.31 ± 0.09	1.66 ± 0.13
88	1.99 ± 0.21	2.07 ± 0.14	1.94 ± 0.21	2.08 ± 0.19
89	3.54 ± 0.49	2.49 ± 0.27	2.49 ± 0.34	3.25 ± 0.49
91	4.69 ± 0.52	4.36 ± 0.22	4.49 ± 0.08	3.98 ± 0.29
92	5.17 ± 0.34	5.14 ± 0.28	4.68 ± 0.17	4.86 ± 0.20
93	5.15 ± 0.22	5.27 ± 0.39	5.08 ± 0.29	5.31 ± 0.46
94	5.36 ± 0.51	5.45 ± 0.46		5.71 ± 0.69
97	5.64 ± 0.13	5.68 ± 0.16	5.88 ± 0.55	5.73 ± 0.12
99	5.83 ± 0.05	6.01 ± 0.08	5.89 ± 0.03	5.54 ± 0.06
101	5.82 ± 0.69	5.93 ± 0.46	5.90 ± 0.40	5.59 ± 0.52
104	3.38 ± 0.26	3.57 ± 0.21	3.12 ± 0.22	3.62 ± 0.33
105	2.88 ± 0.18	2.90 ± 0.43	2.59 ± 0.14	3.09 ± 0.13
107	1.08 ± 0.14	1.01 ± 0.12	1.06 ± 0.14	1.62 ± 0.30
112	0.21 ± 0.04	0.40 ± 0.07	0.64 ± 0.14	0.64 ± 0.08
113	0.21 ± 0.08	0.43 ± 0.17	0.52 ± 0.12	0.57 ± 0.22
115	0.22 ± 0.09	0.46 ± 0.07	0.57 ± 0.09	0.58 ± 0.06
117	0.33 ± 0.06	0.48 ± 0.09	0.61 ± 0.08	0.70 ± 0.08
123	0.32 ± 0.04	0.48 ± 0.05	0.43 ± 0.05	0.77 ± 0.08
127	0.65 ± 0.09	1.06 ± 0.28	1.07 ± 0.09	0.92 ± 0.10
128	0.90 ± 0.12	1.16 ± 0.10	1.10 ± 0.12	1.05 ± 0.12
129	1.34 ± 0.17	1.52 ± 0.20	1.42 ± 0.17	1.45 ± 0.24
130		2.19 ± 0.37		
131	3.83 ± 0.48	3.18 ± 0.57	3.82 ± 0.34	3.72 ± 0.28
132	5.04 ± 0.05	4.56 ± 0.06	5.08 ± 0.04	4.87 ± 0.06
133	6.61 ± 0.15	6.29 ± 0.15	6.30 ± 0.17	5.82 ± 0.25
134	6.85 ± 0.28	6.64 ± 0.26	6.51 ± 0.12	6.30 ± 0.47
135	6.33 ± 0.60	6.33 ± 0.57	5.82 ± 0.23	6.07 ± 0.41
138	5.77 ± 0.46	5.97 ± 0.32	5.82 ± 0.44	
139	5.99 ± 0.14	5.94 ± 0.13	5.38 ± 0.22	5.69 ± 0.18
140	5.71 ± 0.41	5.26 ± 0.55	5.43 ± 0.22	5.29 ± 0.57
141	4.89 ± 0.68	5.22 ± 0.73		5.24 ± 0.38
142	4.87 ± 0.41	4.87 ± 0.32	4.35 ± 0.14	4.49 ± 0.55
143	4.51 ± 0.08	4.21 ± 0.09	3.34 ± 0.06	4.18 ± 0.11
146	3.27 ± 0.37	2.97 ± 0.23	2.49 ± 0.24	3.28 ± 0.36
149	1.24 ± 0.11	1.41 ± 0.20	1.09 ± 0.14	1.24 ± 0.23
151	0.73 ± 0.12	0.56 ± 0.10	0.59 ± 0.11	0.46 ± 0.10

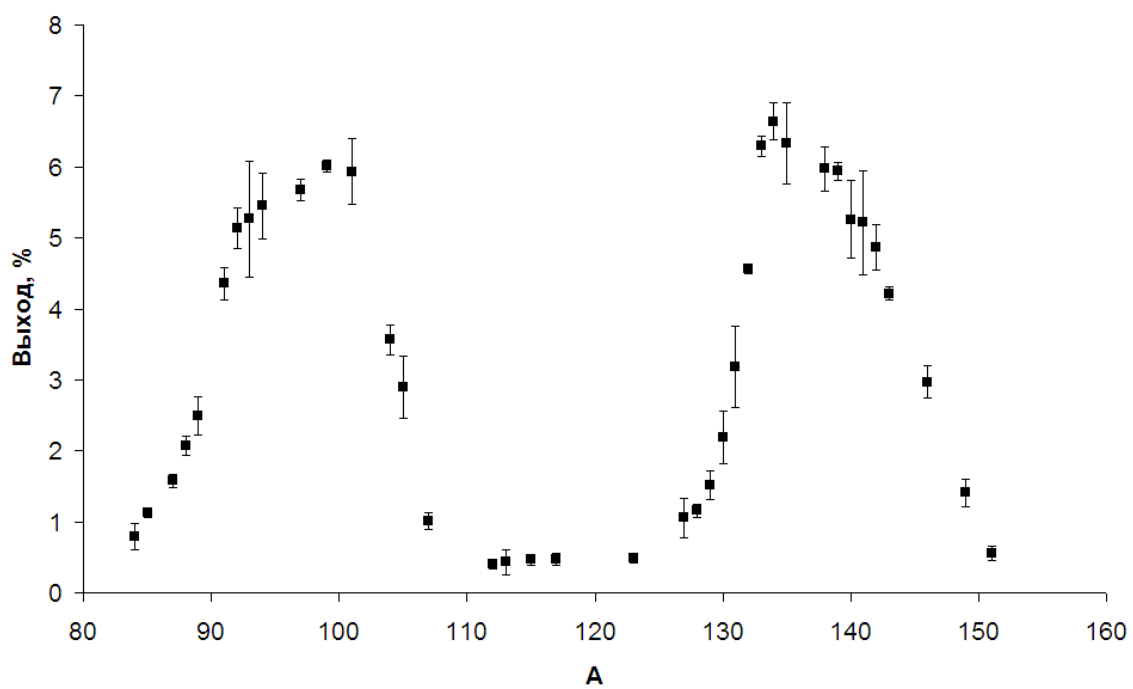
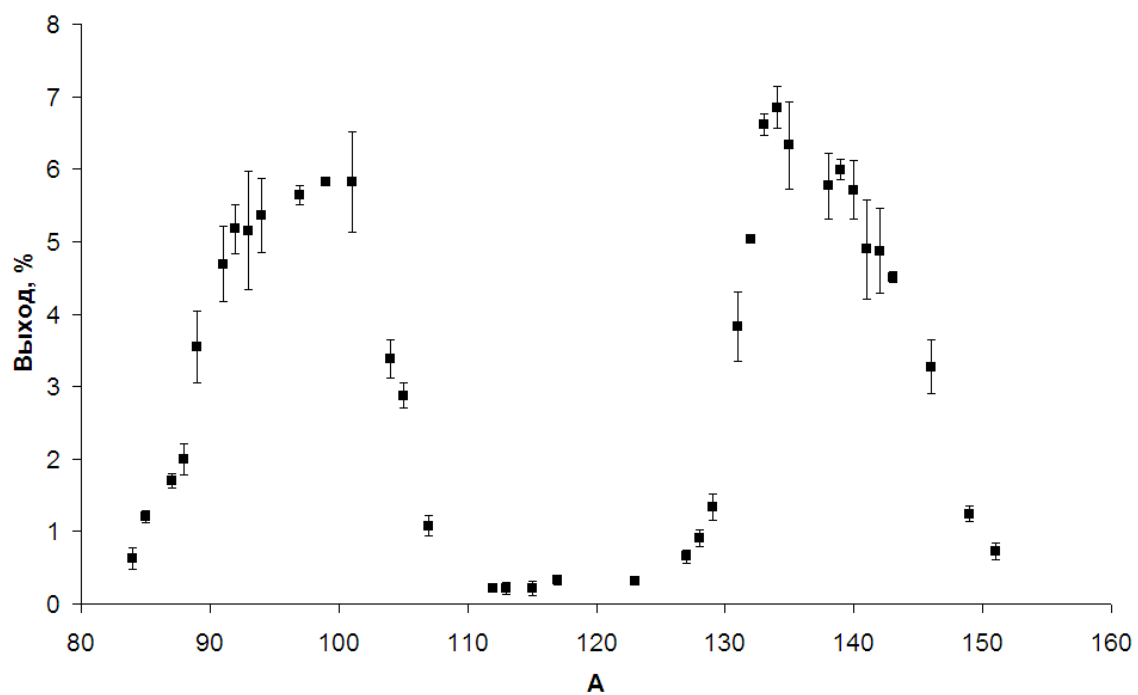


Рис. 25. Массовое распределение продуктов фотоделения при энергии ускорителя электронов 19.5 (верхний рисунок) и 29.1 МэВ (нижний рисунок). Нормировка на 100 делений.

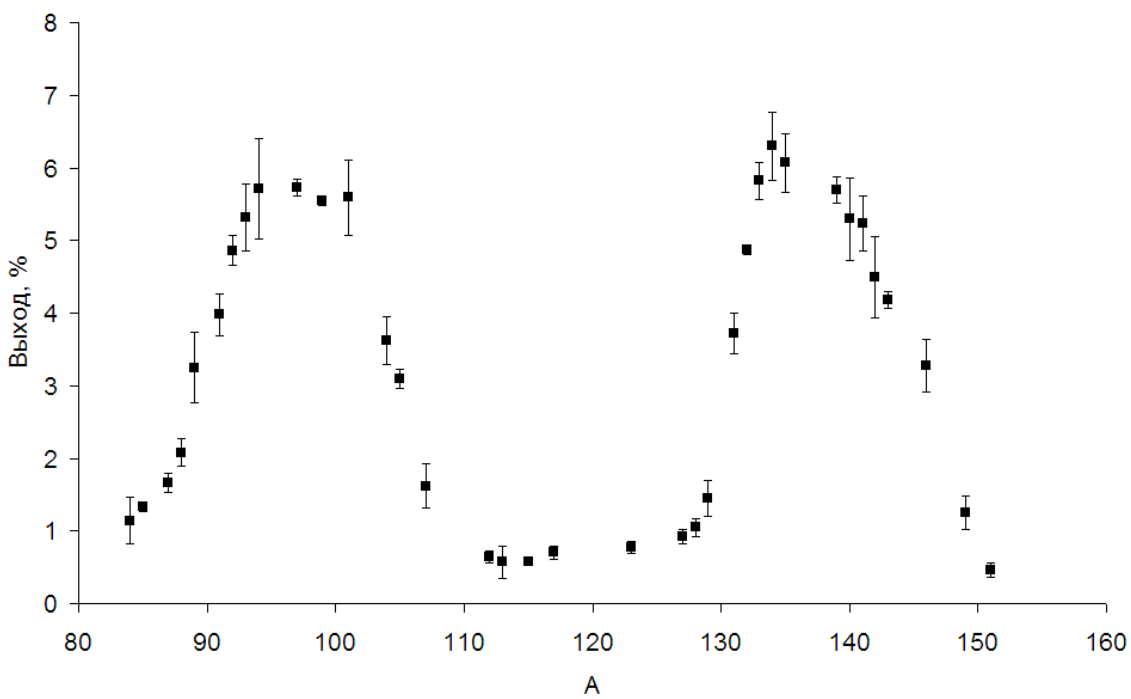
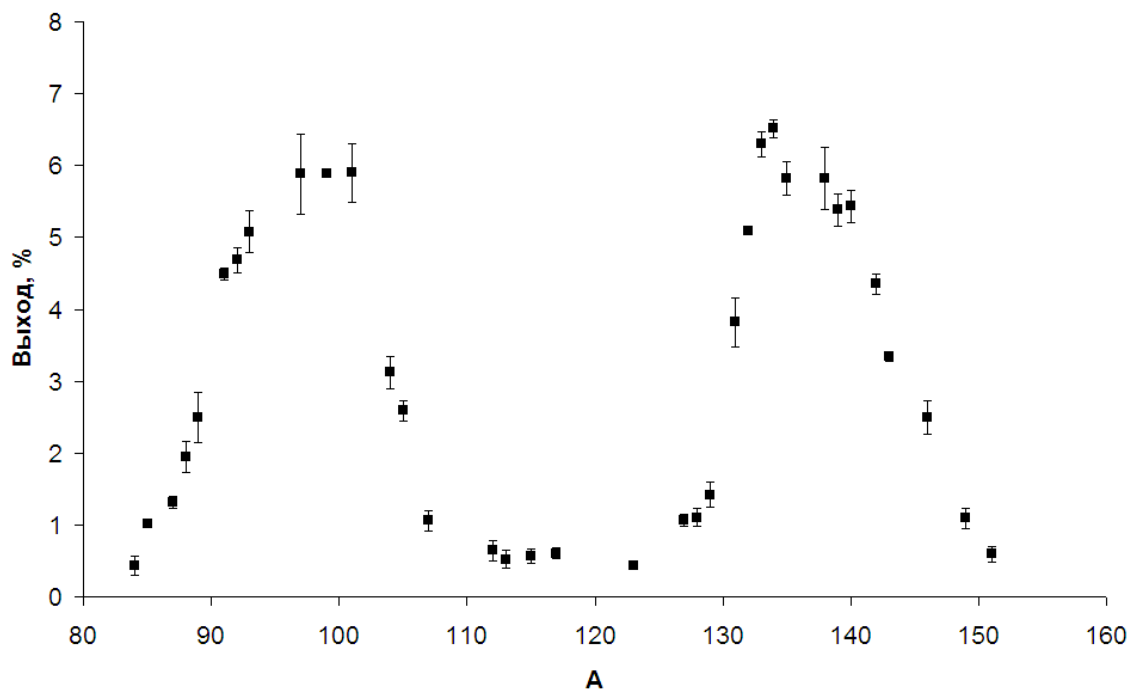


Рис. 26. Массовое распределение продуктов фотоделения при энергии ускорителя электронов 48.3 (верхний рисунок) и 67.7 МэВ (нижний рисунок). Нормировка на 100 делений.

На рис. 25 и 26 показаны массовое распределение продуктов фотоделения при энергии 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ. Массовые выходы нормированы на 100 делений.

Отметим основные особенности полученных массовых распределений:

- Массовое распределение в этой области энергий имеет 2 максимума.
- Максимумы массового распределения находятся в районе массовых чисел 95—105 и 130—145.
- Преобладает несимметричное деление.
- С увеличением энергии возбуждения ядра симметричная часть массового распределения растет относительно несимметричной части.
- С увеличением энергии возбуждения ядра растет выход реакции фотоделения относительно выхода реакции ${}_{92}^{238}\text{U}(\gamma, n){}_{92}^{237}\text{U}$

Из совместного анализа наших результатов и результатов работ [61–63] можно сделать вывод, что при низких энергиях возбуждения составного ядра (сравнимых с высотой барьера деления) массовое распределение в районе максимумов имеет определенную структуру. Эта структура при увеличении энергии возбуждения ядра ${}^{238}\text{U}$ начинает исчезать, и при энергии возбуждения ≈ 15 МэВ структура исчезает. Исчезновение структуры в районе массового числа $A = 134$ связано с поведением несимметричной моды деления STI при увеличении энергии возбуждения ядра. Наблюдаемая структура также может быть связана с четно – нечетным эффектом, который снижается при увеличении энергии возбуждения ядра.

В работах [61–63] отношение выходов несимметричного и симметричного деления p/v определялось как отношение выходов ядер — изобар в максимуме и минимуме массового распределения осколков. Поэтому для удобства сравнения в нашей работе отношение несимметричного к симметричному каналу деления (пик/впадина) также приводится как отношение в максимуме и минимуме массового распределения. В табл. 15 приведены отношения несимметричного и симметричного деления p/v в зависимости от максимальной энергии тормозного спектра T и средней энергии возбуждения ядра $\langle E^* \rangle$ при фотоделении ${}^{238}\text{U}$. Средняя энергия возбуждения ядра для работы [55] при энергии ускорителя электронов до 48 МэВ была оценена в работе [63]. Результаты различных экспериментов для отношения симметричной и несимметричной мод деления в зависимости от средней энергии возбуждения ядра на тормозных пучках γ -квантов показаны на рис. 27. Видно, что результаты, полученные в нашей работе согласуются с общей тенденцией роста симметричной части массового распределения при увеличении энергии возбуждения ${}^{238}\text{U}$. Это

Таблица 15. Отношение несимметричного и симметричного деления p/v в зависимости от максимальной энергии тормозного спектра T и средней энергии возбуждения ядра $\langle E^*(T) \rangle$ при фотоделении ^{238}U .

T , МэВ	$\langle E^*(T) \rangle$, МэВ	p/v	Работа
9	6.9	310.4 ± 85.9	[55]
10	7.6	206.9 ± 47.7	[55]
10	7.6	192 ± 17.5	[63]
12	9.7	78.0 ± 7.0	[101]
15	11.9	35.0 ± 4.0	[101]
16	12.4	38	[55]
19.5	11.9 ± 0.3	28.0 ± 5.7	Настоящая работа
20	13.4	24.3 ± 2.8	[101]
21	13.6	23	[55]
22	13.9	20	[55]
25	14.4	19 ± 2	[102]
25	14.4	16 ± 0.5	[103]
29.1	13.7 ± 0.3	14.0 ± 2.1	Настоящая работа
30	14.7	13.5 ± 0.9	[101]
30	14.7	12	[103]
35	15.1	11.4	[103]
40	15.1	10.6	[103]
48	16.2	11	[55]
48.3	14.4 ± 0.3	10.4 ± 1.2	Настоящая работа
50		11.4 ± 1.7	[64]
67.7	15.6 ± 0.3	9.4 ± 1.3	Настоящая работа
70	19.9	8.2 ± 0.7	[101]
100		8	[55]
301		4.1	[55]
3500		2.4 ± 0.4	[64]

согласуется с представлением о том, что при увеличении энергии возбуждения ядра роль оболочечных эффектов снижается. По результатам работы можно заключить, что симметричная компонента массового распределения при фотоделении ядра ^{238}U увеличивается в 3 – 4 раза относительно несимметричной при увеличении средней энергии возбуждения ядра от 12 до 16 МэВ.

Отношение несимметричного и симметричного деления экспоненциально спадает в области энергии возбуждения от 6 до 14 МэВ, затем это отношение практически не изменяется. Такое поведение связано с тем, что при низких энергиях возбуждения ядра возможно либо деление, либо реакция с вылетом одного нейтрона. При более высоких энергиях становится возможной реакция с вылетом одного нейтрона и последующим делением. В работе [20] показано, что порог деления с предварительным вылетом нейтрона из ядра

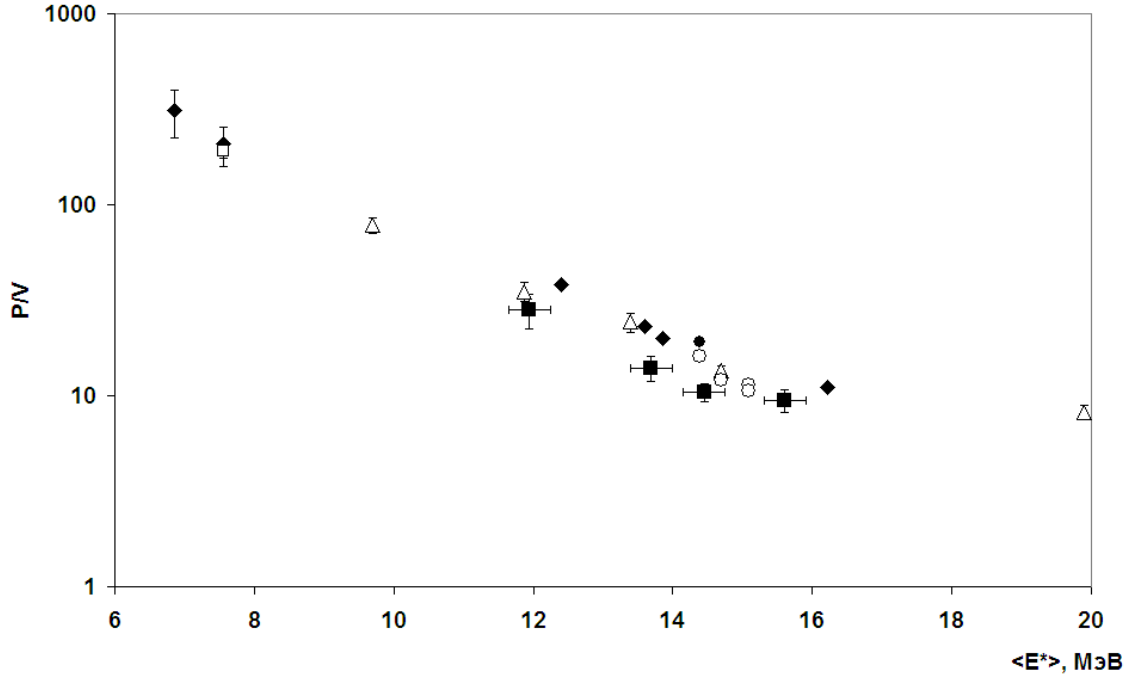


Рис. 27. Отношение несимметричного и симметричного деления p/v в зависимости от средней энергии возбуждения ядра $\langle E^* \rangle$ при фотоделении ^{238}U . ◆ — [55], □ — [63], △ — [101], ● — [102], ○ — [103], ■ — настоящая работа.

^{238}U равен 12 МэВ. После вылета нейтрона делится образовавшееся ядро ^{237}U с меньшей энергией возбуждения:

$$E'_{exc}(^{237}\text{U}) = E_{exc}(^{238}\text{U}) - E_n^{bind}(^{238}\text{U}) - T_n, \quad (48)$$

где E_n^{bind} - энергия отделения нейтрона от ядра ^{238}U , T_n - кинетическая энергия вылетевшего нейтрона.

Полная энергия, выделяющаяся в процессе деления ядер, распределяется между кинетическими энергиями осколков деления и их внутренней энергией возбуждения, которую можно характеризовать ядерной температурой Θ . При прохождении через седловую точку деформированное ядро может находиться в основном и возбужденных состояниях. Возбужденные состояния над седловой точкой называются переходными состояниями. В возбужденном состоянии с энергией ϵ над барьером ядро имеет температуру относительно основного состояния

$$\Theta(\epsilon) = \sqrt{\frac{\epsilon}{a_{g.s.}}} \quad (49)$$

где $a_{g.s.}$ — параметр плотности уровней [42].

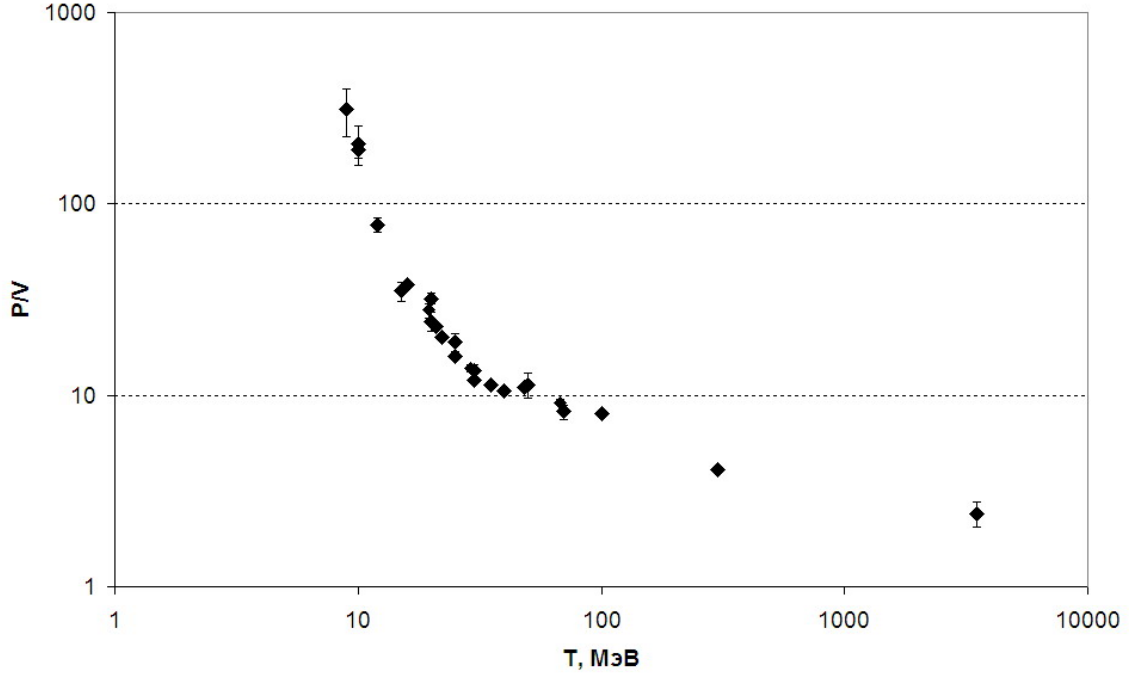


Рис. 28. Отношение несимметричного и симметричного деления p/v в зависимости от энергии ускорителя электронов T при фотоделении ^{238}U .

В статистической модели деления ядер вклад каждой моды деления определяется вероятностью прохождения через потенциальный барьер [104]. Коэффициент прохождения через барьер будет зависеть от числа переходных состояний и их энергии над барьером. Коэффициент прохождения через барьер, представляемый в форме перевернутой параболы [105], записывается в виде [106]

$$T(E_{exc}) = \int_0^\infty d\epsilon \rho_{gs}(\epsilon) \frac{1}{1 + \exp \left[\frac{2\pi \{B_F(\Theta(\epsilon)) + \epsilon - E_{exc}\}}{\hbar \omega_F(\Theta(\epsilon))} \right]}, \quad (50)$$

где E_{exc} — энергия возбуждения ядра, $B_F(\Theta(\epsilon))$ и $\hbar \omega_F(\Theta(\epsilon))$ — высота и ширина барьера деления, зависящие от температуры ядра $\Theta(\epsilon)$, $\rho_{gs}(\epsilon)$ — плотность уровней ядра.

Внутренний барьер для всех мод деления одинаковый, поэтому вклад каждой моды будет определяться прохождением через вторую седловую точку [106]. Отношение несимметричного и симметричного деления будет равно отношению коэффициентов прохождения через барьер деления, что объясняет экспоненциальную зависимость отношения несимметричного и симметричного деления от энергии возбуждения ядра.

В основном работы по изучению фотоделения были выполнены на тормозных пучках. Значения средней энергии возбуждения ядра были рассчитаны не во всех работах. Во многих работах приведены только характеристики ускорителя и мишени - конвертера

тормозных γ -квантов (от тонкой золотой фольги до толстой свинцовой мишени с углеродным поглотителем электронов). В то же время форма тормозного спектра сильно зависит не только от характеристик тормозной мишени, но и от геометрии расположения тормозной мишени и облучаемого образца. Поэтому, не зная характеристик эксперимента нельзя провести достаточно точный расчет средней энергии возбуждения ядра. Отношение несимметричного и симметричного деления p/v в зависимости от максимальной энергии тормозного спектра T при фотоделении ^{238}U приведено на рис. 28. Ссылки на работы, в которых было получено отношение несимметричного и симметричного деления p/v приведены в табл. 15.

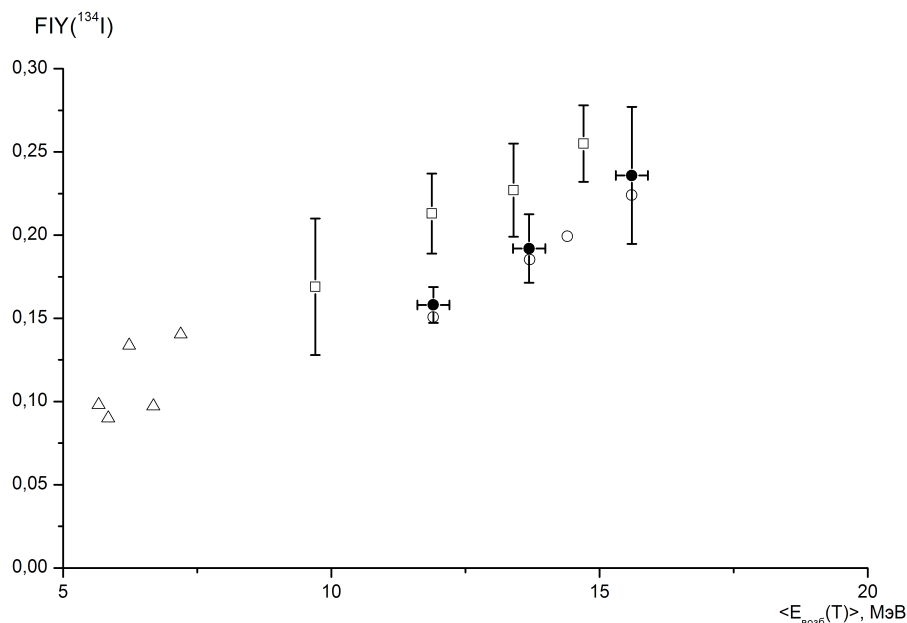


Рис. 29. Фракционный независимый выход образования ядра йода $^{134}_{53}\text{I}$: $\triangle$, $\square$ – полученный в работах [61, 62] и $\bullet$ – в настоящей работе, $\circ$ – фракционный независимый выход образования ядра йода $^{134}_{53}\text{I}$ рассчитанный по систематике [95] в зависимости от средней энергии возбуждения ядра ^{238}U .

Еще один показатель того, что при увеличении энергии возбуждения ядра роль оболочечных эффектов падает видно из зависимости независимого выхода образования йода $^{134}_{53}\text{I}$. Максимум зарядового распределения при низкой энергии возбуждения в цепочке ядер—изобар с массовым числом $A = 134$ приходится на четно—четное магическое ядро $^{134}_{52}\text{Te}$. Анализ этой цепочки распадов был приведен ранее. Используемая нами методика измерений позволяет получить накопленный выход ядра теллура $^{134}_{52}\text{Te}$ и независимый выход образования йода $^{134}_{53}\text{I}$. На рис. 29 показан фракционный независимый выход образования ядра йода $^{134}_{53}\text{I}$ в зависимости от средней энергии возбуждения ядра при фотоделении ^{238}U . Фракционный независимый выход $FIY(A, Z)$ — это независимый выход

образования ядра $IY(A, Z)$, нормированный на полный выход цепочки распадов $MY(A)$ с данным массовым числом A $FIY(A, Z) = IY(A, Z)/MY(A)$. При увеличении энергии возбуждения ядра ^{238}U от 6 до 16 МэВ фракционный независимый выход образования нечетного изотопа йода $^{134}_{53}\text{I}$ увеличивается в 2.5 раза от 10 до 25 % от массового выхода образования ядер с $A = 134$. На рис. 29 приведен также фракционный независимый выход образования йода $^{134}_{53}\text{I}$, рассчитанный на основе систематики, созданной на основе экспериментальных данных о делении под действием нейтронов и протонов [95]. Видно, что фракционный независимый выход образования йода $^{134}_{53}\text{I}$, рассчитанный на основе систематики [95] хорошо согласуется с экспериментально определенным фракционным независимым выходом образования йода $^{134}_{53}\text{I}$ при фотоделении ^{238}U .

4.2 Анализ массового распределения в мультимодальной модели.

Анализ массового распределения основывается на модели мультимодального деления [104, 106]. В мультимодальной модели деления результирующее массовое распределение осколков деления рассматривается как результат конкуренции коллективных мод, приводящий к несимметричному и симметричному разделению на осколки.

В многомерном пространстве деформации ядро на пути от первой седловой точки до разделения может проходить по нескольким путям — минимумам поверхности потенциальной энергии. Если ядро принимает форму двух фрагментов, разделенных шейкой, то начинает действовать модель случайного разрыва шейки. Для большинства ядер — актиноидов существуют три доминирующих моды деления: симметричная супердлинная мода - SL и несимметричные стандартные STI и STII моды [104]. Несимметричные моды связаны с нейтронными оболочками тяжелой группы осколков $N = 82$ для STI и $N = 88$ для STII. На Рис. 30 показаны барьеры деления для ядра ^{238}U в зависимости от расстояния между центрами фрагментов для разных ядерных температур [106]. При низких температурах присутствуют все три моды деления. Они имеют одинаковую первую седловую точку (внутренний барьер) и разделяются во втором минимуме потенциальной энергии деформации (первый минимум — основное состояние). Внешний барьер является самым низким и самым узким для STI, делая STI самой вероятной модой.

У внешних барьеров мод SL и STII сопоставимая высота, но ширина SL больше. Следовательно вероятность прохождения через барьер STII больше, чем через барьер SL при подбарьерных энергиях возбуждения. С увеличением температуры уменьшаются оболочечные эффекты. Исчезает различие между двумя асимметричными стандартными модами, а при еще более высоких энергиях возбуждения стандартная мода и двугорбая

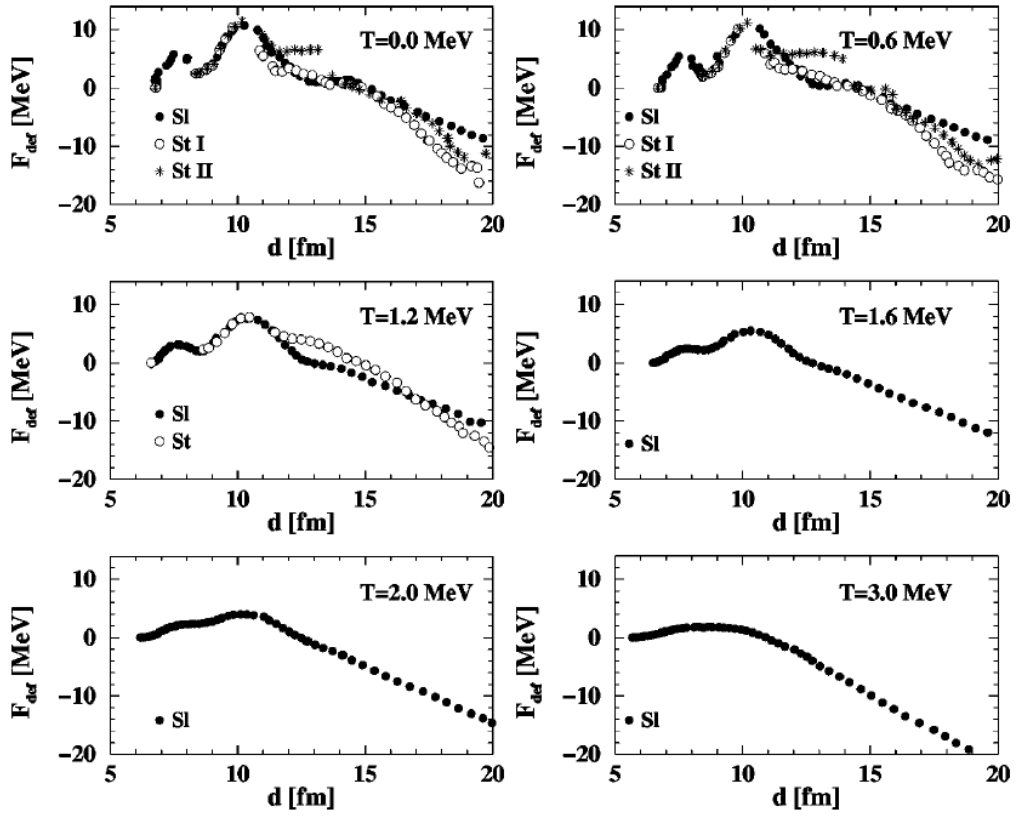


Рис. 30. Теоретически рассчитанные барьеры деления в зависимости от расстояния между центрами фрагментов для разных ядерных температур T делящегося ядра ^{238}U [106].

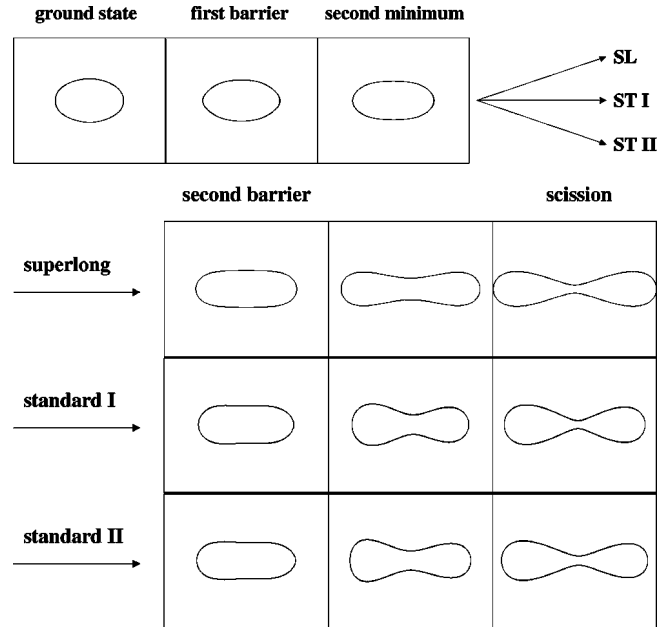


Рис. 31. Изменение формы ядра ^{238}U . Во втором потенциальном минимуме путь деления разделяется на три канала [106].

Таблица 16. Вклады различных мод деления в массовое распределения в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра $\langle E^* \rangle$ при фотоделении ${}^{238}_{92}\text{U}$.

T, МэВ	$\langle E^* \rangle$, МэВ	STI	STII	SL	Работа
12	9.7	47.35 ± 5.19	151.74 ± 5.91	1.22 ± 0.62	[58]
15	11.9	37.37 ± 4.41	160.37 ± 5.50	2.71 ± 1.04	[58]
20	13.4	37.12 ± 5.01	158.35 ± 6.84	5.15 ± 2.47	[58]
30	14.7	28.83 ± 4.34	159.85 ± 8.36	10.90 ± 6.46	[58]
70	19.9	22.84 ± 2.32	164.46 ± 4.24	13.33 ± 2.75	[58]
19.5	11.9 ± 0.3	34.04 ± 6.97	161.36 ± 10.15	4.59 ± 1.88	Настоящая работа
29.1	13.7 ± 0.3	27.10 ± 5.16	164.99 ± 7.62	7.90 ± 3.36	Настоящая работа
48.3	14.4 ± 0.3	24.91 ± 5.21	165.92 ± 9.75	9.17 ± 3.28	Настоящая работа
67.7	15.6 ± 0.3	22.39 ± 5.64	167.66 ± 8.86	9.95 ± 4.17	Настоящая работа

структура барьера исчезает. При температуре делящегося ядра 2.0 МэВa только остается только жидкокапельный барьер, приводящий к симметрическому разделению на осколки ядра ${}^{238}\text{U}$.

На Рис. 31 показано изменение формы ядра от основного состояния до разделения при делении ${}^{238}\text{U}$ [106]. Характерная шейка у ядра перед разделением появляется сразу после внешнего барьера.

Суммарный выход изотопа с данным массовым числом A есть сумма симметричных и несимметричных мод деления. Для каждой моды распределение масс осколков после разделения описывается в виде 2-х гауссиан (для легкой и тяжелой группы осколков). Суммарный выход осколков с данным массовым числом A определяется соотношением:

$$\begin{aligned}
 Y(A) = Y_{SL}(A) + Y_{STI}(A) + Y_{STII}(A) = & K_{SL} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{SL})^2}{2\sigma_{SL}^2} \right] + \\
 & + K_{STI} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{SL} - D_{STI})^2}{2\sigma_{STI}^2} \right] + K_{STI} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{SL} + D_{STI})^2}{2\sigma_{STI}^2} \right] + \\
 & + K_{STII} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{SL} - D_{STII})^2}{2\sigma_{STII}^2} \right] + K_{STII} \exp \left[-\frac{(A - \bar{A}_{SL} + D_{STII})^2}{2\sigma_{STII}^2} \right], \quad (51)
 \end{aligned}$$

где параметры гауссиан $K_{SL}, K_{STI}, K_{STII}, \sigma_{SL}, \sigma_{STI}, \sigma_{STII}$ — амплитуды и ширины симметричной (SL) и несимметричных мод (STI, STII) деления, $\bar{A}_{SL}$ — наиболее вероятное значение массы для симметричной моды деления, $\bar{A}_{SL} - D_{STI}$, $\bar{A}_{SL} + D_{STI}$ — наиболее вероятные значения масс для легкого и тяжелого осколка несимметричной моды деления STI, $\bar{A}_{SL} - D_{STII}$, $\bar{A}_{SL} + D_{STII}$ — наиболее вероятные значения масс для легкого и тяжелого осколка несимметричной моды деления STII.

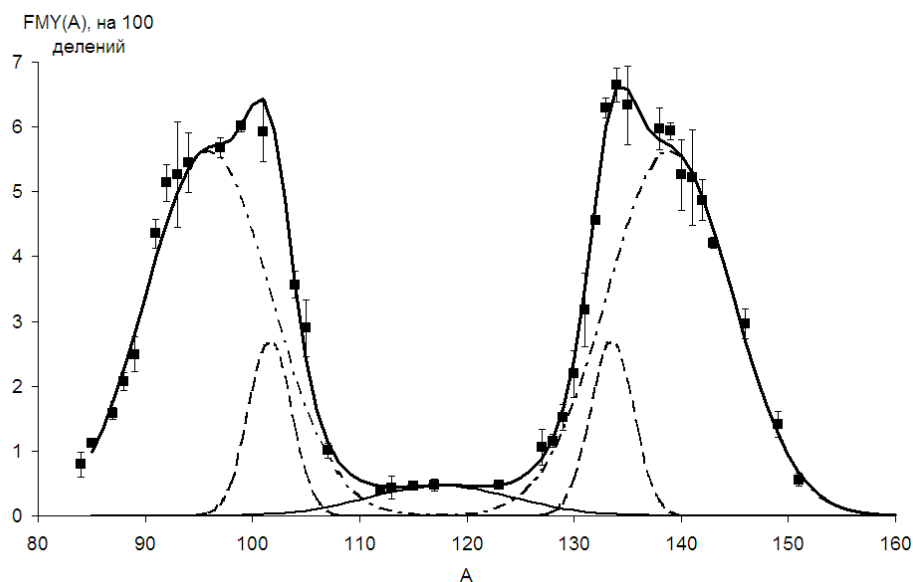


Рис. 32. Аппроксимация массового распределения 5-ю гауссовыми кривыми при фотоделении ^{238}U тормозными γ -квантами с верхней границей спектра 29.1 МэВ. Точками показаны экспериментальные данные. Компоненты массового распределения - STI (штриховая линия), STII (штрих-пунктирная линия), SL (линия). Полные массовые выходы $FMY(A)$, нормированные на 100 делений, показаны жирной линией.

Форму массовых распределений не удастся достаточно точно аппроксимировать, используя лишь 3 гауссовых функции (две моды деления). Форма массового распределения хорошо воспроизводится при аппроксимации 5-ю гауссовыми кривыми (3 моды деления). Для анализа мод деления использовались данные полученные в настоящей работе и в работе [58], в которых получено массовое распределение после вылета мгновенных нейтронов с достаточным количеством точек. Во всех измеренных массовых распределениях были обнаружены 3 моды деления. Анализ 3-х мод для фотоделения в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра ^{238}U был проведен впервые. На рис. 32 показана аппроксимация массового распределения 5-ю гауссовыми кривыми при фотоделении ^{238}U тормозными гамма - квантами в верхней границей тормозного спектра 29.1 МэВ.

На рис. 33 показаны вклады от различных мод делений (площади под соответствующими кривыми Гаусса) в зависимости от энергии возбуждения ядра $^{238}_{92}\text{U}$. Совместный анализ полученных данных показывает, что вклад моды отвечающей за симметричное разделение на осколки достаточно быстро растет при увеличении энергии возбуждения ядра $^{238}_{92}\text{U}$. Вклад несимметричной моды STI падает достаточно быстро. Вклад несимметричной моды STII, связанной с деформированной нейтронной оболочкой $N = 86 - 88$ практически не изменяется. Полученные результаты подтверждают поведение барьеров деления для

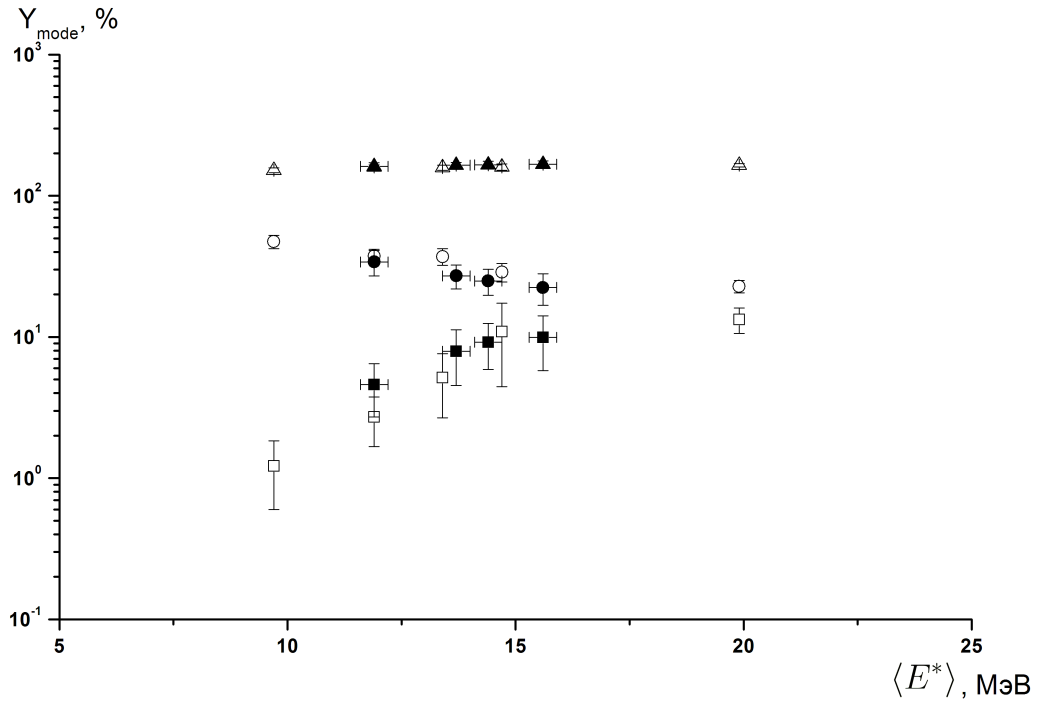


Рис. 33. Вклады различных мод деления Y_{mode} в массовое распределения фотоделения $^{238}_{92}\text{U}$ в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра $\langle E^* \rangle$. $\triangle$, $\circ$, $\square$ — Вклады мод деления STII, STI, SL, рассчитанные на основе массового распределения из работы [58] в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра ^{238}U . $\blacktriangle$, $\bullet$, $\blacksquare$ — вклады мод деления рассчитанные на основе массового распределения в настоящей работы. Выходы мод нормированы на 100 делений: $Y_{SL} + Y_{STI} + Y_{STII} = 200\%$.

различных мод деления при различных температурах составного ядра (энергии возбуждения ядра).

4.3 Нейтроны деления.

Осколки, образующиеся в результате деления, имеют примерно такое же соотношение между нейтронами и протонами, что и делящееся ядро, поэтому они сильно перегружены нейтронами. Нейтроны, вылетающие из возбужденных осколков, приближают их к стабильным ядрам в цепочке распадов ядер-изобар. Помимо этого нейтроны могут вылетать и до разделения ядра на осколки из шейки между осколками или в результате вылета нейтронов из возбужденного составного ядра, с последующим делением. Методика, используемая в данной работе, не позволяет отделить нейтроны вылетевшие из осколков до и после разрыва шейки.

Из ряда экспериментов известно, что при делении зависимость числа мгновенных нейтронов, испущенных из осколков, от их массы имеет зубчатую структуру [107]. Для фотоделения эта зависимость, полученная при энергии электронов ускорителя $T = 25$ МэВ [107], показана на рис. 34. Средняя энергия возбуждения ядра в этом эксперименте $\langle E^* \rangle = 12$ МэВ. Чтобы получить такую зависимость необходимо провести измерения массовых распределений до и после испускания нейтронов.

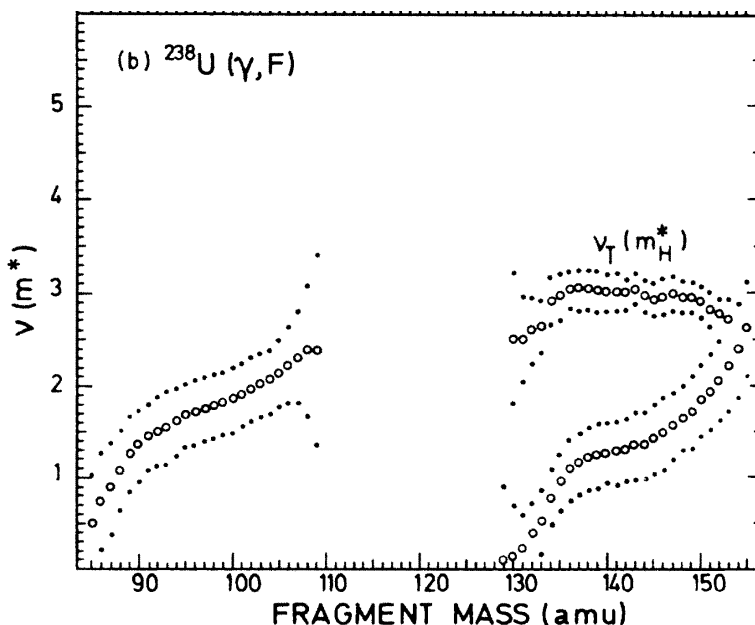


Рис. 34. Количество мгновенных нейтронов деления $\nu(m^*)$, в зависимости от пренейтронной массы осколка при фотоделении ${}^{238}_{92}\text{U}$ с максимальной энергией тормозного спектра $T = 25$ МэВ. $\nu_T(m_H^*)$ - среднее число нейтронов деления, вылетевших из парных осколков в зависимости от массы тяжелого осколка деления m_H^* . Рисунок взят из работы [107]

Таблица 17. Средние массы для легкого $\langle M_L \rangle$ и тяжелого $\langle M_H \rangle$ продуктов деления, среднее число мгновенных нейтронов деления $\langle \nu_T \rangle$ в зависимости от средней энергии возбуждения делящегося ядра $\langle E^* \rangle$.

T , МэВ	$\langle E^* \rangle$, МэВ	$\langle M_L \rangle$	$\langle M_H \rangle$	$\langle \nu_T \rangle$
19.5	11.94	97.0	137.6	3.37 ± 0.07
29.1	13.69	97.2	137.4	3.43 ± 0.09
48.3	14.45	97.2	137.1	3.68 ± 0.09
67.7	15.60	97.2	137.2	3.63 ± 0.09

Среднее число мгновенных нейтронов при фотоделении $\langle \nu_T \rangle$ определяются как разность между массовым числом составного делящегося ядра A_F и средних масс легкого $\langle M_L \rangle$ и тяжелого $\langle M_H \rangle$ продуктов деления:

$$\langle \nu_T \rangle = A_F - \langle M_H \rangle - \langle M_L \rangle \quad (52)$$

Средняя масса продуктов деления определяется как:

$$\langle M_{H,L} \rangle = \frac{\sum M_{H,L} \cdot Y(M_{H,L})}{\sum Y(M_{H,L})} \quad (53)$$

, где M и $Y(M)$ массовое число и соответствующий полный выход с данным массовым числом для тяжелой и легкой группы осколков деления.

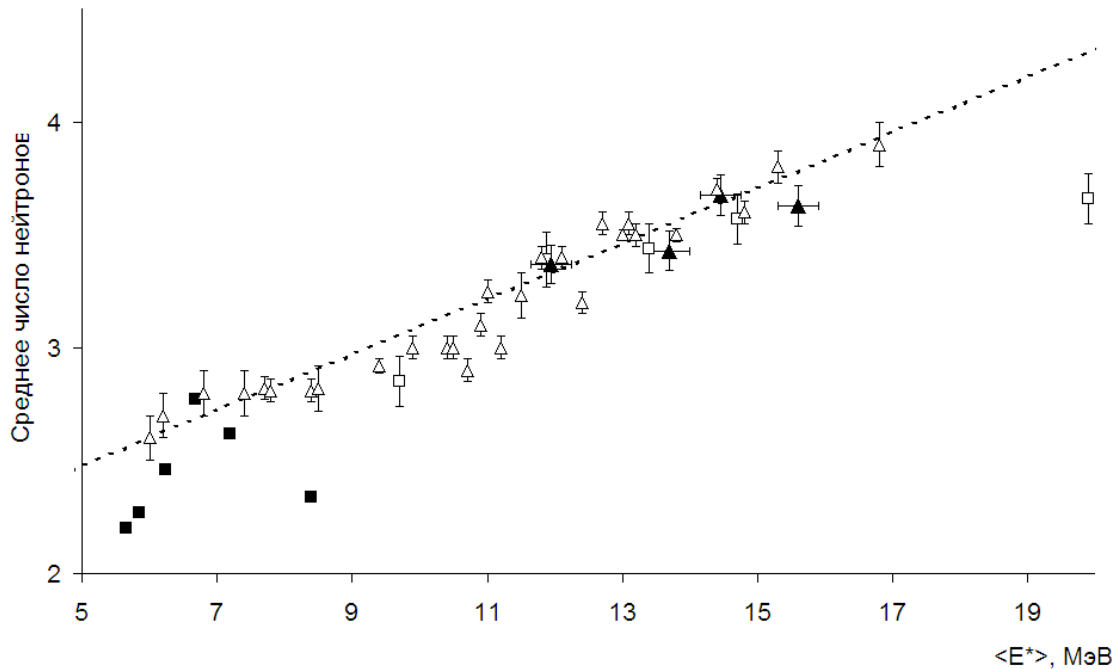


Рис. 35. Среднее число мгновенных нейтронов деления при фотоделении $^{238}_{92}\text{U}$ в зависимости от средней энергии возбуждения делящегося ядра, полученное в настоящей работе (▲), в работах [62, 101] на пучке тормозных γ -квантов (□, ■) и на пучке квазимонохроматических фотонов [20] (△). Пунктирной линией показана аппроксимация линейной функцией среднего числа нейтронов, полученная в работе [20]

Рассчитанные средние массы продуктов деления и соответствующее им среднее число нейтронов деления приведены в табл. 17. Результаты указывают на общую тенденцию увеличения среднего числа мгновенных нейтронов деления при увеличении энергии возбуждения делящегося ядра.

На рис. 35 показано среднее число мгновенных нейтронов деления в зависимости от средней энергии возбуждения ядра, полученное в настоящей работе, а также в работах [62, 101] на пучке тормозных γ -квантов и на пучке квазимонохроматических фотонов [20]. Также на рисунке приведена аппроксимация среднего числа нейтронов линейной функцией, полученная в работе [20] на пучке квазимонохроматических фотонов.

$$\langle \nu_T \rangle = 1.862 \pm 0.123 \cdot E_\gamma \quad (54)$$

, где E_γ - энергия пучка фотонов.

Результаты настоящей работы и работ [62, 101] хорошо согласуются с линейной аппроксимацией среднего числа мгновенных нейтронов. Линейная зависимость была получена для энергий фотонов до 18 МэВ. Несмотря на то, что при энергии возбуждения $\langle E^*(T) \rangle > 12$ МэВ для составного ядра ^{238}U становится возможным деление второго шанса с предварительным вылетом нейтрона, заметного отклонения от линейной зависимости не наблюдается. Отклонение от линейной зависимости точки при средней энергии возбуждения 19.7 МэВ авторы работы [101] связывают с завышением оценки для средней энергии возбуждения ядра.

4.4 Сечение реакции $^{238}_{92}\text{U}(\gamma, F)$.

Полное сечение фотопоглощения изотопа урана $^{238}_{92}\text{U}$ в области энергий гигантского дипольного резонанса складывается из сечений фотонейтронных реакций с вылетом одного и двух нейтронов $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$ и полного сечения фотоделения $\sigma(\gamma, F)$.

$$\sigma(\gamma, tot) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, F). \quad (55)$$

Сечение фотонейтронных реакций в области энергий до 20 МэВ было измерено в нескольких экспериментах [19, 20, 47, 108]. На рис. 1 приведены сечения фотоядерных реакций, измеренных на пучке квазимонохроматических фотонов [20]. В полном сечении фотопоглощения $\sigma(\gamma, tot)$ наблюдается два максимума, расположенных при энергии $E(1) = 10.77$ МэВ и $E(2) = 13.80$ МэВ. Расщепление гигантского резонанса на два максимума обусловлено деформацией ядра ^{238}U в основном состоянии. Первый максимум проявляется в основном в канале реакции (γ, n) , второй — в канале реакции $(\gamma, 2n)$ и фотоделения. В экспериментах на пучках квазимонохроматических фотонов [19, 20, 23] разделение каналов реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ проводилось на основе анализа энергетических спектров замедленных нейтронов, измеренных на различных расстояниях от исследуемой мишени методом совпадений. Этот же метод был использован для регистрации каналов реакции фотоделения. Реакция фотоделения определялась по регистрации сигналов от 3

и более нейтронов на совпадение. Проблемы, связанные с определением парциальных сечений фотонейтронных реакций по множественности детектируемых нейтронов, привели к тому, что в разных лабораториях получаются разные по величине сечения. Такая ситуация наблюдается для сечений фотоядерных реакций с вылетом нейтронов для большого набора ядер - мишеней. На рис. 36 приведены сечения фотоделения ^{238}U , полученные в двух работах на пучках квазимонохроматических фотонов [19, 20], оцененные сечения [16] и сечения, рассчитанные с помощью программы TALYS [3]. Видно сильное расхождение между экспериментально измеренными сечениями, а также между ними и теоретическими. Определить сечения прямым методом можно регистрируя не нейтроны деления, а непосредственно сами осколки деления [108, 109].

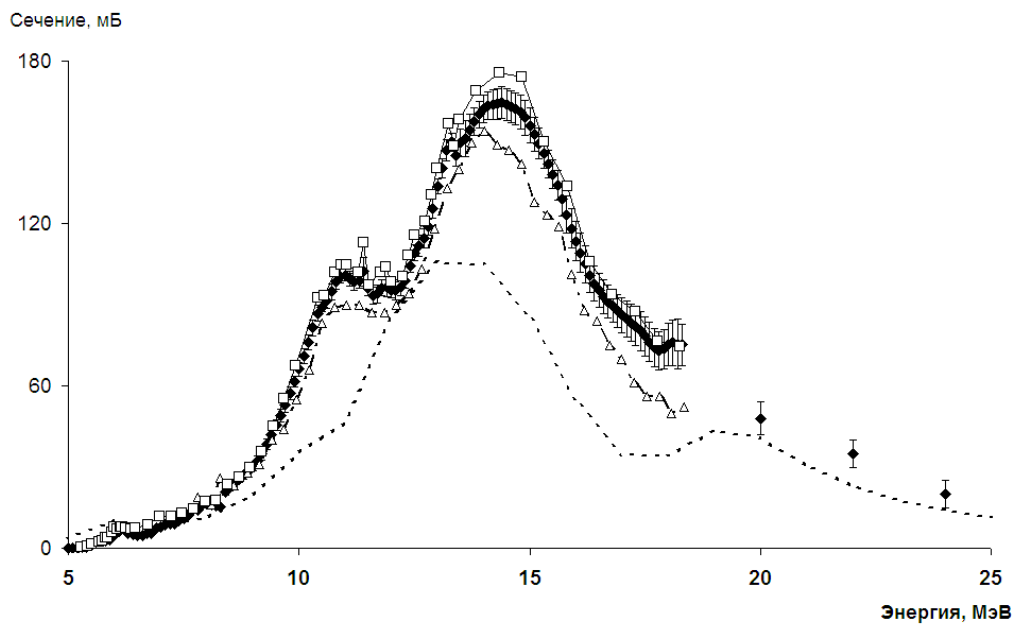


Рис. 36. Сечение фотоделения $^{238}_{92}\text{U}$: $\triangle$ — [19], $\square$ — [20], $\blacklozenge$ — оцененные сечения фотоделения ^{238}U [16], сечения, рассчитанные с помощью программы TALYS [3] (пунктирная линия).

При фотоделении изотопа ^{238}U в области энергий гигантского дипольного резонанса возможны два различных канала деления:

- $(\gamma, fiss)$ — деление на 2 осколка из возбужденного состояния ядра ^{238}U .
- $(\gamma, n fiss)$ — деление на 2 осколка из возбужденного состояния ядра ^{237}U , образующегося после испускания одного нейтрона.

$$\sigma(\gamma, F) = \sigma(\gamma, fiss) + \sigma(\gamma, n fiss). \quad (56)$$

Как было показано ранее среднее число мгновенных нейтронов деления зависит линейно от энергии возбуждения делящегося ядра [20] и не имеет особенностей. Разделить канал деления деления первого шанса $((\gamma, fiss))$ с делением после предварительного вылета нейтрона из составного ядра $((\gamma, n fiss))$ по числу нейтронов нельзя. Гамма – активационная методика также не позволяет разделить эти каналы деления. Теоретические расчеты сечений различных каналов фотоделения $^{238}_{92}U$ были выполнены с помощью программы TALYS [3]. Теоретические расчеты сечений фотоделения $^{238}_{92}U$ приведены на рис. 37. Порог реакции фотоделения $^{238}_{92}U$ после предварительного вылета одного и двух нейтронов из составного ядра равен примерно 11 и 17 МэВ. Величины интегральных сечений реакции фотоделения $(\gamma, fiss)$, $(\gamma, n fiss)$ и $(\gamma, 2n fiss)$ составляет соответственно 320, 360 И 170 МэВ · мБ. Полное интегральное сечение реакции фотоделения $^{238}_{92}U$ в области энергий гигантского дипольного резонанса до 30 МэВ согласно теоретическим расчетам с помощью программы TALYS [3] составляет 850 МэВ · мБ. Моделирование фотоделения $^{238}_{92}U$ выполнялось с набором параметров, дающих по мнению авторов TALYS наилучшее приближение к экспериментальным данным. Полное интегральное сечение фотоделения $^{238}_{92}U$ в области энергий гигантского дипольного резонанса до 30 МэВ рассчитанное из оцененных ядерных данных [16] составляет 1350 МэВ · мБ.

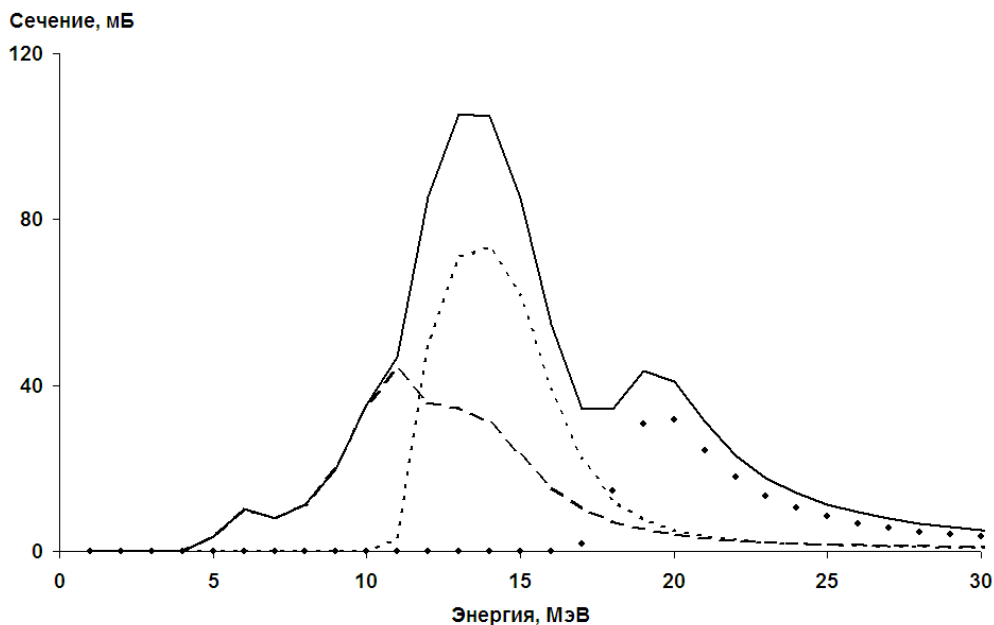


Рис. 37. Сечения различных каналов фотоделения $^{238}_{92}U$, рассчитанные с помощью программы TALYS [3]: полное сечение фотоделения (γ, F) — линия, $(\gamma, fiss)$ — штриховая линия, $(\gamma, n fiss)$ — пунктирная линия, $(\gamma, 2n fiss)$ — точки.

Гамма -активационная методика позволяет определить относительные выходы реакции $^{238}_{92}U(\gamma, n)^{237}_{92}U$ и реакции фотоделения $^{238}_{92}U$. Отношение полного выхода реакции $^{238}_{92}U(\gamma, F)$

к выходу реакции ${}^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n){}^{237}_{92}\text{U}$ дает информацию об отношении интегральных сечений этих реакций под действием тормозного спектра. Гамма - активационная методика имеет дело с продуктами деления. Каждый продукт точно идентифицируется по соответствующим гамма - линиям. Неоднозначности, как в случае с регистрацией замедленных нейтронов и разделения их по множественности, в гамма – активационных экспериментах отсутствуют. Однако возможны систематические ошибки, связанные с определением формы тормозного спектра. В табл. 18 приведены средние энергии возбуждения ядра $\langle E^* \rangle$, отношения интегральных выходов фотоделения ${}^{238}_{92}\text{U}$ и реакции с вылетом одного нейтрона из оцененных данных $Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ [16] и полученные в данной работе $Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ (наст. работа) в зависимости от верхней границы тормозного спектра T . Отношение полного выхода реакции ${}^{238}_{92}\text{U}(\gamma, F)$ к выходу реакции ${}^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n){}^{237}_{92}\text{U}$ для оцененных данных рассчитывалось путем свертки оцененных сечений с тормозным спектром (рис. 38):

$$\frac{Y({}^{238}_{92}\text{U}(\gamma, F))}{Y({}^{238}_{92}\text{U}(\gamma, n){}^{237}_{92}\text{U})} = \frac{\int_0^T N(T, E) \sigma_{\gamma,F}(E) dE}{\int_0^T N(T, E) \sigma_{\gamma,n}(E) dE} \quad (57)$$

, где $N(T, E)$ - число тормозных γ -квантов с энергией E при энергии электронов ускорителя T , $\sigma_{\gamma,F}(E)$ - сечение фотоделения ${}^{238}_{92}\text{U}$ при энергии γ -квантов E , $\sigma_{\gamma,n}(E)$ - сечение фотоядерной реакции с вылетом одного нейтрона из ядра ${}^{238}_{92}\text{U}$ при энергии γ -квантов E

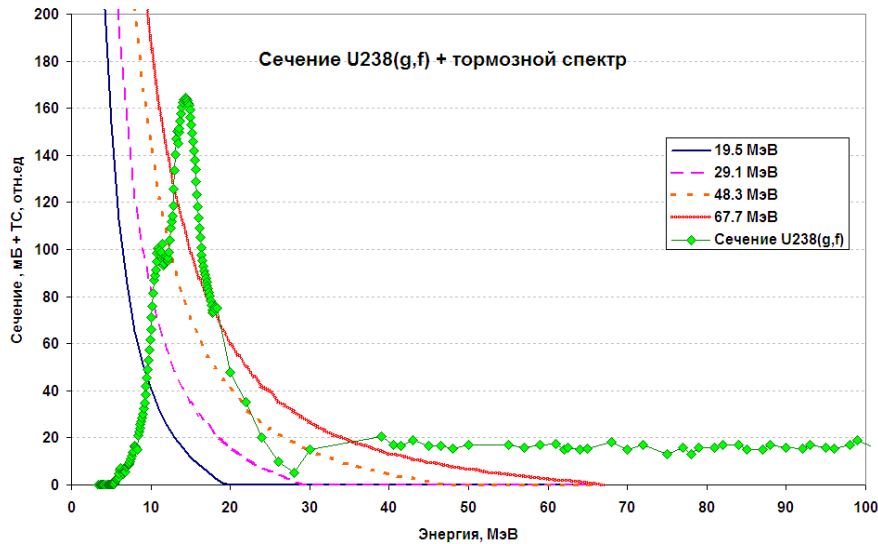


Рис. 38. Оцененное сечение фотоделения ${}^{238}_{92}\text{U}$ [16] и спектры тормозных γ -квантов при энергии электронов ускорителя 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ

Из табл. 18 видно, что отношение интегральных выходов, полученных в настоящей работе хорошо согласуется с оцененными сечениями. С помощью пучков тормозных γ -

Таблица 18. Средние энергии возбуждения ядра $\langle E^* \rangle$, отношения интегральных выходов фотоделения $^{238}_{92}\text{U}$ и реакции с вылетом одного нейтрона из оцененных данных $Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ [16] и полученные в данной работе $Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ (наст. работа) в зависимости от верхней границы тормозного спектра T

T , МэВ	$\langle E^* \rangle$, МэВ	$Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ [16]	$Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ (наст. работа)
19.5	11.9 ± 0.3	0.583	0.547 ± 0.034
29.1	13.7 ± 0.3	0.743	0.748 ± 0.046
48.3	$14.4 \pm 0.$	0.789	0.724 ± 0.046
67.7	15.6 ± 0.3	0.836	0.838 ± 0.047

квантов можно провести измерения сечений фотоядерных реакций в зависимости от энергий электронов ускорителя, если решить обратную задачу, то можно восстановить зависимость сечения реакции от энергии γ -квантов. Однако для этого требуются надежные данные для большого числа значений энергий ускорителя. В настоящей работе было проведено измерение при четырех энергиях электронов ускорителя. Этого недостаточно для решения обратной задачи восстановления сечения. Однако полученные данные позволяют оценить интегральные выходы и провести проверку сечений реакций, измеренных другими методами и на других источниках.

4.5 Деление под действием γ -квантов и нейтронов.

Различие между делением под действием γ -квантов и нейтронов состоит в:

- Сечение процессов различно
- Механизм поглощения частицы инициирующей деление и способ возбуждения коллективных степеней свободы
- Момент, переданный частицей, вызывающей деление, ядру

При поглощении γ -квантов с энергией от 10 до 20 МэВ возбуждается гигантский дипольный резонанс, при распаде которого, происходит как вылет нейтронов, так и деление ядра. Деление довольно медленный процесс ($\tau \approx 10^{-14} - 10^{-18}$ сек). После поглощения налетающей частицы происходит возбуждение коллективных степеней свободы, ядро забывает каким образом было получено возбужденное состояние. Поэтому для одного и того же составного ядра деление под действием различных частиц должно отличаться числом открытых каналов деления, возможных уровней составного ядра.

Таблица 19. Отношение p/v несимметричного и симметричного деления ^{238}U под действием нейтронов в зависимости от энергии нейтронов E_n и средней энергии возбуждения ядра $\langle E^* \rangle$.

E_n , МэВ	$\langle E^* \rangle$, МэВ	p/v	Работа
1.50	5.85	796.1 ± 116.1	[110]
1.50	5.85	825	[111]
2.00	6.35	643 ± 95.4	[110]
2.00	6.35	452	[111]
3.00	7.35	238	[111]
3.00	7.35	240.9 ± 49.2	[112]
3.90	8.25	228.2 ± 35.8	[110]
3.90	8.25	129	[111]
5.50	9.85	90.9 ± 14.5	[110]
6.00	10.35	49.5 ± 6.9	[113]
6.90	11.25	54 ± 9.7	[110]
7.10	11.45	56.5 ± 6.5	[113]
7.70	12.05	36.8 ± 6.6	[110]
8.10	12.45	49.7 ± 6.4	[113]
9.10	13.45	33 ± 4.5	[113]
13.00	17.35	8.8	[111]
14.00	18.10	7.2 ± 0.9	[114]
14.80	19.15	7.3 ± 1.3	[115]
15.00	19.35	6.5	[111]
16.40	20.75	5.8	[111]
17.70	22.05	6.8	[111]

Таблица 20. Отношение p/v несимметричного и симметричного деления ^{235}U под действием нейтронов в зависимости от энергии нейтронов E_n и средней энергии возбуждения ядра $\langle E^* \rangle$.

E_n , МэВ	$\langle E^* \rangle$, МэВ	p/v	Работа
0	6.45	509.8	[116]
0.17	6.62	590	[117]
0.55	7.00	330	[117]
1	7.45	290	[117]
2	8.45	110	[117]
4	10.45	51	[117]
5.5	11.95	19	[117]
6.3	12.75	16	[117]
7	13.55	15	[117]
8.1	14.55	13	[117]
14	20.45	7.1	[116]

Сравнивая вид массового распределения фотоделения ^{238}U с делением ядер ^{235}U и ^{238}U под действием моноэнергетических нейтронов можно заключить, что во всех случаях при увеличении энергии возбуждения составного ядра возрастает роль симметричного деле-

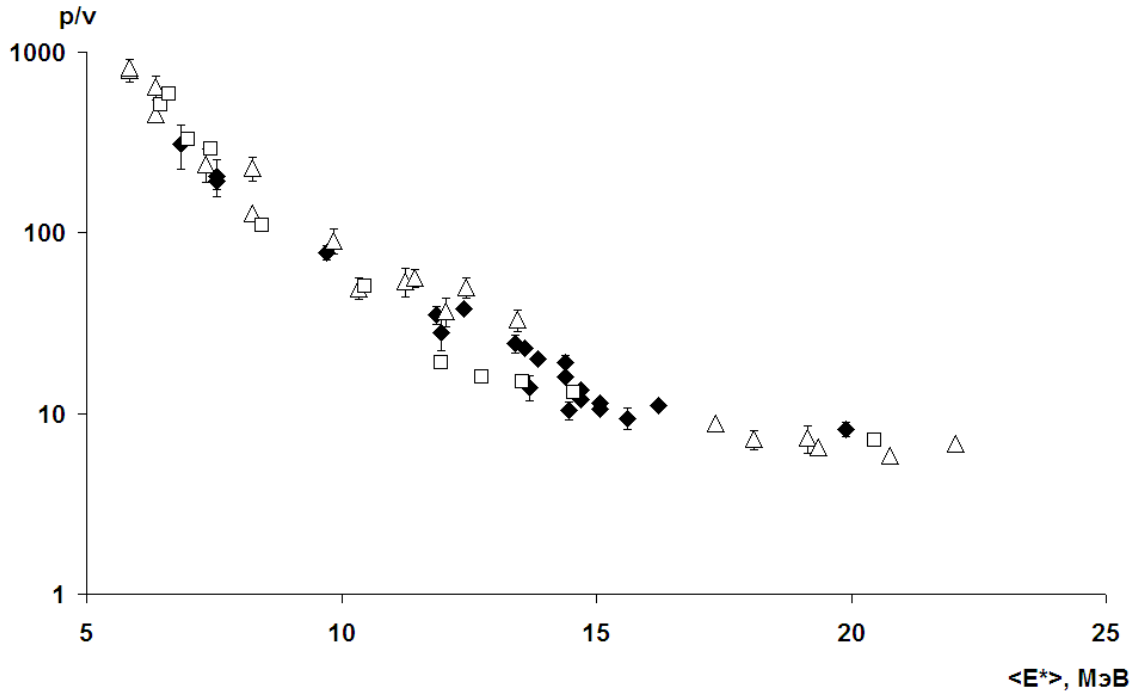


Рис. 39. Отношение несимметричного и симметричного деления p/v для фотоделения ^{238}U (◆) и деления ядер ^{235}U (□) и ^{238}U (△) под действием моноэнергетических нейтронов в зависимости от средней энергии возбуждения ядра $\langle E^* \rangle$.

ния. Форма массовых распределений деления ^{235}U и ^{238}U под действием нейтронов также указывает на исчезновение структуры в районе массового числа $A = 134$ при увеличении энергии возбуждения ядра. Для количественной проверки этих наблюдений проводилось сравнение отношения симметричного и несимметричного деления p/v . На рис. 39 показано отношение несимметричного и симметричного деления p/v для фотоделения ^{238}U и деления ядер ^{235}U и ^{238}U под действием моноэнергетических нейтронов в зависимости от средней энергии возбуждения ядра. Работы из которых были взяты отношения несимметричного и симметричного деления для деления под действием моноэнергетических нейтронов приведены в соответствующих таблицах. Отношение p/v несимметричного и симметричного деления изотопов урана ^{235}U и ^{238}U сильно спадает при низких энергиях, при энергии возбуждения в районе 17 МэВ это отношение снижается слабо или почти не изменяется. Из-за конкуренции между делением первого и второго шанса отношение несимметричного и симметричного деления начинает спадать гораздо медленнее. Поведение зависимостей для фотоделения ^{238}U и деления ядер ^{235}U и ^{238}U под действием моноэнергетических нейтронов практически повторяют друг друга. Отношение несимметричного и симметричного деления отличается для деления ядра ^{235}U под действием нейтронов в области энергий 12–15 МэВ. При низких и высоких энергиях зависимости одинаковы в пределах ошибок

измерений. Различие в области энергий возбуждения ядра 12—15 МэВ связано по видимому с разной энергией отделения нейтрона от составного ядра и с различной делимостью ядер. Делимость ядер - это отношение сечения деления к сечению процесса с вылетом нейтронов, для разных составных систем различные вероятности деления первого и второго шанса. Для деления ядра ^{235}U под действием нейтронов от 12 до 15 МэВ отношение несимметричного и симметричного деления спадает быстрее чем для деления ^{238}U под действием γ -квантов и нейтронов [95].

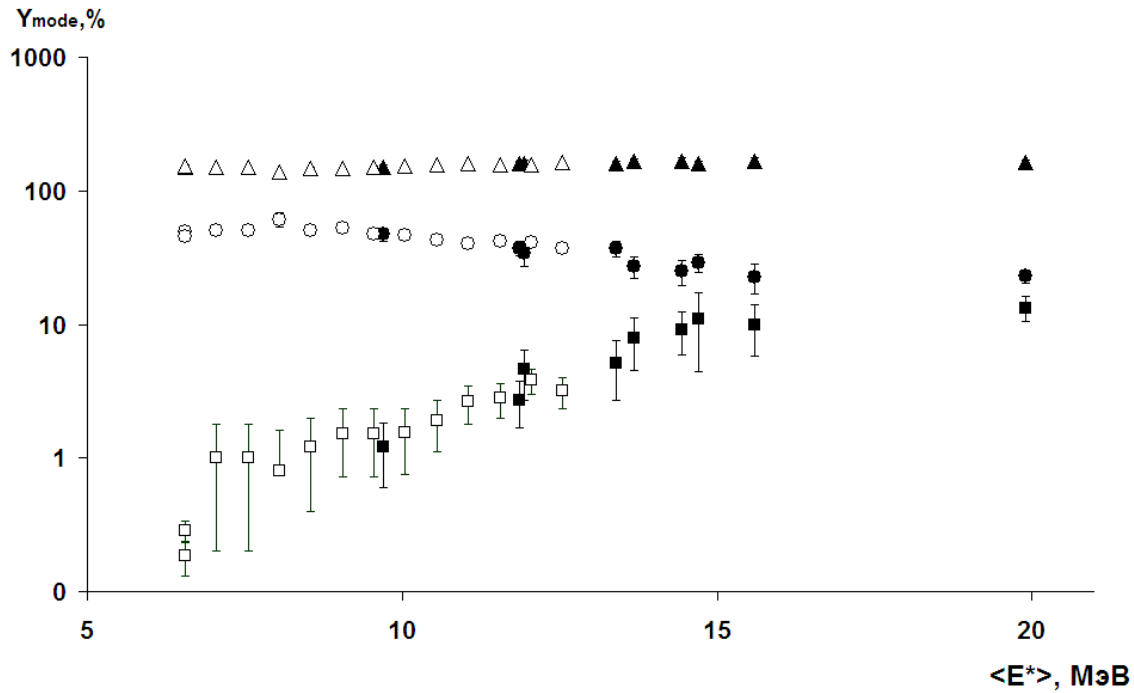


Рис. 40. Вклады различных мод деления при фотоделении ^{238}U и деления ^{235}U под действием нейтронов в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра $\langle E^* \rangle$. ▲, ●, ■ — вклады мод STII, STI, SL фотоделения ^{238}U рассчитанные на основе массового распределения из настоящей работы и работы [58]. △, ○, □ — вклады мод STII, STI, SL деления ^{235}U под действием нейтронов [118]. Выходы мод нормированы на 100 делений: $Y_{SL} + Y_{STI} + Y_{STII} = 200\%$.

Впервые выполнен анализ 3-х мод для фотоделения и деления под действием нейтронов. Во многих работах по исследованию фотоделения ограничивались лишь анализом отношений симметричной и несимметричной части массового распределения. Вероятности различных мод деления под действием нейтронов были получены в работе [118]. Анализ экспериментальных данных показал, что для описания деления ядер урана под действием нейтронов также необходимо учитывать три моды деления. На рис. 40 показаны вклады различных мод деления при фотоделении ^{238}U и делении ^{235}U под действием нейтронов.

Видно, что моды деления ведут себя одинаково для обеих составных систем. Ожидаемое различие в области энергий возбуждения от 12 до 15 МэВ не обнаружено, так как данных по модам как для фотоделения, так и для деления под действием нейтронов недостаточно.

Для сравнения модальной структуры деления, полученной для фотоделения ^{238}U , с делением под действием нейтронов, для больших энергий используется систематика выходов продуктов деления под действием нейтронов и протонов.

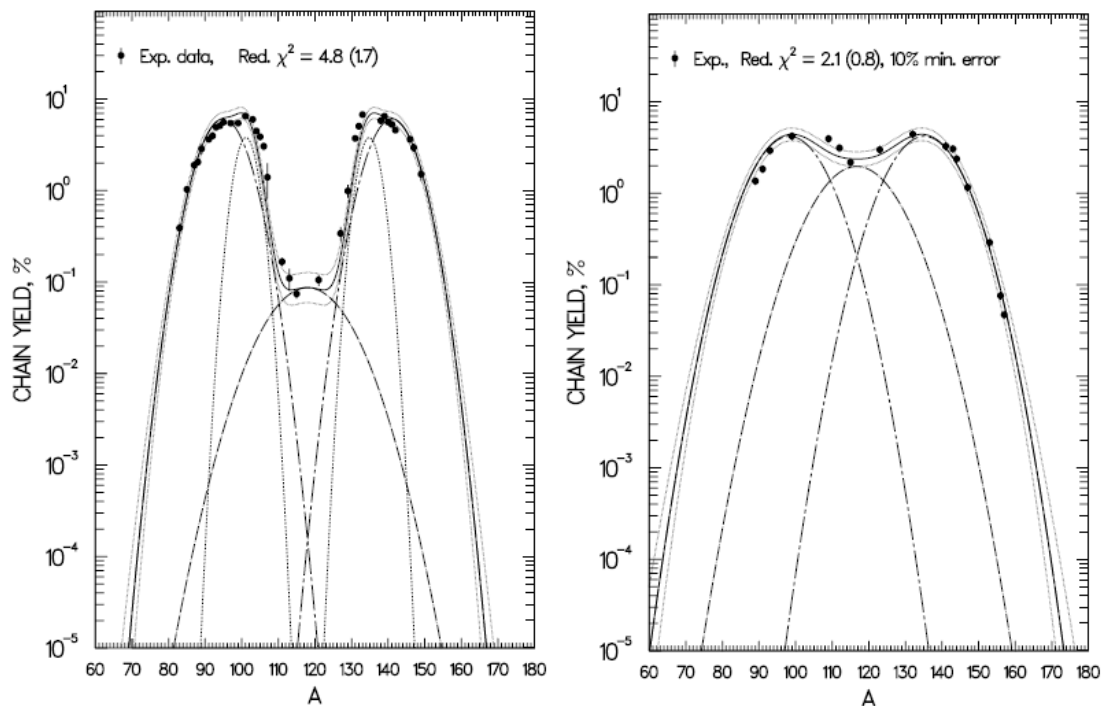


Рис. 41. Аппроксимация массового распределения урана ^{238}U под действием нейтронов с энергией 5.5 МэВ (слева) и протонов с энергией 32 МэВ (справа) уравнениями для систематики [95]. Рисунок взят из работы [95]

В работе [95] получены соотношения для систематики выходов продуктов деления под действием нейтронов и протонов и предложена параметризация массовых распределений в зависимости от делящегося ядра и энергии возбуждения. Используя эти параметры можно рассчитать массовое и зарядовое распределение в случае деления под действием нейтронов и протонов.

Массовые распределения описывались суммой нескольких функций Гаусса. Параметры гауссиан подбирались методом наименьших квадратов для большого набора данных по делению под действием нейтронов и протонов. Систематика позволяет сделать оценку выходов деления любого нуклида с зарядом $Z = 90 - 98$, массовым числом $A = 230 - 252$, и энергии возбуждения исследуемого ядра $\langle E^* \rangle = 0 - 200$ МэВ. Наилучшее приближение к экспериментальным данным дает использование при аппроксимации массовых распре-

делений деления 5 гауссовых кривых (3 моды деления), при некоторых обстоятельствах могут быть использованы меньшее их количество. В работе [95] показано, что увеличение числа гауссовых кривых для подгонки массового распределения улучшает представление данных для ядер с $Z \geq 94$. Для $Z \leq 92$ и реакции деления при высокой энергии достаточно трех (в отдельных случаях пяти) гауссовых кривых. На рис. 41 показаны примеры аппроксимации экспериментальных данных по делению ^{238}U под действием нейтронов с энергией 5.5 МэВ (слева) и протонов с энергией 32 МэВ (справа) для различной энергии возбуждения ядра [95]. Видно, что модель в целом описывает общий вид массового распределения, однако, не достаточно описывает микроструктуру и другие детали массовых распределений.

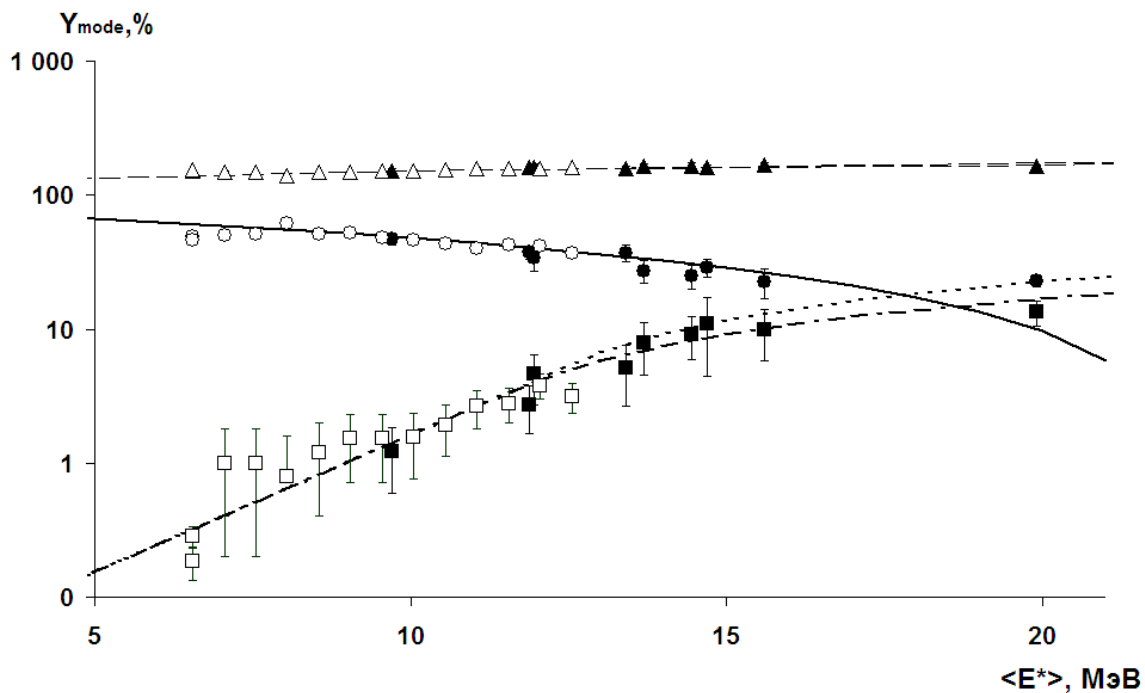


Рис. 42. Вклады различных мод деления при фотоделении ^{238}U и деления ^{235}U под действием нейтронов [118] в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра $\langle E^* \rangle$. $\blacktriangle$, $\bullet$, $\blacksquare$ — вклады мод STII, STI, SL фотоделения ^{238}U рассчитанные на основе массового распределения из настоящей работы и работы [58]. $\triangle$, $\circ$, $\square$ — вклады мод STII, STI, SL деления ^{235}U под действием нейтронов [118]. Линиями показаны расчеты для деления составного ядра с $A = 236$ и $A = 238$ выполненные по систематике [95]: вклады мод STII (штриховая линия) и STI (непрерывная линия) для составных систем с $A = 236$ и $A = 238$ практически совпадают, вклад моды SL для составных систем с $A = 236$ и $A = 238$ обозначены пунктирной и штрих-пунктирной линией соответственно. Выходы мод нормированы на 100 делений: $Y_{SL} + Y_{STI} + Y_{STII} = 200\%$.

На рис. 42 показаны вклады различных мод деления при фотоделении ^{238}U и делении ^{235}U под действием нейтронов [118]. Линиями показаны расчеты для деления составного ядра с $A = 236$ и $A = 238$ выполненные по систематике [95]. Вклад мод STII (штриховая линия) и STI (непрерывная линия) для составных систем с $A = 236$ и $A = 238$ практически совпадают. Систематика очень хорошо описывает поведение мод STII и STI и для фотоделения ^{238}U . Поведение моды STI, связанной с оболочкой $N = 82$ и структурой массового распределения в районе $A = 134$, совпадает с экспериментальными данными вплоть до энергии возбуждения ядра 15 МэВ. Систематика построена так, что при энергии возбуждения $E = 22$ МэВ, вклад моды STI равен нулю. Существует только одно значение вкладов мод для фотоделения ^{238}U в районе энергии возбуждения 20 МэВ. Авторы при расчете средней энергии возбуждения ядра использовали ненадежные сечения фотоделения и модельный тормозной спектр, рассчитанный по формуле Шиффа, что может быть причиной расхождений. Кроме того данные, используемые для составления уравнения систематики для моды STI имеют большой разброс, поэтому уравнения не могут точно отражать реальное поведение этой моды. Поведение моды SL симметричного деления для составной системы с $A = 238$, рассчитанное по систематике [95] для деления под действием нейтронов и протонов (штрих-пунктирная линия на рис. 42), совпадает с экспериментальными данными для фотоделения ^{238}U .

Возможное различие в зависимости отношения несимметричного и симметричного деления ядра ^{235}U под действием нейтронов от фотоделения ^{238}U и деления ядер ^{238}U под действием нейтронов должно проявляться в модовой структуре массового распределения. Вклад моды SL ведет себя по разному начиная с энергии 12 МэВ для составных систем с $A = 236$ и $A = 238$ (пунктирная и штрих-пунктирная линия на рис. 42 соответственно). При этом начиная с энергии возбуждения 12 МэВ для составной системы с $A = 236$, вклад моды симметричного разделения больше, чем для $A = 238$. Поэтому отношения несимметричного и симметричного деления ядра ^{235}U под действием нейтронов после 12 МэВ должно быть несколько ниже, чем для фотоделения ^{238}U .

Систематика, построенная для описания деления под действием нейтронов и протонов [95], в целом хорошо подходит и для описания процесса фотоделения. Под действием тормозного спектра в ядро вносится разная энергия возбуждения в отличие от реакций под действием моноэнергетических частиц. Вклад разных процессов, происходящих в ядре при делении, не зависит линейно от энергии возбуждения ядра. Однако введение средней энергии возбуждения ядра позволяет проводить сравнение для экспериментов, выполненных на различных пучках частиц, вызывающих деление.

Сравнительный анализ поведения мод фотоделения с расчетами, выполненными по систематике для деления под действием протонов и нейтронов выполнен впервые. Показано, что экспериментальные данные по фотоделению ^{238}U хорошо согласуются с данными систематики [95].

4.6 Теоретический расчет характеристик продуктов фотоделения. TALYS.

Расчет массового распределения осколков деления в программе TALYS [3] проводится с помощью модели мультимодального деления со случайным разрывом шейки [104]. Для вычисления сечения деления в зависимости от энергии возбуждения для различных делящихся систем используется статистическая модель распада составного ядра [119].

Массовое распределение фрагментов деления определяется по усовершенствованной мультимодальной модели [106] (MM-RNRM, multi-modal random neck-rupture model), с помощью которой рассчитываются барьеры деления, зависящие от температуры ядра, и параметры формы ядра перед разрывом. Каждый полный массовый выход цепочки рассчитывается как сумма по трем модам деления. Каждая мода описывается с помощью своего типа барьера деления - superlong (SL), standard I (STI), standard II (STII). В модельных расчетах барьеров деления показывается, что при увеличении температуры (энергии возбуждения) ядра уменьшается вклад мод, отвечающих за несимметричное деление. На первом этапе расчета массового распределения определяются относительные вклады различных мод деления. Вклады оцениваются с помощью проницаемости Хилла-Уиллера через барьер деления (подход Хилла-Уиллера оперирует с параболическими барьерами [105]), используя параметры барьера, зависящие от температуры, и плотность уровней основного состояния. Все ядра актиноиды при делении проходят через двугорбый барьер. Эффективный коэффициент прохождения выражается через коэффициенты прохождения через первый и второй барьер. После прохождения ядра через внешний барьер, формируется шейка. Когда шейка становится плоской она может разорваться. Точка разрыва случайным образом передвигается вдоль шейки.

Одним из параметров моделирования деления в TALYS являются параметры барьеров деления. При моделировании задаются экспериментальные или теоретические барьеры деления [120–123]. Для ядра $^{238}_{92}\text{U}$ авторы TALYS провели собственные расчеты параметров барьеров деления дающих наилучшее приближение к экспериментальным данным (параметры барьеров деления Best). На рис.43 приведено сравнение экспериментального и расчетного массового распределений деления $^{238}_{92}\text{U}$ нейтронами с энергией 1.2 (верхний рисунок) и 5.5 МэВ (нижний рисунок) до вылета мгновенных нейтронов. Также на ри-

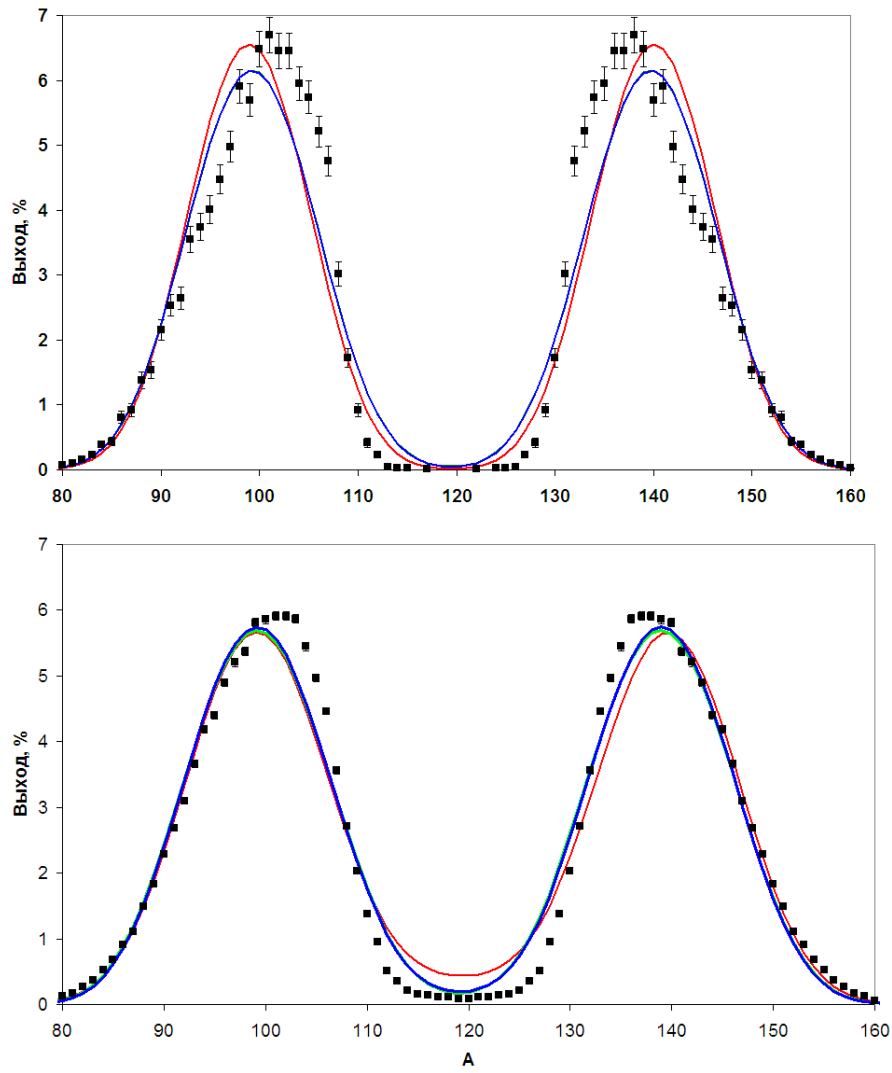


Рис. 43. Сравнение экспериментального и расчетного массового распределений деления $^{238}_{92}\text{U}$ нейтронами с энергией 1.2 (верхний рисунок) и 5.5 МэВ (нижний рисунок) до вылета мгновенных нейтронов. Массовые выходы нормированы на 100 делений. Расчеты выполнены для параметров барьеров деления Best (красная линия) [3], барьеров рассчитанных по модели ETFSI (зеленая линия) [120], барьеров рассчитанных по модели жидкой капли с оболочечными поправками, рассчитанными по методу Струтинского (синяя линия) [121, 122].

сунке приведены массовые распределения рассчитанные для параметров барьера деления Best (красная линия) [3], барьеров рассчитанных по модели ETFSI (зеленая линия) [120], барьеров рассчитанных по модели жидкой капли с оболочечными поправками, рассчитанными по методу Струтинского (синяя линия) [121, 122]. Видно, что при разных энергиях нейтронов наилучшее приближение к реальному массовому распределению дают разные параметры модели.

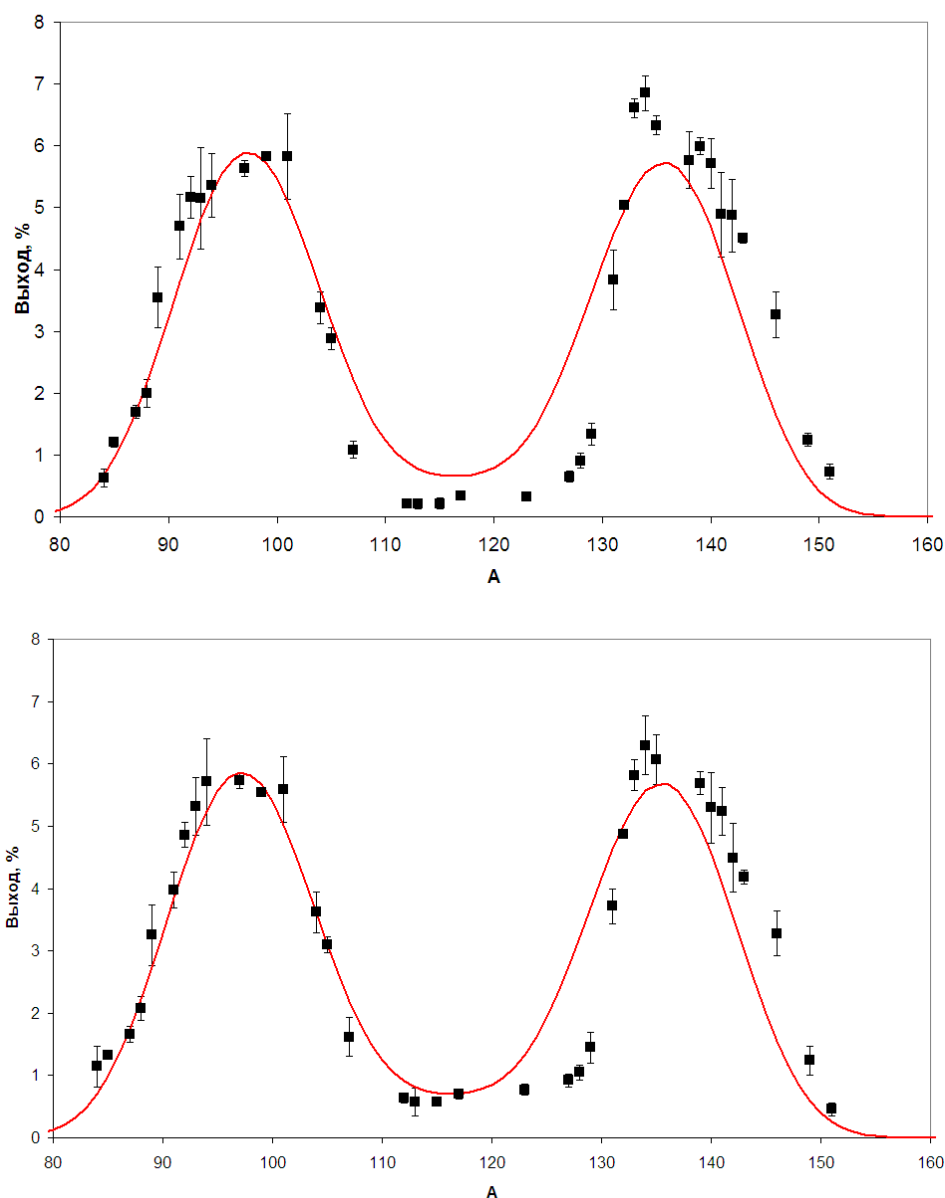


Рис. 44. Сравнение экспериментального массового распределения фотodelения $^{238}_{92}\text{U}$ (точки) и массового распределения полученного с помощью программы TALYS (линия) [3] при энергии электронов ускорителя 19.5 МэВ (верхний рисунок) и 67.7 МэВ (нижний рисунок). Массовые выходы нормированы на 100 делений. Расчет выполнен для параметров барьера деления Best.

Для сравнения массовых распределений фотodelения $^{238}_{92}\text{U}$ при расчетах в TALYS использовались параметры барьеров деления Best (рис.44). Результаты, полученные при моделировании фотodelения $^{238}_{92}\text{U}$ с помощью статистической модели деления в программе TALYS, показывают в целом качественное согласие. Существует различие в ширине массового распределения, отношении несимметричного и симметричного деления ядра и

положении максимумом в массовом распределении. Наибольшее отклонение от экспериментального массового распределения наблюдается для тяжелой группы осколков. Массовые распределения получены после вылета мгновенных нейтронов. Сравнение показывает, что в модели деления в программе TALYS неправильно рассчитывается энергия возбуждения осколков и количество мгновенных нейтронов вылетевших из тяжелого осколка после разрыва. Расчет в программе TALYS дает завышенное значение числа мгновенных нейтронов, вылетевших из тяжелой группы осколков после разрыва. Причина различия отношений несимметричного и симметричного деления ядра может заключаться в неправильном расчете порогов деления с предварительным вылетом нейтронов из составного ядра, а также в том, что в статистической модели распада составного ядра учитывается вылет нейтронов только из составного ядра сразу после возбуждения, а не в процессе деформации. Количественные характеристики сечения фотоделения также сильно различаются с сечениями полученными в эксперименте. Необходимо проводить дальнейшее уточнение параметров модели деления в программе TALYS.

Глава 5

Заключение

Основной целью работы являлось измерение выходов осколков фотоделения ^{238}U в области энергий гигантского дипольного резонанса и исследование характеристик массового распределения осколков фотоделения в зависимости от средней энергии возбуждения ядра. Вклады отдельных мод симметричного и несимметричного деления в массовое распределение осколков для фотоделения были изучены впервые.

Для измерения выходов осколков фотоделения была использована методика гамма-активационного анализа. Было проанализировано более 2500 спектров остаточной активности облученного образца ^{238}U . Выход каждого осколка фотоделения определен по нескольким γ -линиям в спектрах остаточной активности облученного образца ^{238}U . Спектры остаточной активности содержали около 300 γ -линий, все γ -линии были расшифрованы. В отличие от ранее выполненных экспериментов, выход каждого ядра определялся по максимальному числу γ -переходов в спектрах остаточной активности. Были проанализированы 40 различных цепочек распадов ядер-изобар и получены массовые распределения осколков фотоделения ^{238}U с учетом зарядового распределения и вылета запаздывающих нейтронов при четырех энергиях ускорителя электронов — 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ.

В работе впервые проведен совместный анализ и сравнение поведения симметричной и несимметричных мод деления под действием γ -квантов. Совместный анализ полученных данных показывает, что вклад моды отвечающей за симметричное разделение на осколки растет при увеличении энергии возбуждения ядра ^{238}U . Вклад мод, отвечающих за несимметричное разделение осколков падает. Показано, что вклад несимметричной моды STI падает достаточно быстро, вклад несимметричной моды STII, связанной с деформированной нейтронной оболочкой $N = 86 - 88$ практически не изменяется.

Анализ массового распределения показал, что при низких энергиях возбуждения составного ядра (сравнимых с высотой барьера деления) массовое распределение имеет структуру в районе массового числа $A=134$, которая исчезает при увеличении энергии

возбуждения. Показано, что сглаживание структуры в районе массового числа $A = 134$ связано с поведением несимметричной моды деления STI при увеличении энергии возбуждения ядра. Вся несимметричная компонента при увеличении энергии возбуждения ядра изменяется слабо. Это свидетельствует о том, что в процессе деления большую роль играют не только сферические оболочки $Z = 50$ и $N = 82$. В деформированном потенциале появляется новое магическое число $N = 88$, которое и проявляется в массовом распределении. В работе получен фракционный независимый выход образования в результате фотоделения ядра ${}^{134}_{53}\text{I}$. При увеличении энергии возбуждения ядра ${}^{238}\text{U}$ от 6 до 16 МэВ фракционный независимый выход образования нечетного ядра йода ${}^{134}_{53}\text{I}$ увеличивается в 2.5 раза от 10 до 25 % от массового выхода образования ядер с $A = 134$. Что указывает на уменьшение роли оболочечных эффектов при увеличении энергии возбуждения ядра.

Анализ поведения отношения несимметричного и симметричного деления показывает, что симметричная компонента увеличивается в 3 – 4 раза относительно несимметричной при увеличении средней энергии возбуждения ядра ${}^{238}\text{U}$ от 12 до 16 МэВ. Характер изменения этого отношения обусловлен экспоненциальной зависимостью вероятности прохождения ядра через барьер деления. Дальнейшее замедление этого спада связано с открытием нового канала деления после предварительного вылета нейтрона из составного ядра.

Впервые было проведено сравнение характеристик массового распределения продуктов деления под действием γ -квантов и нейтронов. При получении характеристик массового распределения деления под действием нейтронов использовалась систематика продуктов деления, полученная для нейтронов и протонов. Показано, что отношение несимметричного и симметричного деления для фотоделения ${}^{238}\text{U}$ и деления ядер ${}^{236}\text{U}$ и ${}^{238}\text{U}$, образованных под действием нейтронов, а также поведение отдельных мод деления совпадают, что отражает статистическую природу деления. Наиболее важными при делении являются характеристики составного ядра, а не частиц, вызвавших деление. Различия поведения отношения несимметричного и симметричного деления при фотоделении ${}^{238}\text{U}$ и делении ядра ${}^{235}\text{U}$ под действием нейтронов, а также поведение отдельных мод деления, объясняются разницей в значении порога энергии для канала деления с предварительным вылетом нейтрона из составного ядра.

Проведены оценки среднего числа нейтронов, вылетевших в результате деления. Среднее число нейтронов деления совпадает с результатами полученными на пучках квазимонохроматических фотонов в зависимости от энергии возбуждения ядра. Получена оценка отношения $Y_{\gamma,F}/Y_{\gamma,n}$ выходов реакции фотоделения и фотонейтронной реакции под действием тормозных γ -квантов. Эти отношения совпадают с оцененными ядерными данными.

Полученные результаты сравниваются с предсказанием мультимодальной модели зависимости отдельных мод деления от энергии возбуждения делящегося ядра. Сравнение с результатами, полученными при моделировании фотоделения с помощью статистической модели деления в программе TALYS, показывает в целом качественное согласие. Однако количественные характеристики сечения и массового распределения различаются. Необходимо проводить дальнейшее уточнение параметров модели.

Автор выражает благодарность научному руководителю, профессору Б. С. Ишханову за помощь в проведении исследований и ценные советы и замечания.

Автор признателен сотрудникам отдела электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер НИИЯФ МГУ, а также сотрудникам кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ за помощь в проведении эксперимента и за доброжелательную и открытую атмосферу, способствующую научной деятельности.

Литература

- [1] Hann O., Strassman F. Nachweis der entstehung activer bariumisotope aus uran und thorium durch neutronenbestrahlung; nachweis weiterer aktiver bruchstücke bei der uranspaltung. // Die Naturwissenschaften. — 1939. — Vol. 27. — P. 89–95.
- [2] Флеров Г., Петржак К. А. Спонтанное деление урана // ЖЭТФ. — 1940. — Т. 10. — С. 1013.
- [3] Koning A., Hilaire S., Duijvestijn M. Talys - 1.0 // Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology - ND2007 / Ed. by O.Bersillon, F.Gunsing, E.Bauge et al. — EDP Sciences, 2008. — P. 211–214.
- [4] Empire: Nuclear reaction model code system for data evaluation / M. Herman, R. Capote, B.V. Carlson et al. // Nuclear Data Sheets. — 2007. — Vol. 108, no. 12. — P. 2655 – 2715.
- [5] Bohr N., Wheeler J. A. The mechanism of nuclear fission // Phys. Rev. — 1939. — Vol. 56. — P. 426–450.
- [6] Френкель Я. И. Электрокапиллярная теория расщепления тяжелых ядер медленными нейтронами // ЖЭТФ. — 1939. — Т. 9. — С. 641–653.
- [7] Photo-fission of uranium and thorium / R. O. Haxby, W. E. Shoupp, W. E. Stephens, W. H. Wells // Phys. Rev. — 1941. — Vol. 59. — P. 57–62.
- [8] Angular distribution of ^{238}U photofission fragments for 12 different mono-energetic gamma-rays / A. Manfredini, L. Fiore, C. Ramorino et al. // Nuclear Physics A. — 1969. — Vol. 123, no. 3. — P. 664 – 672.
- [9] Cross sections for the photofission of ^{232}Th , induced by mono-energetic gamma rays of 12 different energies / A. Manfredini, L. Fiore, C. Ramorino et al. // Nuclear Physics A. — 1969. — Vol. 127, no. 3. — P. 687 – 692.
- [10] Meason J. L., Kuroda P. K. Photofission of U^{238} induced by 17.5-mev monoenergetic gamma rays // Phys. Rev. — 1966. — Vol. 142. — P. 691–695.

- [11] Yeh T., Lancman H. Absolute efficiency of kimfol films for counting fission fragments emerging from thick sources // Nuclear Instruments and Methods. — 1981. — Vol. 179, no. 1. — P. 141 – 145.
- [12] van 't Westende A., Lancman H., van der Leun C. The resonance gamma-ray absorption method // Nuclear Instruments and Methods. — 1978. — Vol. 151, no. 1–2. — P. 205 – 210.
- [13] Zhang H. X., Yeh T. R., Lancman H. Photofission cross section of ^{232}Th // Phys. Rev. C. — 1986. — Vol. 34. — P. 1397–1405.
- [14] Baldwin G. C., Klaiber G. S. Photo-fission in heavy elements // Phys. Rev. — 1947. — Jan. — Vol. 71. — P. 3–10.
- [15] Солдатов А. С. Относительные измерения сечений фотоделения на тормозном спектре // ЭЧАЯ. — 2008. — Т. 39, № 2. — С. 337–436.
- [16] Варламов В. В., Ишханов Б. С. Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. — Университетская книга, 2010. — 300 с.
- [17] Geant4—a simulation toolkit / S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 506, no. 3. — P. 250 – 303.
- [18] Schiff L. I. Energy-angle distribution of thin target bremsstrahlung // Phys. Rev. — 1951. — Vol. 83. — P. 252–253.
- [19] A study of the photofission and photoneutron processes in the giant dipole resonance of ^{232}Th , ^{238}U and ^{237}Np / A. Veyssiere, H. Beil, R. Berg?re et al. // Nuclear Physics A. — 1973. — Vol. 199, no. 1. — P. 45 – 64.
- [20] Giant resonance for the actinide nuclei: Photoneutron and photofission cross sections for ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , and ^{232}Th / J. T. Caldwell, E. J. Dowdy, B. L. Berman et al. // Phys. Rev. C. — 1980. — Vol. 21. — P. 1215–1231.
- [21] C. T. Une methode de production de photons energetiques de spectre etroit // Compt. Rend. Acad. Sci. — 1957. — Vol. 245, no. 1. — P. 56 – 59.
- [22] Width of photon line produced by positron annihilation at 15 MeV / C.R. Hatcher, R.L. Bramblett, N.E. Hansen, S.C. Fultz // Nuclear Instruments and Methods. — 1962. — Vol. 14, no. 0. — P. 337 – 342.

- [23] The quasi-monochromatic photon beam used in photoneutron experiments from 20–120 MeV at the 600 MeV Saclay Linac / A. Veyssiere, H. Beil, R. Bergere et al. // Nuclear Instruments and Methods. — 1979. — Vol. 165, no. 3. — P. 417 – 437.
- [24] O’Connell J. S., Tipler P. A., Axel P. Elastic scattering of 11.5-17.7-Mev photons by au measured with a bremsstrahlung monochromator // Phys. Rev. — 1962. — Vol. 126. — P. 228–239.
- [25] Arutyunian F., Tumanian V. The compton effect on relativistic electrons and the possibility of obtaining high energy beams // Physics Letters. — 1963. — Vol. 4, no. 3. — P. 176 – 178.
- [26] Milburn R. H. Electron scattering by an intense polarized photon field // Phys. Rev. Lett. — 1963. — Vol. 10. — P. 75–77.
- [27] Недорезов В. Г., Туринге А. А., Шатунов Ю. М. Фотоядерные эксперименты на пучках гамма-квантов, получаемых методом обратного комптоновского рассеяния // Успехи физических наук. — 2004. — Т. 174, № 4. — С. 353–370.
- [28] Фотоделение при подбарьерных возбуждениях ядер / Ю. М. Ципенюк, Ю. Б. Остапенко, Г. Н. Смиренин, А. С. Солдатов // ЭЧАЯ. — 1981. — Т. 12, № 6. — С. 1364–1431.
- [29] Квантовые эффекты в низкоэнергетическом фотоделении тяжелых ядер / Ю. М. Ципенюк, Ю. Б. Остапенко, Г. Н. Смиренин, А. С. Солдатов // Успехи физических наук. — 1984. — Т. 144, № 9. — С. 3–34.
- [30] Winhold E. J., Demos P. T., Halpern I. The angular distribution of fission fragments in the photofission of thorium // Phys. Rev. — 1952. — Sep. — Vol. 87. — P. 1139–1140.
- [31] The angular distribution of photofission fragments / A. P. Baerg, R. M. Bartholomew, F. Brown et al. // Canadian Journal of Physics. — 1959. — Vol. 37, no. 12. — P. 1418–1437.
- [32] Wilkinson D. H. Nuclear photodisintegration // Annual Review of Nuclear Science. — 1959. — Vol. 9, no. 1. — P. 1–28.
- [33] Quadrupole fission of U238 / A.S. Soldatov, G.N. Smirenkin, S.P. Kapitza, Y.M. Tsipeniuk // Physics Letters. — 1965. — Vol. 14, no. 3. — P. 217 – 219.
- [34] Фотоделение ^{232}Th , ^{238}U , ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu и структура барьера деления / Н. С. Работнов, Г. Н. Смиренин, А. С. Солдатов, Ю. М. Ципенюк // ЯФ. — 1970. — Т. 11. — С. 508–520.

- [35] Подбарьерное деление четно-четных ядер / А. В. Игнатюк, Н. С. Работнов, Г. Н. Смиренкин и др. // ЖЭТФ. — 1971. — Т. 61. — С. 1284–1302.
- [36] Ассиметрия и анизотропия при фотоделении радия-226 вблизи порога / Е. А. Жагров, Ю. А. Немилов, В. А. Николаев и др. // Письма в ЖЭТФ. — 1974. — Т. 20. — С. 220–223.
- [37] Alm A., Lindgren L. Fission fragment angular distributions and yields of ^{236}U in low-energy photofission // Nuclear Physics A. — 1976. — Vol. 271, no. 1. — P. 1 – 14.
- [38] Lindgren L., Alm A., Sandell A. Photoinduced fission of the doubly even uranium isotopes ^{234}U , ^{236}U and ^{238}U // Nuclear Physics A. — 1978. — Vol. 298, no. 1. — P. 43 – 59.
- [39] Bohr A. // Proc. Int. Conf. Peaceful Uses of Atomic energy. — United Nations. New York, 1955. — P. 151.
- [40] Griffin J. J. Energy dependence of fission fragment anisotropy // Phys. Rev. — 1959. — Vol. 116. — P. 107–118.
- [41] Спонтанное деление с аномально коротким периодом / С. М. Поликанов, В. А. Друин, В. А. Карнаухов и др. // ЖЭТФ. — 1962. — Т. 42, № 6. — С. 1464.
- [42] Угловые распределения осколков фотоделения ^{238}U в области изомерного шельфа / В. Е. Жучко, А. В. Игнатюк, Ю. Б. Остапенко и др. // Письма в ЖЭТФ. — 1976. — Т. 24, № 5. — С. 309.
- [43] Экспериментальные исследования явления изомерный шельф в сечениях фотоделения тяжелых ядер / В. Е. Жучко, Ю. Б. Остапенко, Г. Н. Смиренкин, А. С. Солдатов и Ю. М. Ципенюк // ЯФ. — 1978. — Т. 28, № 11. — С. 1185–1194.
- [44] Turkevich A., Niday J. B. Radiochemical studies on the fission of Th^{232} with pile neutrons // Phys. Rev. — 1951. — Vol. 84. — P. 52–60.
- [45] Strutinsky V. Shell effects in nuclear masses and deformation energies // Nuclear Physics A. — 1967. — Vol. 95, no. 2. — P. 420 – 442.
- [46] Strutinsky V. Shells in deformed nuclei // Nuclear Physics A. — 1968. — Vol. 122, no. 1. — P. 1 – 33.
- [47] Electroffission and photofission of ^{238}U in the energy range 6-60 MeV / J. D. T. Aruda Neto, S. B. Herdade, B. S. Bhandari, I. C. Nascimento // Phys. Rev. C. — 1976. — Vol. 14. — P. 1499–1505.

- [48] Absolute photofission cross sections for ^{232}Th and $^{235,238}\text{U}$ measured with monochromatic tagged photons (20 Mev — 110 Mev) / A. Lepretre, R. Bergere, P. Bourgeois et al. // Nuclear Physics A. — 1987. — Vol. 472, no. 3. — P. 533 – 557.
- [49] Дипольный гигантский резонанс и развитие представлений о динамике ядра (к 50-летию выхода в свет работы А.Б. Мигдала "Квадрупольное и дипольное гамма-излучение ядер") / М. Данос, Б. С. Ишханов, Н. П. Юдин, Р. А. Эрамжян // УФН. — 1995. — Т. 165, № 12. — С. 1345–1355.
- [50] Недорезов В. Г., Ранюк Ю. Н. Фотоделение ядер за гигантским дипольным резонансом. — Наукова думка, 1989. — 215 с.
- [51] Сечение деления ядер фотонами с энергией до 5 ГэВ. Сверхгигантский резонанс в фотоядерных реакциях / Г. А. Варпетян, Н. А. Демехина, В. И. Косилов, А. С. Солдатов и Ю. М. Ципенюк // ЯФ. — 1971. — Т. 14, № 1. — С. 63–72.
- [52] Photofission of heavy nuclei from 0.2 to 3.8 GeV / C. Cetina, P. Heimberg, B. L. Berman et al. // Phys. Rev. C. — 2002. — Vol. 65. — P. 044622.
- [53] Гангрский Ю. П., Марков Б. Г., Перельгин В. П. Регистрация и спектрометрия осколков деления. — Энергоатомиздат, 1992. — 311 с.
- [54] Schmitt R. A., Sugarman N. Uranium photofission yields // Phys. Rev. — 1953. — Vol. 89. — P. 1155–1156.
- [55] Schmitt R. A., Sugarman N. Uranium photofission yields // Phys. Rev. — 1954. — Vol. 95. — P. 1260–1267.
- [56] Photofission of U^{238} / L. Katz, T. M. Kavanagh, A. G. W. Cameron et al. // Phys. Rev. — 1955. — Vol. 99. — P. 98–106.
- [57] Richter H. G., Coryell C. D. Low-energy photofission yields for U^{238} // Phys. Rev. — 1954. — Vol. 95. — P. 1550–1553.
- [58] Fragment mass and kinetic energy distributions for the photofission of ^{238}U with 12-, 15-, 20-, 30-, and 70-MeV bremsstrahlung / E. Jacobs, A. De Clercq, H. Thierens et al. // Phys. Rev. C. — 1979. — Vol. 20. — P. 2249–2256.
- [59] Symmetric and asymmetric yields in the photofission of ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U and ^{240}Pu / W. Gunther, K. Huber, U. Kneissl et al. // Zeitschrift fur Physik A Atoms and Nuclei. — 1980. — Vol. 295, no. 4. — P. 333–340.

- [60] Fragment mass and kinetic energy distribution for the photofission of ^{235}U and ^{238}U with 25-mev end-point bremsstrahlung / A. De Clercq, E. Jacobs, D. De Frenne et al. // Phys. Rev. C. — 1976. — Vol. 13. — P. 1536–1543.
- [61] Isotopic distributions and elemental yields for the photofission of $^{235,238}\text{U}$ with 12-30- MeV bremsstrahlung / D. De Frenne, H. Thierens, B. Proot et al. // Phys. Rev. C. — 1984. — Vol. 29. — P. 1908–1911.
- [62] Fragment characteristics for the photofission of ^{238}U with 6.1–13.1 MeV bremsstrahlung / S. Pomme, E. Jacobs, M. Piessens et al. // Nucl. Phys. A. — 1994. — Vol. 572. — P. 237–266.
- [63] Mass distribution in the bremsstrahlung-induced fission of ^{232}Th , ^{238}U and ^{240}Pu / H. Naik, V.T. Nimje, D. Raj et al. // Nuclear Physics A. — 2011. — Vol. 853, no. 1. — P. 1 – 25.
- [64] Демехина Н., Карапетян Г. Мультимодальное приближение для фотоделения ^{238}U в области промежуточных энергий // Ядерная физика. — 2008. — Т. 71, № 1. — С. 28–36.
- [65] Ишханов Б. С., Кузнецов А. А. Фоторасщепление ^{238}U в области энергий гигантского дипольного резонанса // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. — 2013. — № 1. — С. 27–32.
- [66] Ишханов Б. С., Кузнецов А. А. Массовое распределение осколков фотоделения ^{238}U // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. — 2013. — № 4. — С. 15–22.
- [67] Ускоритель РТМ-70 как импульсный источник нейтронов и фотонов / А.А. Кузнецов, С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков и др. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, астрономия. — 2007. — № 6. — С. 25–28.
- [68] 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.
- [69] Photofission of a natural mix of $^{235,238}\text{U}$ isotopes / S.S. Belyshev, A.N. Ermakov, A.A. Kuznetsov et al. // LVII International Conference on Nuclear Physics NUCLEUS 2007 “Fundamental Problems of Nuclear Physics, Atomic Power Engineering and Nuclear Technologies”, June 25 – 29, 2007, Voronezh. — Saint-Petersburg, 2007. — P. 46.

- [70] Фоторасщепление естественной смеси изотопов $^{235,238}\text{U}$ / С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков, А.А. Кузнецов и др. // Труды VIII межвузовской школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», 19-20 ноября 2007 г. — Издательство МГУ Москва, 2007.
- [71] Исследование фоторасщепления естественной смеси изотопов $^{235,238}\text{U}$ на ускорителе РТМ-70 / С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков, А.А. Кузнецов и др. // 58 Международное Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Ядро-2008». Проблемы фундаментальной ядерной физики. Разработка ядерно-физических методов для нанотехнологий, медицинской физики и ядерной энергетики. Тезисы докладов. — Санкт-Петербург, 2008. — С. 149.
- [72] Mass distribution of ^{238}U photofission products / S.S. Belyshev, A.N. Ermakov, B.S. Ishkhanov et al. // LXII International Conference NUCLEUS 2012 “Fundamental Problems of Nuclear Physics, Atomic Power Engineering and Nuclear Technologies”, June 25 – 30, 2012, Voronezh, Russia. Book of Abstracts. — Saint-Petersburg, 2012. — P. 95.
- [73] Автоматизация обработки данных гамма-активационных экспериментов / С.С. Бельшев, А.А. Кузнецов, А.С. Курилик, К.А. Стопани // 58 Международное Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Ядро-2008». Проблемы фундаментальной ядерной физики. Разработка ядерно-физических методов для нанотехнологий, медицинской физики и ядерной энергетики. Тезисы докладов. — Санкт-Петербург, 2008. — С. 282.
- [74] Определение выходов осколков при фотоделении естественной смеси изотопов $^{235,238}\text{U}$ тормозными гамма-квантами / С.С. Бельшев, А.Н. Ермаков, А.А. Кузнецов и др. // 59 Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Ядро 2009». Тезисы докладов. 15 – 19 июня 2009 г. Чебоксары. — СпБГУ Санкт-Петербург, 2009. — С. 156.
- [75] Кузнецов А., Курилик А. Калибровка эффективности hpge детектора по экспериментальным измерениям и моделированию geant4 // 59 Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Ядро 2009». Тезисы докладов. 15 – 19 июня 2009 г. Чебоксары. — СпБГУ Санкт-Петербург, 2009. — С. 314.
- [76] Фоторасщепление естественной смеси изотопов $^{235,238}\text{U}$ / С.С. Бельшев, А.А. Кузнецов, А.С. Курилик, К.А. Стопани // 61 Международная конференция по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Ядро 2011». Тезисы докладов. 10 – 14 октября 2011 г. , Саров. — РФЯЦ-ВНИИЭФ Саров, 2011. — С. 72.

- [77] A 70 mev racetrack microtron / V.I. Shvedunov, A.N. Ermakov, I.V. Gribov et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2005. — Vol. 550. — P. 39–53.
- [78] Бельшев С. С., Кузнецов А. А., Макаренко И. В. Автоматизированная система накопления и анализа данных γ – активационного анализа. — 2005. — Препринт НИИ-ЯФ МГУ.
- [79] Gilmore G. R. Practical Gamma-ray Spectroscopy. — Wiley, 2008. — 387 p.
- [80] Ишханов Б. С., Капитонов И. М. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. — Издательство Московского Университета, 1979. — 215 с.
- [81] IAEA-TECDOC-1168. Compilation and evaluation of fission yield nuclear data. Final report of a co-ordinated research project 1991–1996. / Ed. by International Atomic Energy Agency. — IAEA, VIENNA, 2001.
- [82] 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. — 1999. — Vol. 1. — P. 1.
- [83] Blachot J., Fiche C. Table of radioactive isotopes and their main decay characteristics // Ann. Phys. — 1981. — Vol. 6. — P. 3218.
- [84] Geant4 — a simulation toolkit / S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 506, no. 3. — P. 250 – 303.
- [85] IAEA-TECDOC-1275. Specialised Software Utilities for Gamma Ray Spectrometry. Final report of a co-ordinated research project 1996–2000. / Ed. by International Atomic Energy Agency. — IAEA, VIENNA, 2002.
- [86] Evaluated nuclear structure data file (ensdf).— URL: <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- [87] Nuclear-charge distribution in low-energy fission / A. C. Wahl, R. L. Ferguson, D. R. Nethaway et al. // Phys. Rev.— 1962. — Vol. 126. — P. 1112–1127.
- [88] Coryell C., Sugarman N. Radiochemical Studies: The Fission Product. — McGraw–Hill, 1951. — 2086 p.
- [89] Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. Ядерные свойства тяжелых элементов. Вып. 5. Деление ядер. — Атомиздат, Москва, 1961. — 360 с.

- [90] Way K., Wigner E. P. The rate of decay of fission products // *Phys. Rev.* — 1948. — Vol. 73. — P. 1318–1330.
- [91] Present R. D. On the division of nuclear charge in fission // *Phys. Rev.* — 1947. — Vol. 72. — P. 7–15.
- [92] Halpern I. Nuclear fission // *Annual Review of Nuclear Science.* — 1959. — Vol. 9, no. 1. — P. 245–342.
- [93] Wahl A. // *Atomic Data Nucl. Data Tables.* — 1988. — Vol. 39.
- [94] Sugarman N., Turkevich A. // *Radiochemical Studies: The Fission Product.* — 1951. — P. 1396.
- [95] *Systematics of Fission–Product Yields* / Ed. by Arthur C. Wahl. — Los Alamos National Laboratory., 2002.
- [96] Erten H., Aras N. // *J. Inorg. Nucl. Chem.* — 1979. — Vol. 41. — P. 149.
- [97] Charge distribution for the photofission of ^{238}U with 20-MeV bremsstrahlung / D. De Frenne, H. Thierens, E. Jacobs et al. // *Phys. Rev. C.* — 1980. — Vol. 21. — P. 629–636.
- [98] Charge distributions for the photofission of ^{235}U and ^{238}U with 12-30 MeV bremsstrahlung / D. De Frenne, H. Thierens, B. Proot et al. // *Phys. Rev. C.* — 1982. — Vol. 26. — P. 1356–1368.
- [99] Excitation energy dependence of charge odd-even effects in the fission of ^{238}U close to the fission barrier / K. Persyn, E. Jacobs, S. Pomme et al. // *Nucl. Phys. A.* — 1993. — Vol. 560. — P. 689–714.
- [100] UCRL-TR-204743.A Simple Model of Delayed Neutron Emission. / Ed. by Dermott E. Cullen. — University of California, Lawrence Livermore National Laboratory., 2004.
- [101] Product yields for the photofission of ^{238}U with 12-, 15-, 20-, 30-, and 70-MeV bremsstrahlung / E. Jacobs, H. Thierens, D. De Frenne et al. // *Phys. Rev. C.* — 1979. — Vol. 19. — P. 422–432.
- [102] Product yields for the photofission of ^{235}U and ^{238}U with 25-MeV bremsstrahlung / H. Thierens, D. De Frenne, E. Jacobs et al. // *Phys. Rev. C.* — 1976. — Vol. 14. — P. 1058–1067.

- [103] Chattopadhyay A., Dost K., Krajbich I. // Inorg. Nucl. Chem. — 1973. — Vol. 35. — P. 2621.
- [104] Brosa U., Grossmann S., Moller A. Nuclear scission // Physics Reports. — 1990. — Vol. 197, no. 4. — P. 167 – 262.
- [105] Hill D. L., Wheeler J. A. Nuclear constitution and the interpretation of fission phenomena // Phys. Rev. — 1953. — Vol. 89. — P. 1102–1145.
- [106] Duijvestijn M. C., Koning A. J., Hamsch F.-J. Mass distributions in nucleon-induced fission at intermediate energies // Phys. Rev. C. — 2001. — Vol. 64. — P. 014607.
- [107] Neutron emission in the photofission of ^{235}U and ^{238}U with 25-MeV bremsstrahlung / E. Jacobs, H. Thierens, A. De Clercq et al. // Phys. Rev. C. — 1976. — Vol. 14. — P. 1874–1877.
- [108] Absolute photofission cross sections for $^{235,238}\text{U}$ in the energy range 11.5-30 mev / H. Ries, G. Mank, J. Drexler et al. // Phys. Rev. C. — 1984. — Vol. 29. — P. 2346–2348.
- [109] Использование методики регистрации осколков деления в тонких пленках для измерения сечений фотоделения ^{238}U на пучке квазимонохроматических аннигиляционных фотонов / Л.З.Джилавян, В.Л.Кузнецов, Н.П.Кучер и др. — 1979. — Препринт ИЯИ АН СССР П-0121.
- [110] Mass distributions in monoenergetic-neutron-induced fission of ^{238}U / S. Nagy, K. F. Flynn, J. E. Gindler et al. // Phys. Rev. C. — 1978. — Vol. 17. — P. 163–171.
- [111] N.L. Borisova, S.M. Dubrovina, V.I. Novgorodtseva et al. // Sov. J. Nucl. Phys. — 1978. — Vol. 6. — P. 331.
- [112] Distribution of fission yields in the 3 MeV neutron-induced fission of ^{238}U / J.T. Harvey, D.E. Adams, W.D. James et al. // Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry. — 1975. — Vol. 37, no. 11. — P. 2243 – 2246.
- [113] Fission product yields from 6-9 MeV neutron-induced fission of ^{235}U and ^{238}U / T. C. Chapman, G. A. Anzelon, G. C. Spitale, D. R. Nethaway // Phys. Rev. C. — 1978. — Vol. 17. — P. 1089–1097.
- [114] Mass yields in the 14 mev neutron-induced fission of ^{238}U / M. Rajagopalan, H.S. Pruis, A. Grujtter et al. // Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry. — 1976. — Vol. 38, no. 2. — P. 351 – 352.

- [115] Distribution of fission yields in the 14.8 mev neutron-induced fission of ^{238}U / D.E. Adams, W.D. James, J.N. Beck, P.K. Kuroda // Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry. — 1975. — Vol. 37, no. 2. — P. 419 – 424.
- [116] Evaluation and compilation of fission yields, endf-349 : Rep. / LA-UR-94-3106 ; Executor: TR England, BF Rider : 1993.
- [117] Mass distributions for monoenergetic-neutron-induced fission of ^{235}U / L. E. Glendenin, J. E. Gindler, D. J. Henderson, J. W. Meadows // Phys. Rev. C. — 1981. — Vol. 24. — P. 2600–2605.
- [118] Systematics of fission-channel probabilities / U. Brosa, H.-H. Knitter, Tie-shuan Fan et al. // Phys. Rev. C. — 1999. — Vol. 59. — P. 767–775.
- [119] Hauser W., Feshbach H. The inelastic scattering of neutrons // Phys. Rev. — 1952. — Vol. 87. — P. 366–373.
- [120] Fission barriers of neutron-rich and superheavy nuclei calculated with the {ETFSI} method / A. Mamdouh, J.M. Pearson, M. Rayet, F. Tondeur // Nuclear Physics A. — 2001. — Vol. 679. — P. 337 – 358.
- [121] Sierk A. J. Macroscopic model of rotating nuclei // Phys. Rev. C. — 1986. — Vol. 33. — P. 2039–2053.
- [122] Cohen S., Plasil F., Swiatecki W. Equilibrium configurations of rotating charged or gravitating liquid masses with surface tension. {II} // Annals of Physics. — 1974. — Vol. 82, no. 2. — P. 557 – 596.
- [123] {RIPL} - Reference Input Parameter Library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations / R. Capote, M. Herman, P. Oblozinsky et al. // Nuclear Data Sheets. — 2009. — Vol. 110, no. 12. — P. 3107 – 3214.

Приложение. Выходы продуктов фотоделения ^{238}U

$A = 84$

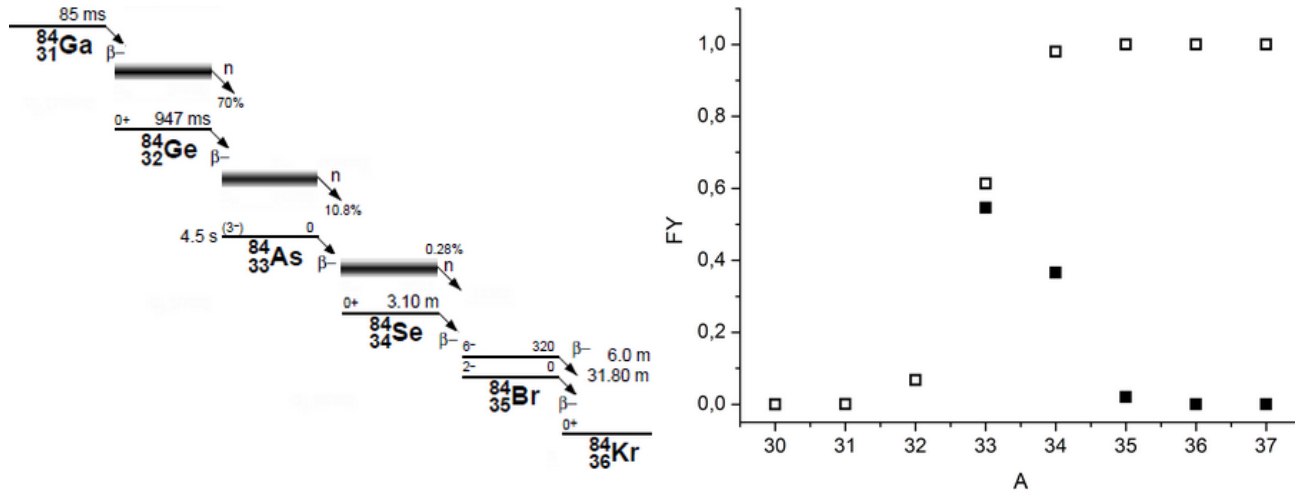


Рис. 45. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 84$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

В спектре виден распад изотопа $^{84}_{35}\text{Br}$ из основного состояния. Распад из метастабильного состояния брома не учитывается, т. к. вероятность распада $^{84}_{34}\text{Se}(0^+) \rightarrow ^{84}_{35}\text{Br}_{meta}(6^-)$ намного меньше, чем $^{84}_{34}\text{Se}(0^+) \rightarrow ^{84}_{35}\text{Br}(2^-)$.

Таблица 21. Выходы по отдельным γ -линиям $^{84}_{35}\text{Br}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{84}_{35}\text{Br}$	19.5	881.61	42	60.3	14.3	0.0222	0.0053	0.0222	0.0053	CY
$^{84}_{35}\text{Br}$	29.1	881.61	42	61	15	0.0226	0.0054	0.0226	0.0054	CY
$^{84}_{35}\text{Br}$	48.3	881.61	42	36.5	11.0	0.0133	0.0040	0.0133	0.0040	CY
$^{84}_{35}\text{Br}$	67.7	881.61	42	40.3	11.2	0.0147	0.0041	0.0147	0.0041	CY

$$A = 85$$

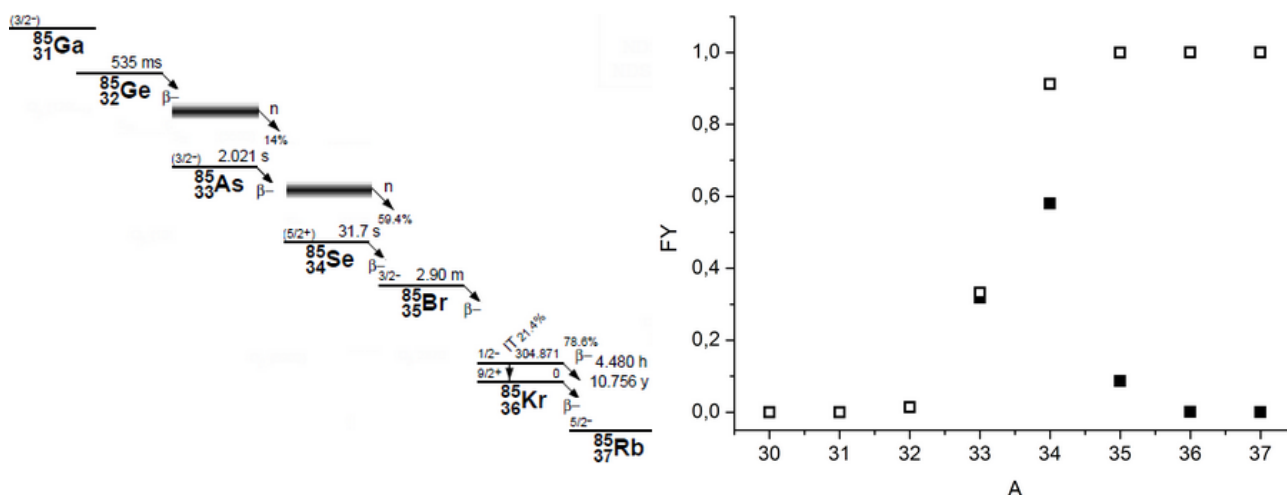


Рис. 46. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 85$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

В спектре виден β^- - распад из метастабильного состояния изотопа $^{85}_{36}\text{Kr}$. При расчете выхода образования ядра криптона в метастабильном состоянии нужно учесть, что из всего числа ядер криптона в метастабильном состоянии только 78.6% распадается путем β^- - распада на $^{85}_{37}\text{Rb}$. Остальные ядра переходят в основное состояние криптона, распад которого из-за большого периода полураспада не может быть обнаружен.

Таблица 22. Выходы по отдельным γ -линиям $^{85}_{36}\text{Kr}_{meta}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{CP}$	
$^{85}_{36}\text{Kr}_{meta}$	19.5	151.159	75	256.0	17.1	0.0280	0.0019	0.0280	0.0019	CY
$^{85}_{36}\text{Kr}_{meta}$	29.1	151.159	75	182.1	6.2	0.0268	0.0009	0.0268	0.0009	CY
$^{85}_{36}\text{Kr}_{meta}$	48.3	151.159	75	299.5	8.7	0.0189	0.0005	0.0189	0.0005	CY
$^{85}_{36}\text{Kr}_{meta}$	67.7	151.159	75	121.1	5.1	0.0125	0.0005	0.0125	0.0005	CY

$$A = 87$$

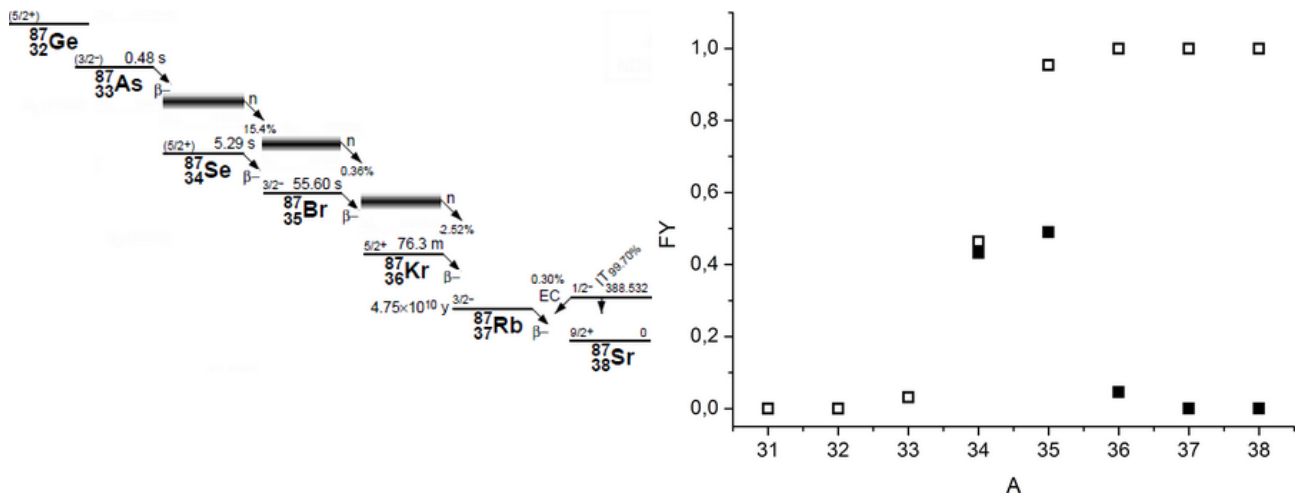


Рис. 47. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 87$.
 ■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 23. Выходы по отдельным γ -линиям $^{87}_{36}\text{Kr}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{87}_{36}\text{Kr}$	19.5	402.6	49.6	264.6	16.3	0.048	0.003	0.048	0.003	CY
$^{87}_{36}\text{Kr}$	29.1	402.6	49.6	222.2	13.9	0.042	0.003	0.042	0.003	CY
$^{87}_{36}\text{Kr}$	48.3	402.6	49.6	198.1	13.3	0.031	0.002	0.031	0.002	CY
$^{87}_{36}\text{Kr}$	67.7	402.6	49.6	118.0	9.0	0.019	0.001	0.019	0.001	CY

$$A = 89$$

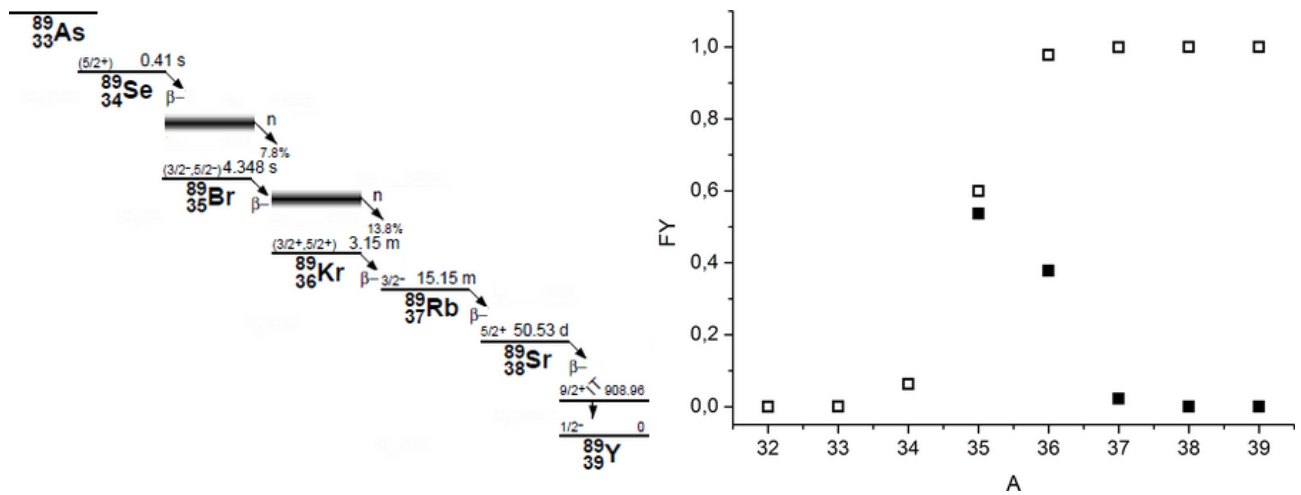


Рис. 48. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 89$.
 ■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 24. Выходы по отдельным γ -линиям $^{89}_{37}\text{Rb}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{89}_{37}\text{Rb}$	19.5	1031.9	46.3	127.3	20.2	0.0971	0.0154	0.0971	0.0154	CY
$^{89}_{37}\text{Rb}$	29.1	1031.9	46.3	78.6	8.6	0.0600	0.0066	0.0600	0.0066	CY
$^{89}_{37}\text{Rb}$	48.3	1031.9	46.3	74.7	10.2	0.0569	0.0078	0.0569	0.0078	CY
$^{89}_{37}\text{Rb}$	67.7	1031.9	46.3	46.5	7.0	0.0355	0.0053	0.0355	0.0053	CY

$A = 91$

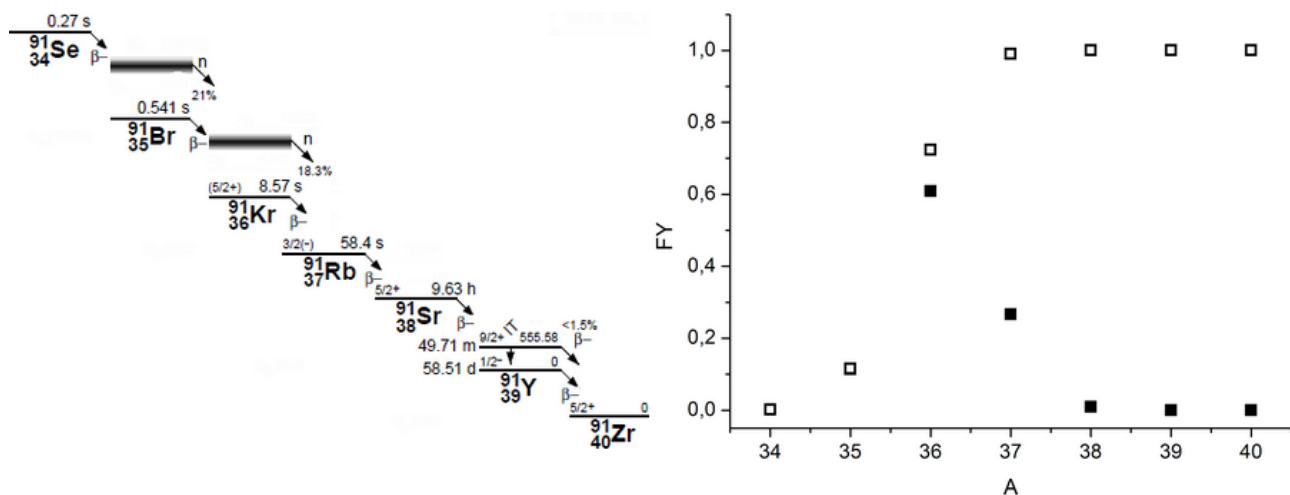


Рис. 49. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 91$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 25. Выходы по отдельным γ -линиям $^{91}_{38}\text{Sr}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{91}_{38}\text{Sr}$	19.5	652.6	11.34	965.4	90.9	0.093	0.009	0.124	0.002	CY
	19.5	749.8	23.61	1337.2	30.5	0.129	0.003			CY
	19.5	1024.3	33	1321.5	25.0	0.128	0.002			CY
$^{91}_{38}\text{Sr}$	29.1	652.6	11.34	894.4	87.4	0.092	0.009	0.098	0.005	CY
	29.1	749.8	23.61	929.5	38.5	0.096	0.004			CY
	29.1	1024.3	33	995.7	34.2	0.103	0.004			CY
$^{91}_{38}\text{Sr}$	48.3	749.8	23.61	1930.7	54.4	0.094	0.003	0.096	0.002	CY
	48.3	1024.3	33	2021.8	49.0	0.098	0.002			CY
$^{91}_{38}\text{Sr}$	67.7	652.6	11.34	581.4	45.0	0.038	0.003	0.042	0.003	CY
	67.7	749.8	23.61	606.5	33.8	0.040	0.002			CY
	67.7	1024.3	33	688.4	31.4	0.045	0.002			CY

$A = 92$

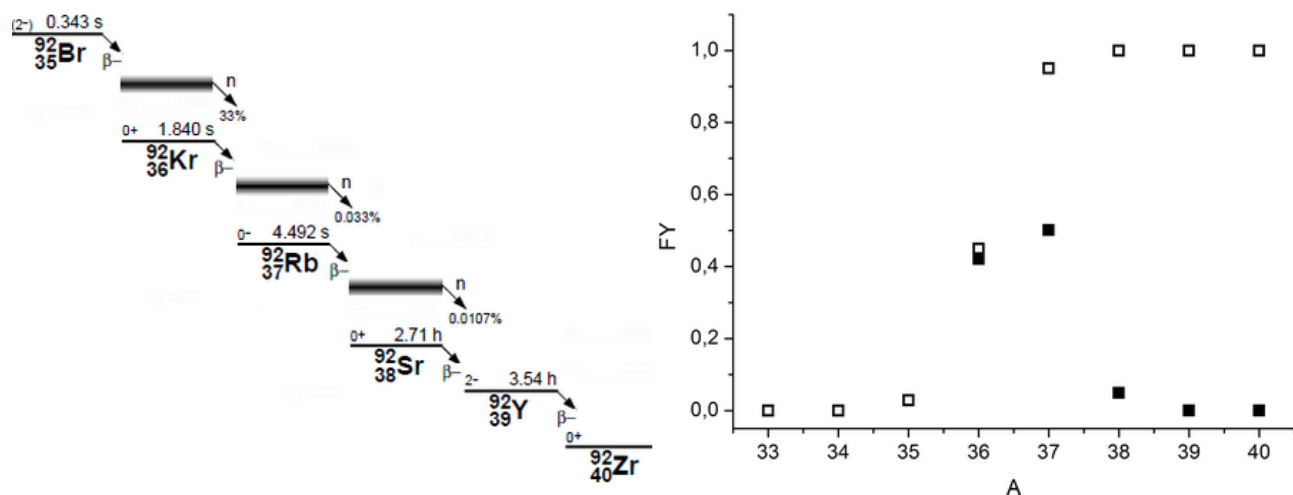


Рис. 50. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 92$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 26. Выходы по отдельным γ -линиям $^{92}_{39}\text{Y}$

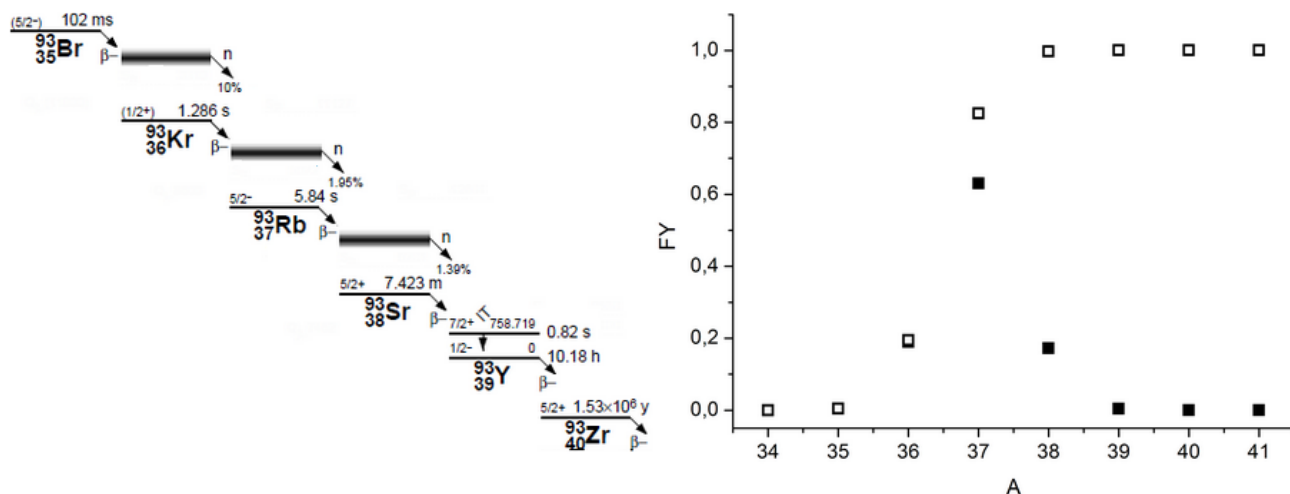
	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{92}_{39}\text{Y}$	19.5	448.34	1.9	715	141	0.041	0.009	0.018	0.003	IY
	19.5	561.03	1.7	109	28	-0.0300	-0.0080			IY
	19.5	934.46	11.5	590	64	0.0270	0.0030			IY
	19.5	1405.28	4.0	352	62	-0.0010	0.00010			IY
$^{92}_{39}\text{Y}$	29.1	448.34	1.9	185	43	-0.0110	-0.0030	0.016	0.002	IY
	29.1	561.03	1.7	408	113	0.0170	0.0050			IY
	29.1	934.46	11.5	517	54	0.0300	0.0040			IY
	29.1	1405.28	4.0	230	46	-0.0050	-0.0010			IY
$^{92}_{39}\text{Y}$	48.3	448.34	1.9	795	153	0.0030	0.0010	0.018	0.002	IY
	48.3	561.03	1.7	823	186	0.0060	0.0010			IY
	48.3	934.46	11.5	1125	99	0.0270	0.0030			IY
	48.3	1405.28	4.0	938	146	0.0140	0.0020			IY
$^{92}_{39}\text{Y}$	67.7	561.03	1.7	315	51	0.0049	0.0008	0.007	0.001	IY
	67.7	934.46	11.5	340	37	0.0072	0.0009			IY

В спектрах остаточной активности видны γ -переходы от ядер $^{92}_{38}\text{Sr}$ и $^{92}_{39}\text{Y}$. Выход $^{92}_{38}\text{Sr}$ - накопленный, выход $^{92}_{39}\text{Y}$ - независимый. Выход стронция определяется по линии 1383 КэВ.

Таблица 27. Выходы по отдельным γ -линиям $^{92}_{38}\text{Sr}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{92}_{38}\text{Sr}$	19.5	1383.93	90	960.8	69.3	0.122	0.009	0.122	0.009	CY
$^{92}_{38}\text{Sr}$	29.1	1383.93	90	769.7	45.2	0.1021	0.0060	0.1021	0.0060	CY
$^{92}_{38}\text{Sr}$	48.3	1383.93	90	1002.5	39.8	0.084	0.003	0.084	0.003	CY
$^{92}_{38}\text{Sr}$	67.7	1383.93	90	468.8	20.8	0.046	0.002	0.046	0.002	CY

$A = 93$

Рис. 51. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 93$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 28. Выходы по отдельным γ -линиям $^{93}_{39}\text{Y}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{93}_{39}\text{Y}$	19.5	266.9	7.3	1534	66	0.1473	0.0063	0.147	0.024	CY
	19.5	947.1	2.09	2393	430	0.2297	0.0413			CY
$^{93}_{39}\text{Y}$	29.1	266.9	7.3	1318	92	0.1349	0.0094	0.135	0.022	CY
	29.1	947.1	2.09	1991	376	0.2039	0.0385			CY
$^{93}_{39}\text{Y}$	48.3	266.9	7.3	2467	147	0.118	0.007	0.118	0.007	CY
	48.3	947.1	2.09	2399	448	0.1148	0.0214			CY
$^{93}_{39}\text{Y}$	67.7	266.9	7.3	933	81	0.0610	0.0053	0.061	0.006	CY
	67.7	947.1	2.09	1142	299	0.0734	0.0192			CY

$$A = 94$$

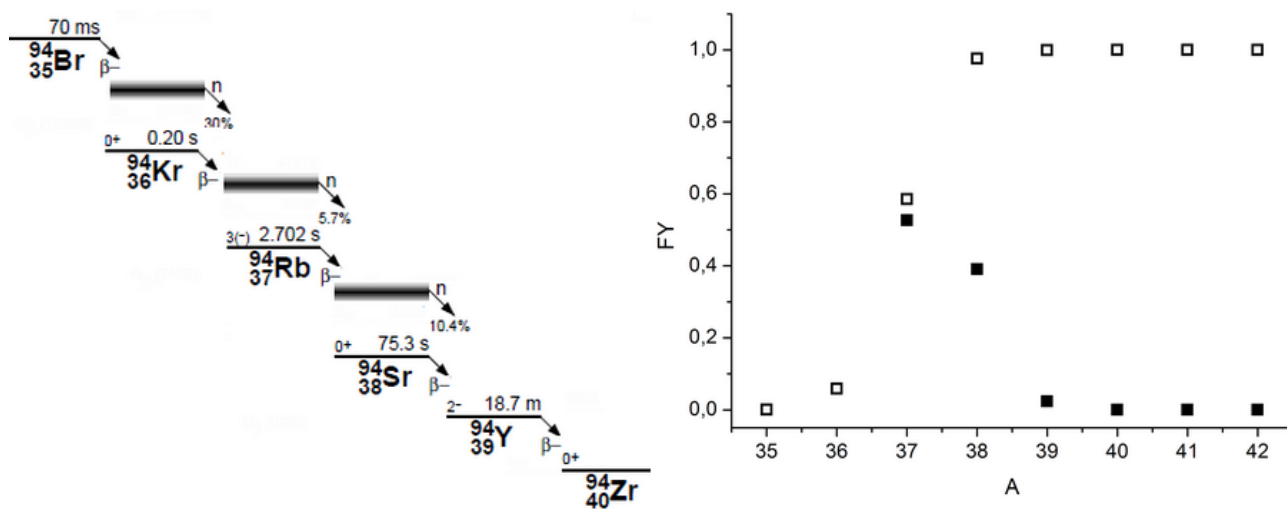


Рис. 52. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 94$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 29. Выходы по отдельным γ -линиям $^{94}_{39}\text{Y}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{94}_{39}\text{Y}$	19.5	918.74	56	221	21	0.1365	0.0130	0.1365	0.0130	CY
$^{94}_{39}\text{Y}$	29.1	918.74	56	206	18	0.1274	0.0109	0.1274	0.0109	CY
$^{94}_{39}\text{Y}$	67.7	918.74	56	76	9	0.0472	0.0057	0.0472	0.0057	CY

$$A = 97$$

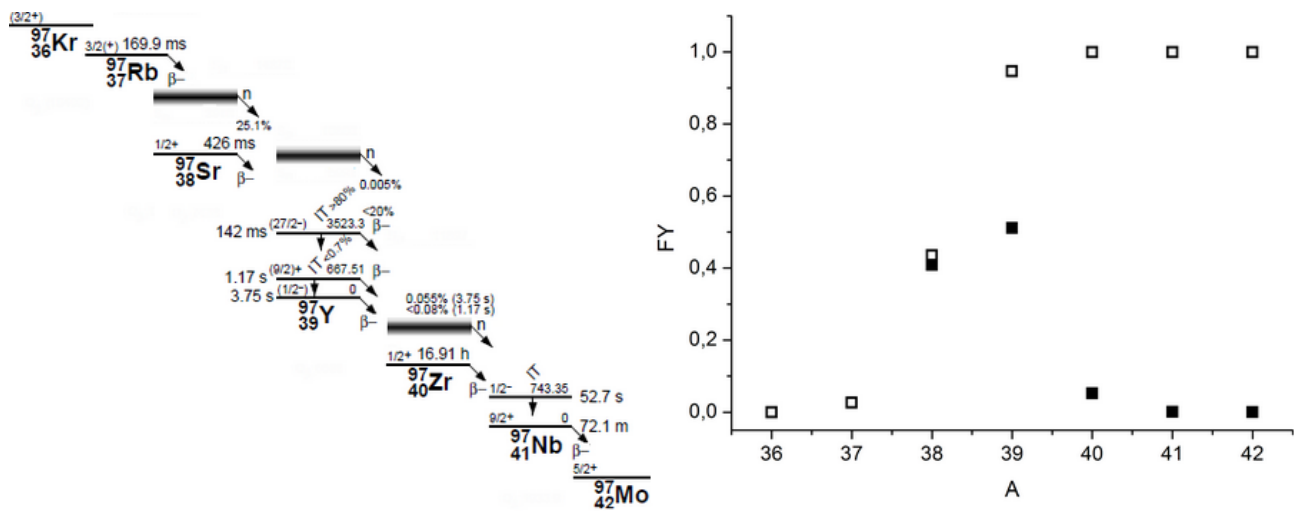


Рис. 53. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 97$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 30. Выходы по отдельным γ -линиям $^{97}_{40}\text{Zr}$

	T , МэВ	E_{γ} , КэВ	I_{γ}	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{97}_{40}\text{Zr}$	19.5	743.36	91	1646	38	0.151	0.003	0.151	0.003	CY
$^{97}_{40}\text{Zr}$	29.1	744.36	91	1322	36	0.130	0.004	0.130	0.004	CY
$^{97}_{40}\text{Zr}$	48.3	745.36	91	3194	29	0.137	0.001	0.137	0.001	CY
$^{97}_{40}\text{Zr}$	67.7	746.36	91	1009	20	0.062	0.001	0.062	0.001	CY

$A = 99$

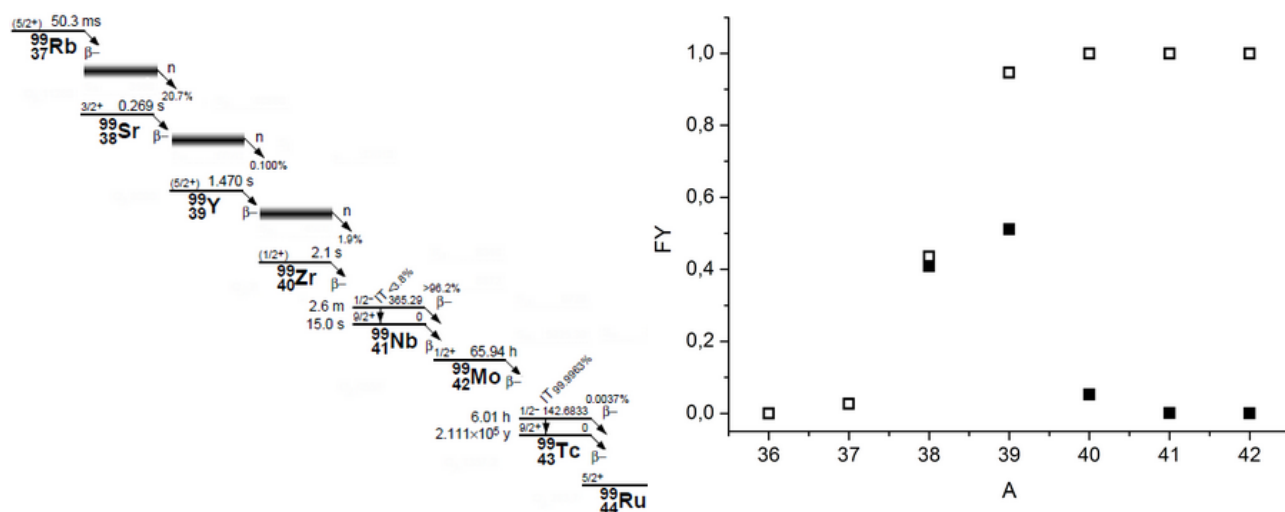


Рис. 54. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 99$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

В цепочке распадов ядер - изобар с массовым числом $A = 99$ можно определить накопленный выход образования изотопа $^{99}_{42}\text{Mo}$. Также наблюдается γ -линия $E = 140.511$ КэВ, соответствующая распаду как самого молибдена $^{99}_{40}\text{Zr}$, так и распаду метастабильного состояния технеция $^{99}_{43}\text{Tc}^{meta}$. Анализ линии $E = 140.511$ КэВ показал, что независимый выход образования метастабильного технеция при делении равен нулю с учетом погрешности. Поэтому в дальнейших расчетах учитывается только накопленный выход образования изотопа молибдена $^{99}_{42}\text{Mo}$.

Таблица 31. Выходы по отдельным γ -линиям $^{99}_{42}\text{Mo}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{CP}$	
$^{99}_{42}\text{Mo}$	19.5	140.511	89.43	1790	15	0.1414	0.0011	0.1413	0.0016	CY
	19.5	181.063	4.712	1760	328	0.1390	0.0259			CY
	19.5	777.921	4.26	1825	207	0.1441	0.0163			CY
$^{99}_{42}\text{Mo}$	29.1	140.511	89.43	1470	18	0.1383	0.0017	0.1387	0.0019	CY
	29.1	181.063	4.712	1522	219	0.1432	0.0206			CY
	29.1	777.921	4.26	1694	276	0.1593	0.0260			CY
$^{99}_{42}\text{Mo}$	48.3	140.511	89.43	3274	19	0.1261	0.0007	0.1323	0.0034	CY
	48.3	181.063	4.712	5374	1942	0.2070	0.0748			CY
	48.3	777.921	4.26	2771	330	0.1067	0.0127			CY
$^{99}_{42}\text{Mo}$	67.7	140.511	19.50	921.4	189.9	0.055	0.011	0.061	0.001	CY
	67.7	777.921	0.23	1009.4	20.4	0.062	0.001			CY

$$A = 101$$

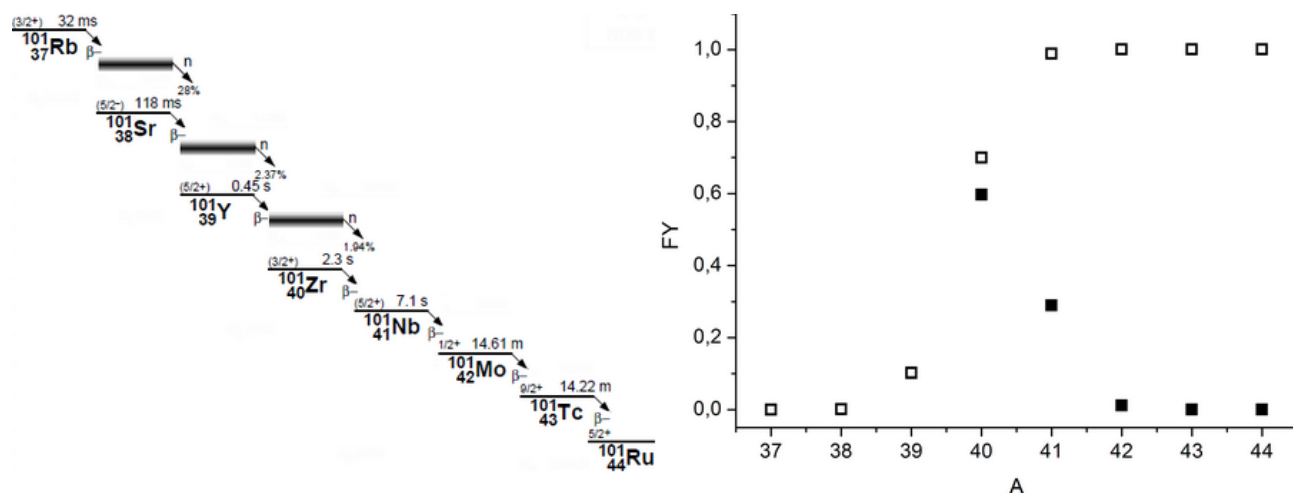


Рис. 55. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 101$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

В цепочке распадов с $A = 101$ при энергии ускорителя 29.1 МэВ наблюдаются γ -линии от распада $^{101}_{42}\text{Mo}$ и $^{101}_{43}\text{Tc}$. Из накопленного выхода образования изотопа молибдена $^{101}_{42}\text{Mo}$, можно определить независимый выход образования изотопа технеция $^{101}_{43}\text{Tc}$. Анализ кривой распада γ -линий 127.226, 306.857 и 545.117 КэВ, дает значение независимого выхода для $^{101}_{43}\text{Tc}$ ноль в пределах погрешности, что соответствует зарядовому распределению.

Таблица 32. Выходы по отдельным γ -линиям $^{101}_{42}\text{Mo}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{101}_{42}\text{Mo}$	19.5	191.92	15.73	57.9	6.9	0.0458	0.0055	0.046	0.005	CY
	19.5	505.92	8.689	36.0	12.6	0.0285	0.0100			CY
	19.5	1012.47	11.82	78.5	18.7	0.0620	0.0148			CY
$^{101}_{42}\text{Mo}$	29.1	191.92	15.73	174.0	15.9	0.1376	0.0126	0.137	0.011	CY
	29.1	505.92	8.689	142.4	35.7	0.1126	0.0282			CY
	29.1	1012.47	11.82	208.5	35.3	0.1649	0.0279			CY
$^{101}_{42}\text{Mo}$	48.3	191.92	15.73	158.4	11.0	0.129	0.009	0.129	0.009	CY
$^{101}_{42}\text{Mo}$	67.7	191.92	15.73	58.2	10.2	0.0461	0.0080	0.0406	0.0076	CY
	67.7	505.92	8.689	46.4	25.7	0.0367	0.0204			CY

$A = 104$

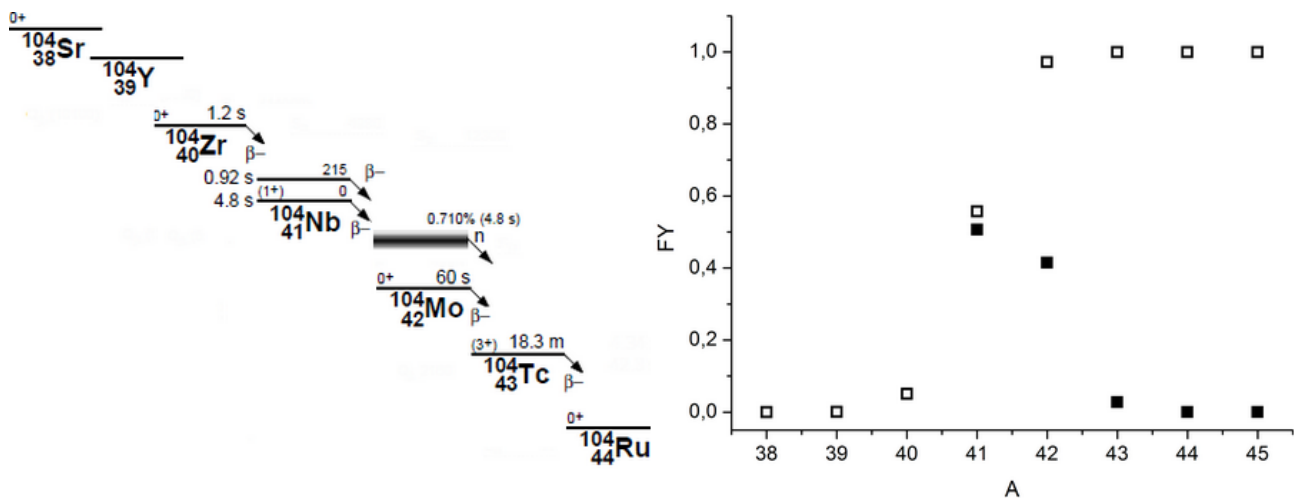


Рис. 56. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 104$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 33. Выходы по отдельным γ -линиям $^{104}_{43}\text{Tc}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{104}_{43}\text{Tc}$	19.5	358	68.91	130	8	0.0823	0.0048	0.0823	0.0048	CY
$^{104}_{43}\text{Tc}$	29.1	358	68.91	45	4	0.0281	0.0025	0.1368	0.0107	CY
$^{104}_{43}\text{Tc}$	48.3	358	68.91	130	8	0.0823	0.0048	0.0823	0.0048	CY
$^{104}_{43}\text{Tc}$	67.7	358	68.91	45	4	0.0281	0.0025	0.0281	0.0025	CY

$A = 105$

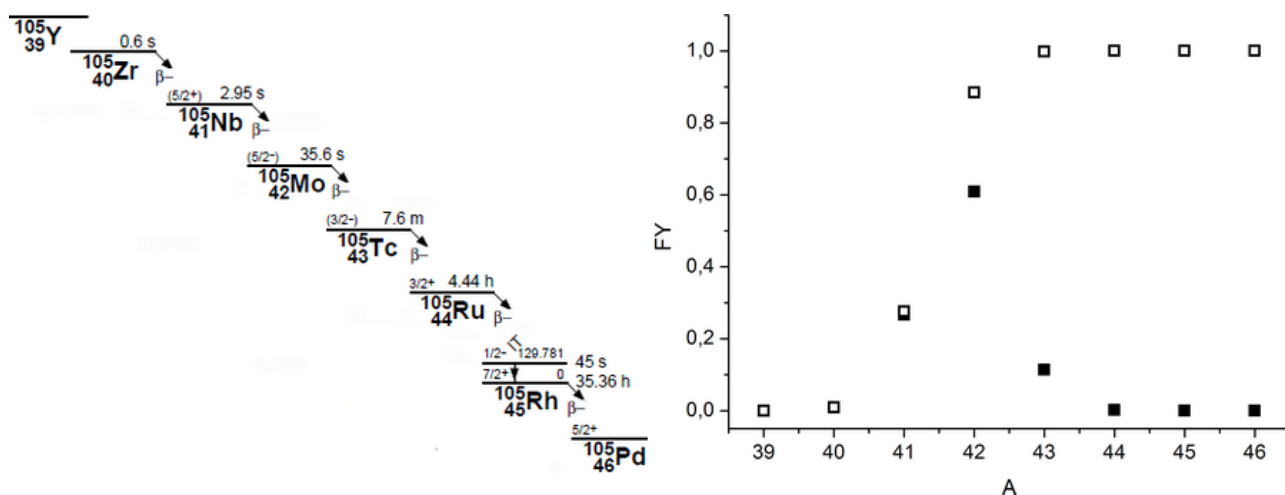


Рис. 57. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 105$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

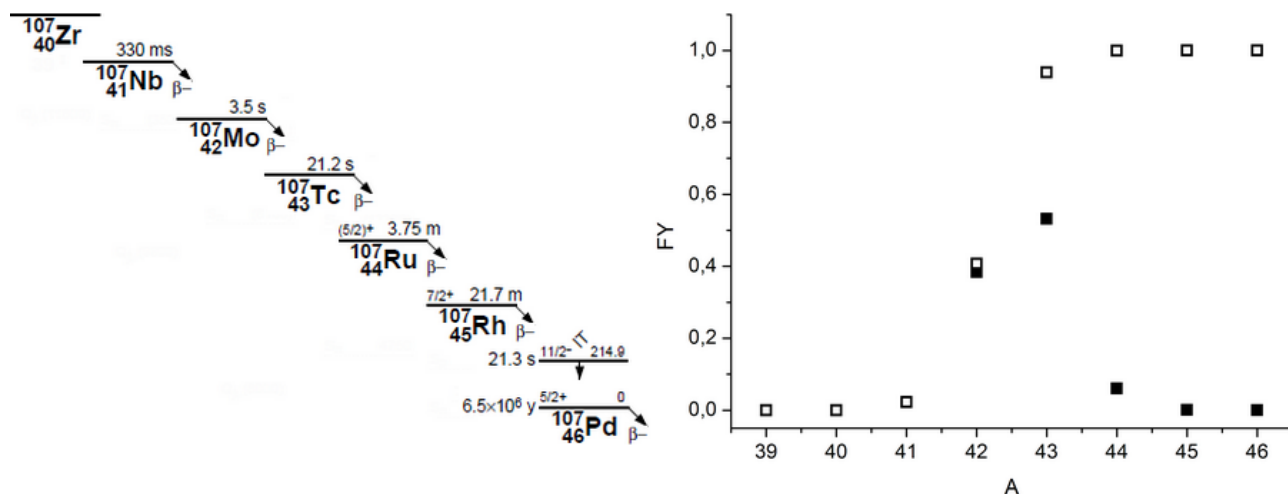
Таблица 34. Выходы по отдельным γ -линиям $^{105}_{44}\text{Ru}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{105}_{44}\text{Ru}$	19.5	129.782	4.2	695	91	0.0762	0.0099	0.0778	0.0048	CY
	19.5	316.44	8.4	775	65	0.0850	0.0071			CY
	19.5	413.53	1.6	771	250	0.0846	0.0274			CY
	19.5	469.37	13.7	682	52	0.0748	0.0057			CY
	19.5	724.21	47.1	692	23	0.0760	0.0025			CY
	19.5	969.44	2.3	829	357	0.0910	0.0392			CY
$^{105}_{44}\text{Ru}$	29.1	129.782	4.2	478	71	0.0554	0.0082	0.0690	0.0100	CY
	29.1	316.44	8.4	909	93	0.1055	0.0108			CY
	29.1	469.37	13.7	550	48	0.0637	0.0055			CY
	29.1	724.21	47.1	534	21	0.0619	0.0024			CY
$^{105}_{44}\text{Ru}$	48.3	129.782	4.2	886	93	0.0562	0.0059	0.0565	0.0030	CY
	48.3	316.44	8.4	966	232	0.0612	0.0147			CY
	48.3	469.37	13.7	879	62	0.0557	0.0040			CY
	48.3	724.21	47.1	872	27	0.0552	0.0017			CY

Таблица 35. Выходы по отдельным γ -линиям $^{105}_{44}Ru$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{CP}$	
$^{105}_{44}Ru$	67.7	129.782	4.2	448	64	0.0358	0.0051	0.0336	0.0014	CY
	67.7	316.44	8.4	544	55	0.0435	0.0044			CY
	67.7	469.37	13.7	385	37	0.0307	0.0029			CY
	67.7	724.21	47.1	381	17	0.0304	0.0013			CY

$A = 107$

Рис. 58. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 107$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 36. Выходы по отдельным γ -линиям $^{107}_{45}Rh$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{CP}$	
$^{107}_{45}Rh$	19.5	302.77	65.53	55	7	0.0292	0.0037	0.0292	0.0037	CY
$^{107}_{45}Rh$	29.1	302.77	65.53	43	5	0.0232	0.0027	0.0232	0.0027	CY
$^{107}_{45}Rh$	48.3	302.77	65.53	40	5	0.0214	0.0029	0.0214	0.0029	CY
$^{107}_{45}Rh$	67.7	302.77	65.53	33	6	0.0176	0.0033	0.0176	0.0033	CY

$$A = 112$$

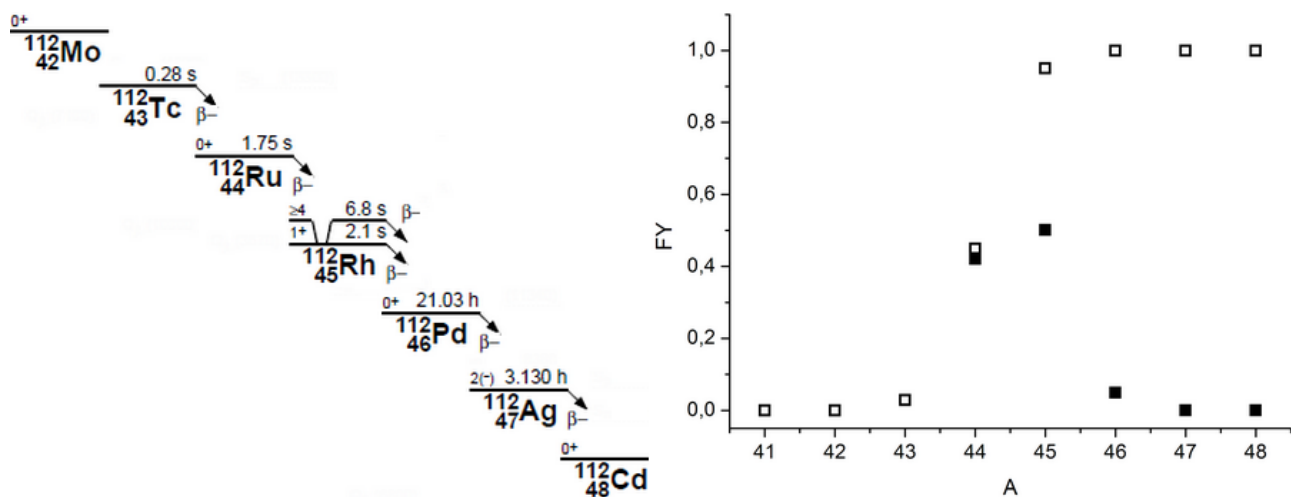


Рис. 59. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 112$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 37. Выходы по отдельным γ -линиям $^{112}_{47}\text{Ag}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{112}_{47}\text{Ag}$	19.5	617.516	43	47	8	0.0057	0.0010	0.0057	0.0010	CY
$^{112}_{47}\text{Ag}$	29.1	617.516	43	96	10	0.0093	0.0010	0.0093	0.0010	CY
$^{112}_{47}\text{Ag}$	48.3	617.516	43	183	39	0.0140	0.0030	0.0139	0.0030	CY
$^{112}_{47}\text{Ag}$	67.7	617.516	43	75	10	0.0069	0.0009	0.0069	0.0009	CY

$A = 113$

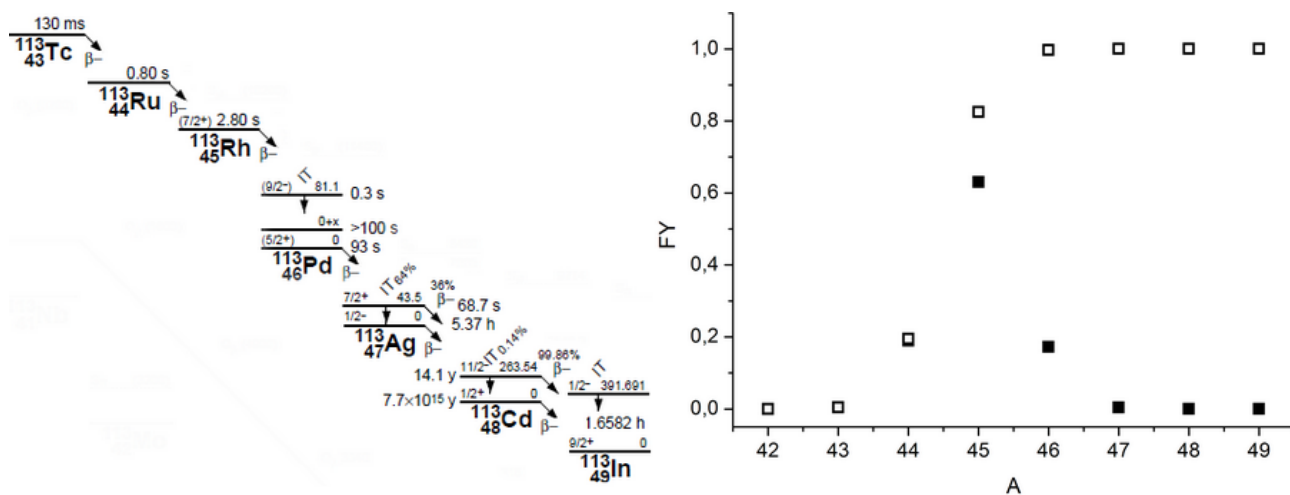


Рис. 60. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A=113$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 38. Выходы по отдельным γ -линиям $^{113}_{47}\text{Ag}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{113}_{47}\text{Ag}$	19.5	298.6	10	54	21	0.0057	0.0022	0.0057	0.0022	CY
$^{113}_{47}\text{Ag}$	29.1	298.6	10	52	20	0.0100	0.0040	0.0100	0.0040	CY
$^{113}_{47}\text{Ag}$	48.3	298.6	10	194	46	0.0113	0.0027	0.0113	0.0027	CY
$^{113}_{47}\text{Ag}$	67.7	298.6	10	82	31	0.0062	0.0023	0.0062	0.0023	CY

$$A = 115$$

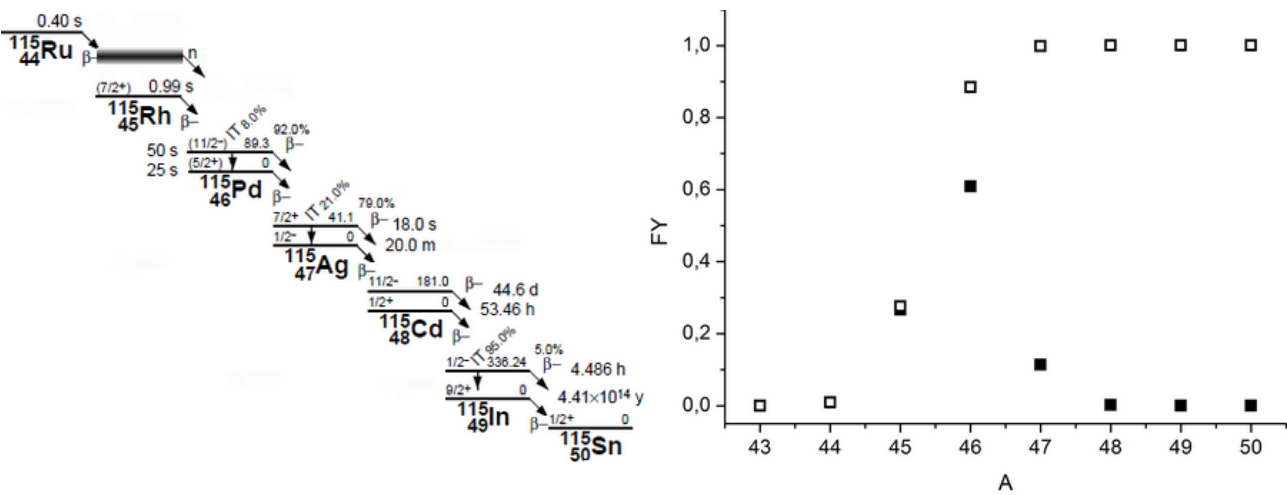


Рис. 61. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 115$.
 ■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 39. Выходы по отдельным γ -линиям $^{115}_{48}\text{Cd}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{115}_{48}\text{Cd}$	19.5	336.24	41.85	50	26	0.0044	0.0023	0.0058	0.0025	CY
	19.5	527.9	24.12	107	77	0.0094	0.0068			CY
$^{115}_{48}\text{Cd}$	29.1	336.24	41.85	112	20	0.0106	0.0018	0.0106	0.0015	CY
	29.1	527.9	24.12	115	29	0.0108	0.0028			CY
$^{115}_{48}\text{Cd}$	48.3	336.24	41.85	340	32	0.0134	0.0013	0.0122	0.0092	CY
	48.3	527.9	24.12	232	12	0.0092	0.0005			CY
$^{115}_{48}\text{Cd}$	67.7	336.24	41.85	189	32	0.0063	0.0006	0.0063	0.0006	CY

$A = 117$

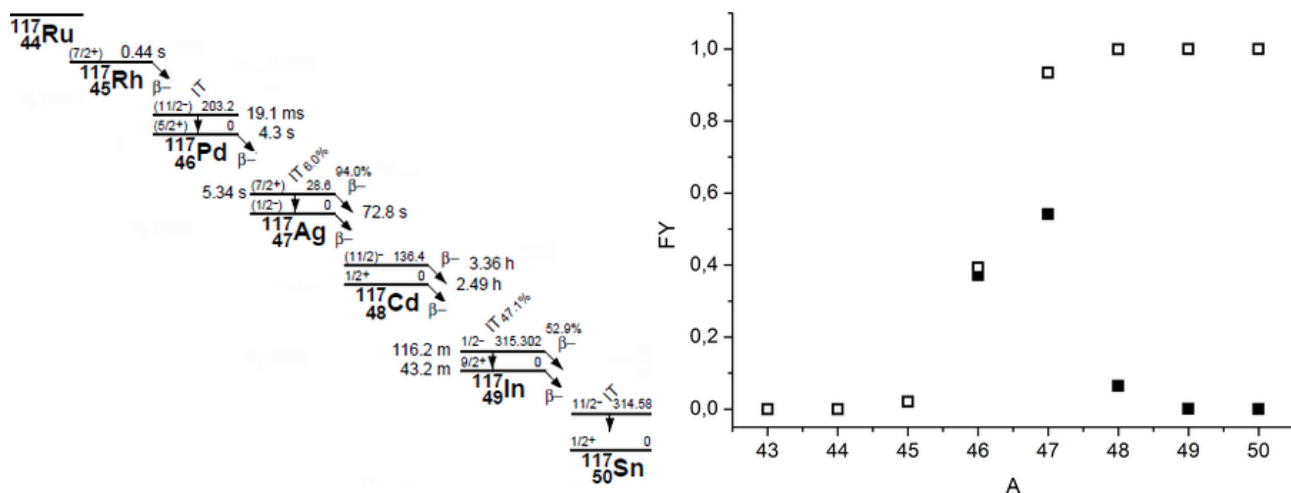


Рис. 62. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 117$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

В цепочке распадов ядер - изобар с массовым числом $A = 117$ видны γ -линии от распадов изотопов $^{117}_{48}\text{Cd}$ и $^{117}_{49}\text{In}$. Они связаны между собой цепочкой распадов через метастабильные состояния. $MY(117) = 0,529 \cdot CY(^{117}_{49}\text{In}) + CY(^{117}_{48}\text{Cd})$

Таблица 40. Выходы по отдельным γ -линиям $^{117}_{48}\text{Cd}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{117}_{48}\text{Cd}$	19.5	273.349	28	33	21	0.0043	0.0027	0.0023	0.0014	CY
$^{117}_{48}\text{Cd}$	29.1	273.349	28	49	9	0.0066	0.0012	0.0066	0.0012	CY
$^{117}_{48}\text{Cd}$	48.3	273.349	28	73	24	0.0065	0.0022	0.0065	0.0022	CY
$^{117}_{48}\text{Cd}$	67.7	273.349	28	47	8	0.0048	0.0009	0.0048	0.0009	CY

Таблица 41. Выходы по отдельным γ -линиям $^{117}_{49}\text{In}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{117}_{49}\text{In}$	19.5	553	75.33	19	7	0.0052	0.0019	0.0071	0.0011	CY
	19.5	158.562	67.01	28	5	0.0078	0.0013			CY
$^{117}_{49}\text{In}$	29.1	553	75.33	26	7	0.0075	0.0019	0.0083	0.0011	CY
	29.1	158.562	67.01	30	5	0.0086	0.0013			CY
$^{117}_{49}\text{In}$	48.3	553	75.33	49	10	0.0131	0.0028	0.0098	0.0022	CY
	48.3	158.562	67.01	32	5	0.0085	0.0013			CY
$^{117}_{49}\text{In}$	67.7	553	75.33	23	6	0.0062	0.0015	0.0051	0.0007	CY
	67.7	158.562	67.01	17	3	0.0047	0.0008			CY

$A = 123$

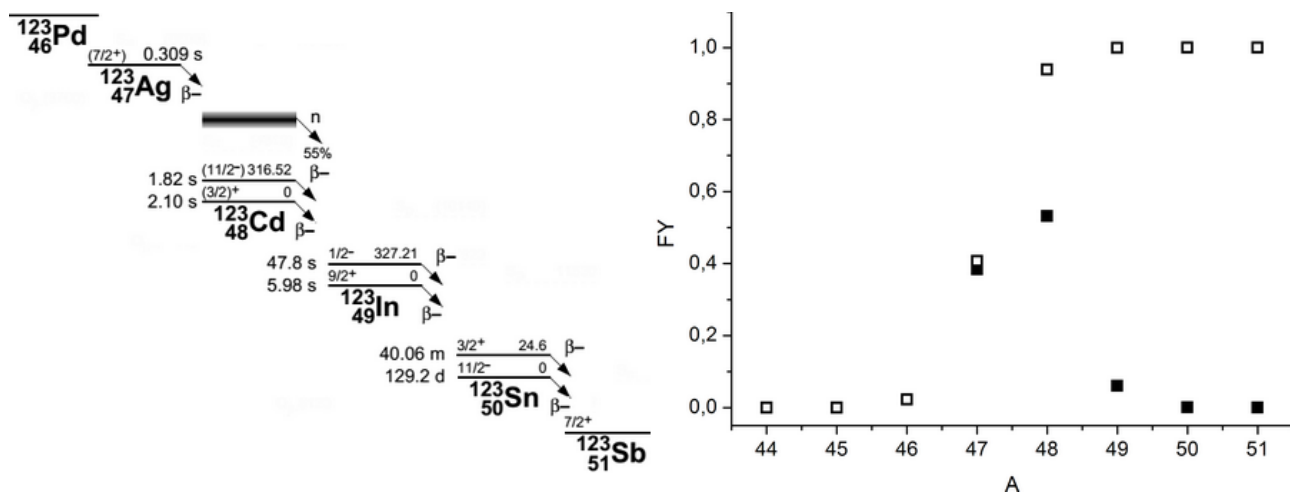


Рис. 63. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A=123$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 42. Выходы по отдельным γ -линиям $^{123}_{50}\text{Sn}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{123}_{50}\text{Sn}$	19,5	160,33	86	21,5	2,6	0,0064	0,0008	0,0064	0,0008	CY
	29,1	160,33	86	28,5	3,0	0,0086	0,0009	0,0086	0,0009	CY
	48,3	160,33	86	24,2	2,6	0,0070	0,0007	0,0070	0,0007	CY
	67,7	160,33	86	21,7	2,3	0,0063	0,0007	0,0063	0,0007	CY

$$A = 127$$

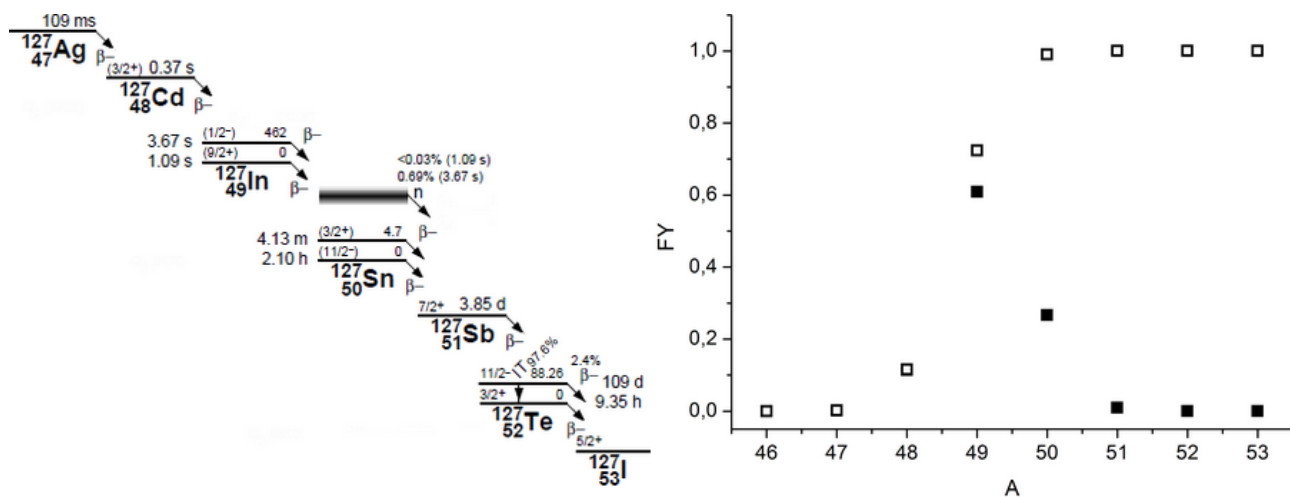


Рис. 64. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 127$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 43. Выходы по отдельным γ -линиям $^{127}_{51}\text{Sb}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{127}_{51}\text{Sb}$	19.5	473	24.63	185	28	0.0161	0.0024	0.0176	0.0024	CY
	19.5	685.7	36.74	218	46	0.0190	0.0040			CY
$^{127}_{51}\text{Sb}$	29.1	473	24.63	377	135	0.0316	0.0126	0.0244	0.0064	CY
	29.1	685.7	36.74	227	37	0.0176	0.0035			CY
$^{127}_{51}\text{Sb}$	48.3	473	24.63	605	88	0.0234	0.0034	0.0233	0.0019	CY
	48.3	685.7	36.74	600	51	0.0232	0.0020			CY
$^{127}_{51}\text{Sb}$	67.7	473	24.63	176	27	0.0099	0.0015	0.0100	0.0011	CY
	67.7	685.7	36.74	180	27	0.0102	0.0015			CY

$$A = 128$$

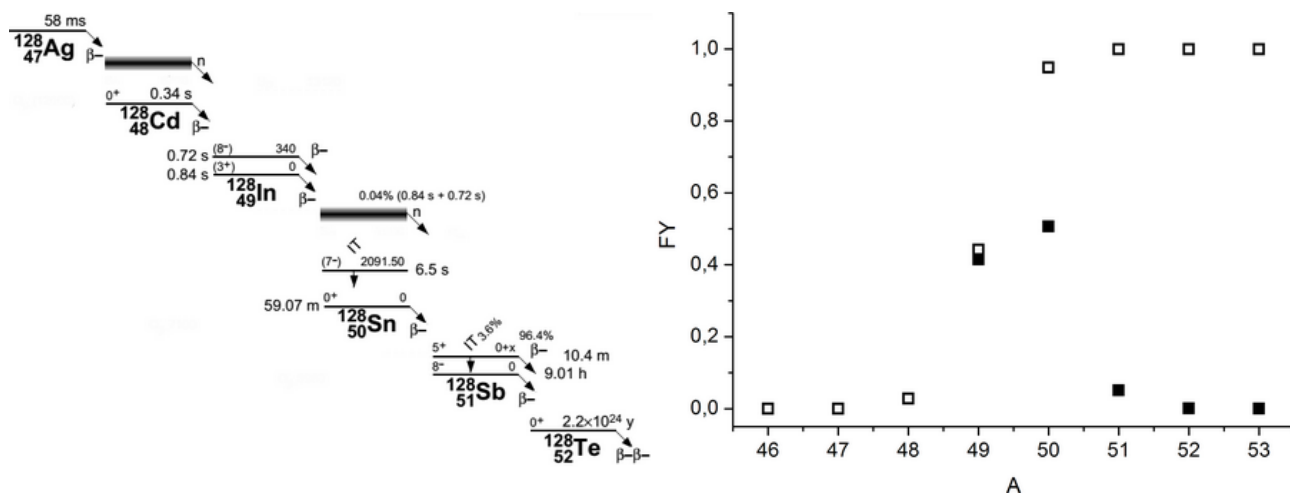


Рис. 65. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 128$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 44. Выходы по отдельным γ -линиям $^{128}_{50}\text{Sn}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{128}_{50}\text{Sn}$	19,5	152,7	6,5	120	47	0,026	0,010	0,0219	0,0032	CY
	19,5	482,3	59	95	9	0,021	0,002			CY
	19,5	557,3	16,5	75	60	0,016	0,013			CY
	19,5	680,5	15,9	150	37	0,033	0,008			CY
	29,1	152,7	6,5	93	13	0,021	0,003	0,0193	0,0019	CY
	29,1	482,3	59	89	9	0,020	0,002			CY
	29,1	557,3	16,5	77	27	0,017	0,006			CY
	29,1	680,5	15,9	82	33	0,018	0,007			CY
	48,3	152,7	6,5	130	45	0,026	0,009	0,0239	0,0025	CY
	48,3	482,3	59	116	17	0,023	0,003			CY
	48,3	557,3	16,5	117	20	0,023	0,004			CY
	48,3	680,5	15,9	147	44	0,029	0,009			CY
	67,7	482,3	59	56	6	0,011	0,001	0,0113	0,0013	CY

$A = 129$

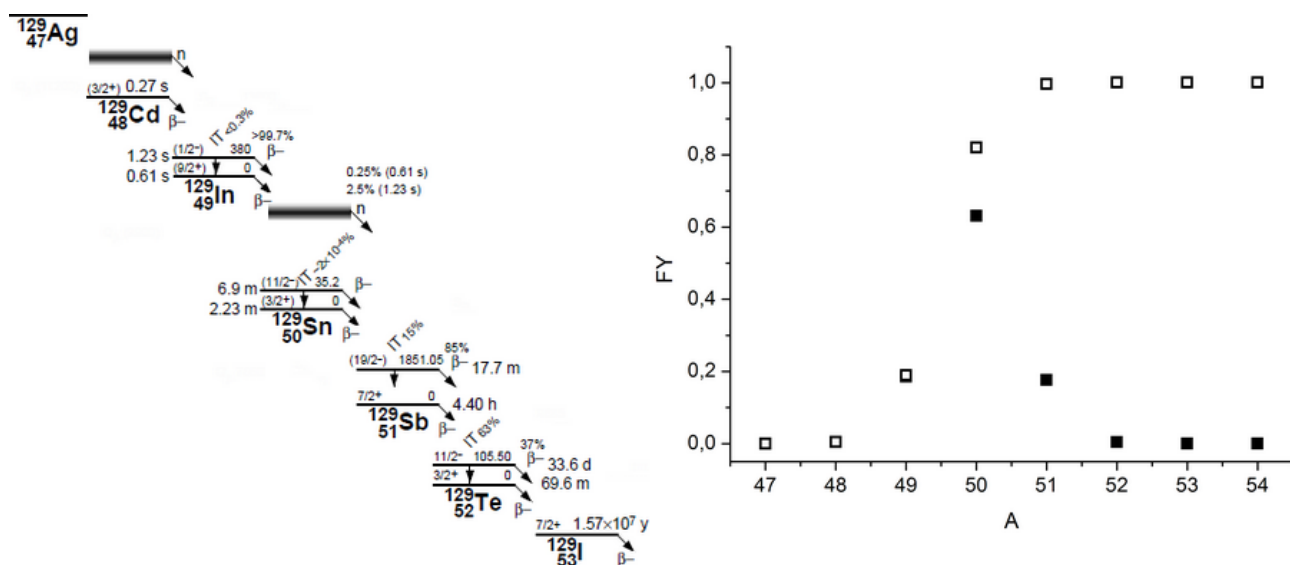


Рис. 66. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 129$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 45. Выходы по отдельным γ -линиям $^{129}_{51}\text{Sb}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{129}_{51}\text{Sb}$	19.5	544.7	17.9	281	47	0.0309	0.0051	0.0361	0.0047	CY
	19.5	812.8	43	322	21	0.0354	0.0024			CY
	19.5	914.6	20	367	58	0.0404	0.0063			CY
	19.5	1030.1	12.6	403	90	0.0443	0.0099			CY
$^{129}_{51}\text{Sb}$	29.1	544.7	17.9	266	78	0.0309	0.0090	0.0350	0.0045	CY
	29.1	812.8	43	293	21	0.0341	0.0024			CY
	29.1	914.6	20	350	44	0.0407	0.0052			CY
	29.1	1030.1	12.6	323	73	0.0375	0.0085			CY
$^{129}_{51}\text{Sb}$	48.3	544.7	17.9	561	72	0.0357	0.0046	0.0310	0.0035	CY
	48.3	812.8	43	441	26	0.0281	0.0017			CY
	48.3	914.6	20	506	59	0.0322	0.0037			CY
	48.3	1030.1	12.6	465	85	0.0296	0.0054			CY
$^{129}_{51}\text{Sb}$	67.7	544.7	17.9	238	42	0.0191	0.0034	0.0157	0.0026	CY
	67.7	812.8	43	190	17	0.0152	0.0013			CY
	67.7	914.6	20	159	31	0.0127	0.0025			CY

$A = 130$

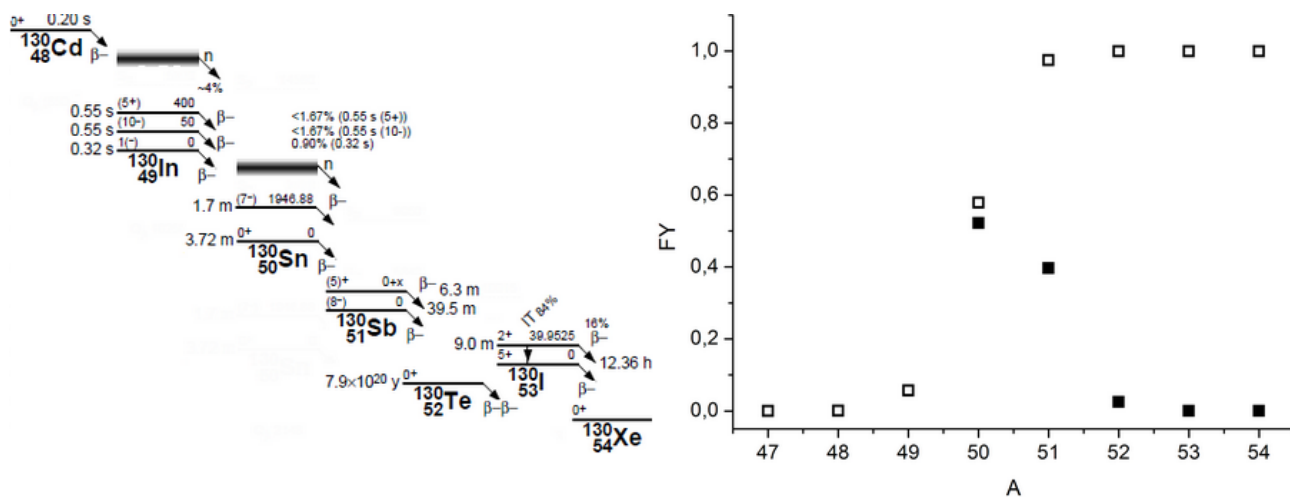


Рис. 67. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 130$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 46. Выходы по отдельным γ -линиям $^{130}_{51}\text{Sb}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm \sigma N_{10}$	Y	$\pm \sigma Y$	Y_{CP}	$\pm \sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{130}_{51}\text{Sb}$	29,1	182,36	65	108	10	0,033	0,003	0,0367	0,0061	CY
	29,1	331,05	78	104	12	0,032	0,004			CY
	29,1	793,53	100	144	17	0,044	0,005			CY
	29,1	839,49	100	154	17	0,047	0,005			CY

$A = 131$

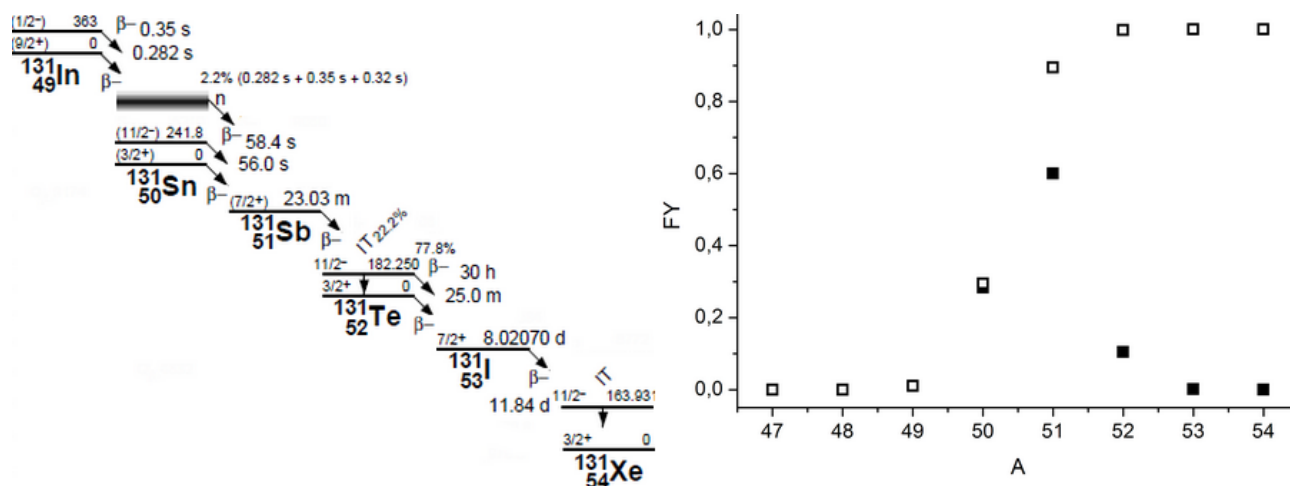


Рис. 68. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 131$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 47. Выходы по отдельным γ -линиям $^{131}_{53}\text{I}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{131}_{53}\text{I}$	19.5	284.305	6.14	1658	344	0.1437	0.0298	0.1035	0.0130	CY
	19.5	364.489	81.7	1141	24	0.0990	0.0020			CY
	19.5	636.989	7.17	1417	266	0.1229	0.0231			CY
$^{131}_{53}\text{I}$	29.1	284.305	6.14	1510	360	0.0900	0.0336	0.0733	0.0144	CY
	29.1	364.489	81.7	1331	31	0.0733	0.0033			CY
	29.1	636.989	7.17	2005	632	0.1360	0.0588			CY
$^{131}_{53}\text{I}$	48.3	284.305	6.14	2983	349	0.1076	0.0133	0.0833	0.0076	CY
	48.3	364.489	81.7	2276	29	0.0806	0.0011			CY
	48.3	636.989	7.17	2584	227	0.0924	0.0087			CY
$^{131}_{53}\text{I}$	67.7	364.489	81.7	712	20	0.0397	0.0011	0.0404	0.0030	CY
	67.7	636.989	7.17	941	232	0.0526	0.0130			CY

$A = 132$

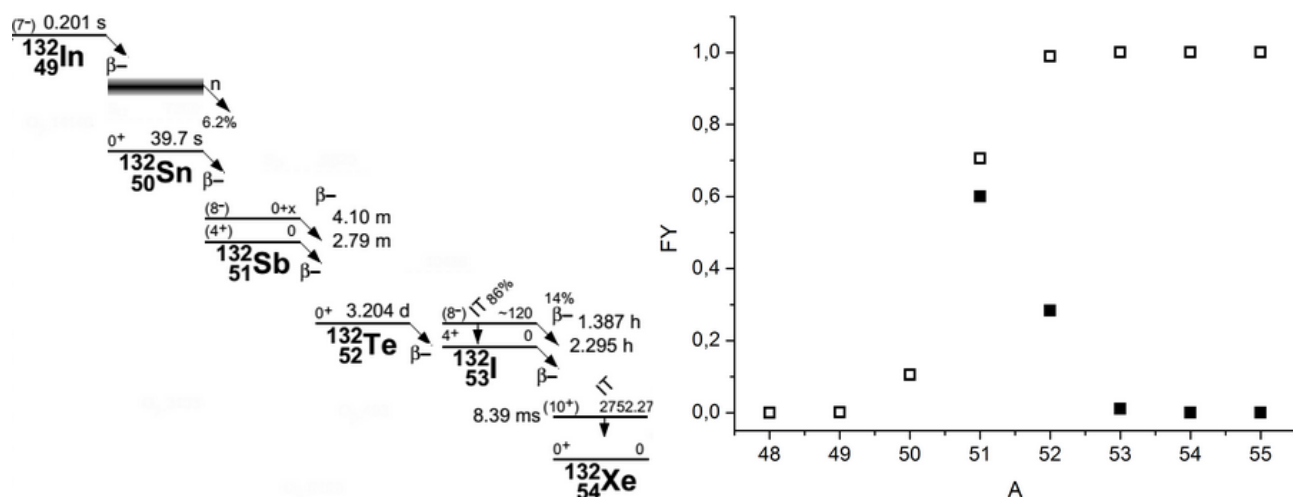


Рис. 69. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 132$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 48. Выходы по отдельным γ -линиям $^{132}_{52}\text{Te}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{132}_{52}\text{Te}$	19.5	228.16	87.96	1532	15	0.1340	0.0013	0.1340	0.0013	CY
$^{132}_{52}\text{Te}$	29.1	228.16	87.96	1253	14	0.0976	0.0013	0.0976	0.0013	CY
$^{132}_{52}\text{Te}$	48.3	228.16	87.96	2745	18	0.1067	0.0007	0.1067	0.0007	CY
$^{132}_{52}\text{Te}$	67.7	228.16	87.96	877	12	0.0496	0.0007	0.0496	0.0007	CY

Таблица 49. Выходы по отдельным линиям $^{132}_{53}\text{I}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{132}_{53}\text{I}$	19.5	667.718	63.07	27	3	0.0014	0.0002	0.0022	0.0008	IY
	19.5	772.6	47.9	42	5	0.0034	0.0004			IY
$^{132}_{53}\text{I}$	29.1	667.718	63.07	62	5	0.0065	0.0005	0.0078	0.0015	IY
	29.1	772.6	47.9	83	8	0.0096	0.0009			IY
$^{132}_{53}\text{I}$	48.3	667.718	63.07	67	6	0.0016	0.0001	0.0042	0.0032	IY
	48.3	772.6	47.9	137	12	0.0081	0.0007			IY
$^{132}_{53}\text{I}$	67.7	667.718	63.07	38	3	0.0027	0.0002	0.0033	0.0007	IY
	67.7	772.6	47.9	51	5	0.0041	0.0004			IY

A = 133

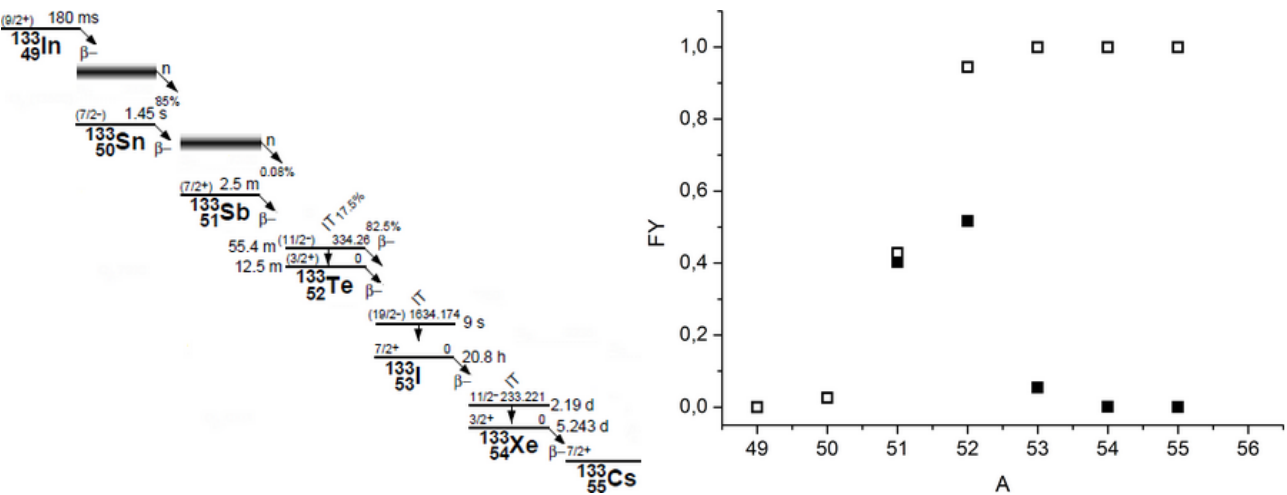


Рис. 70. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар A =133.
■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 50. Выходы по отдельным γ -линиям $^{133}_{53}\text{I}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{133}_{53}\text{I}$	19,5	529,872	87	1962	44	0,163	0,004	0,163	0,004	CY
	29.1	529.872	87	1492	35	0.145	0.003	0.145	0.003	CY
	48.3	529.872	87	3304	91	0.138	0.004	0.138	0.004	CY
	67.7	529.872	87	1047	44	0.062	0.003	0.062	0.003	CY

$A = 138$

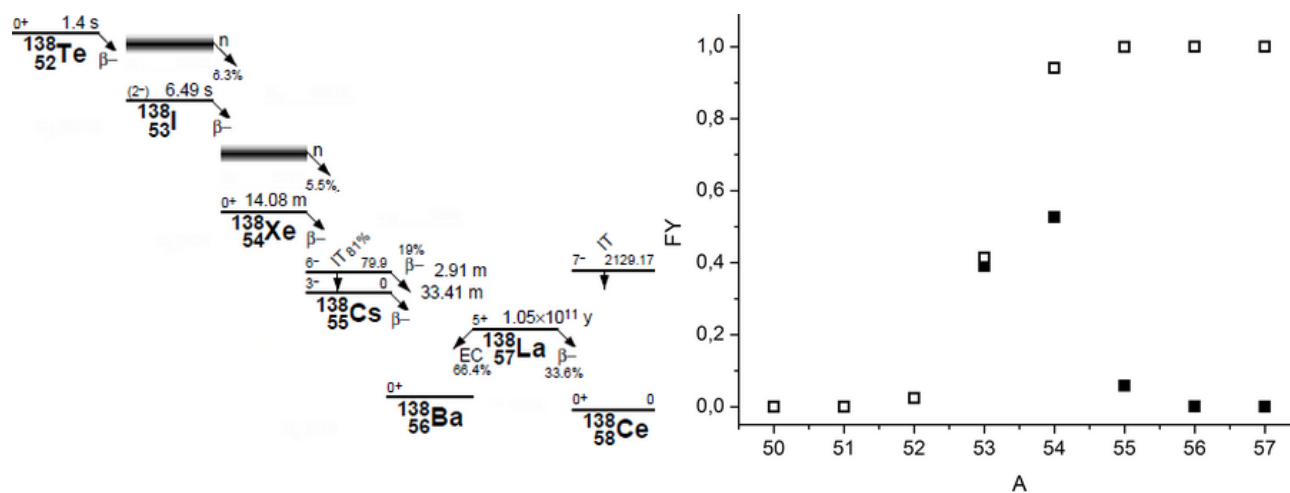


Рис. 71. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 138$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 51. Выходы по отдельным γ -линиям $^{138}_{54}\text{Xe}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{138}_{54}\text{Xe}$	19.5	258.411	31.5	222	25	0.182	0.021	0.182	0.021	CY
$^{138}_{54}\text{Xe}$	29.1	258.411	31.5	152	7	0.125	0.006	0.125	0.006	CY
	29.1	396.513	6.3	161	41	0.132	0.034			CY
	29.1	1768.26	16.7	160	38	0.131	0.031			CY
$^{138}_{54}\text{Xe}$	48.3	258.411	31.5	143	11	0.1176	0.0088	0.1176	0.0088	CY

$$A = 139$$

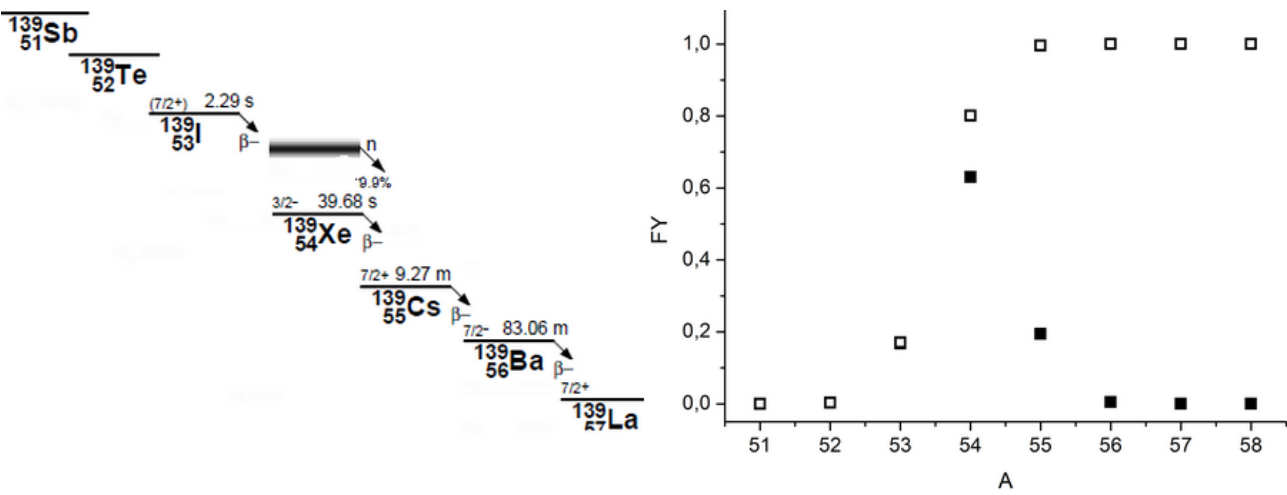


Рис. 72. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 139$.
 ■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 52. Выходы по отдельным γ -линиям $^{139}_{56}\text{Ba}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{139}_{56}\text{Ba}$	19.5	165.864	23.7	918	21	0.159	0.004	0.159	0.004	CY
$^{139}_{56}\text{Ba}$	29.1	165.864	23.7	753	16	0.135	0.003	0.135	0.003	CY
$^{139}_{56}\text{Ba}$	48.3	165.864	23.7	809	34	0.115	0.005	0.115	0.005	CY
$^{139}_{56}\text{Ba}$	67.7	165.864	23.7	402	43	0.061	0.002	0.061	0.002	CY

$$A = 140$$

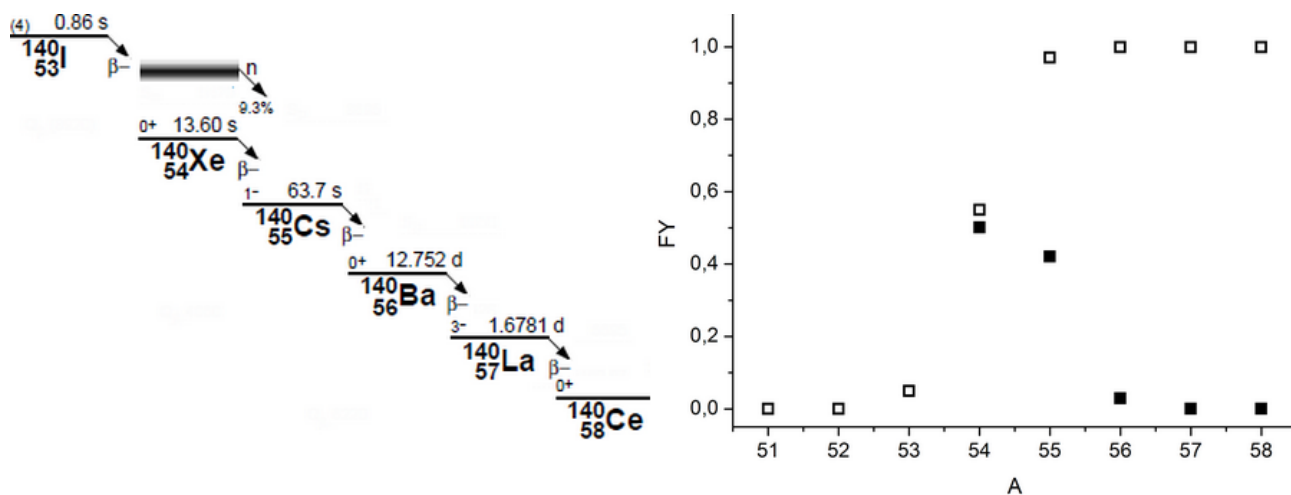


Рис. 73. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 140$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 53. Выходы по отдельным γ -линиям $^{140}_{56}\text{Ba}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{140}_{46}\text{Ba}$	19.5	304.849	4.29	1428	602	0.124	0.052	0.154	0.011	CY
	19.5	423.722	3.15	1463	497	0.127	0.043			CY
	19.5	537.261	24.39	1905	73	0.165	0.006			CY
$^{140}_{46}\text{Ba}$	29.1	304.849	4.29	2786	379	0.158	0.036	0.121	0.013	CY
	29.1	423.722	3.15	2653	613	0.146	0.057			CY
	29.1	537.261	24.39	2252	113	0.108	0.013			CY
$^{140}_{46}\text{Ba}$	48.3	304.849	4.29	3367	519	0.112	0.019	0.118	0.005	CY
	48.3	423.722	3.15	3378	523	0.113	0.020			CY
	48.3	537.261	24.39	3568	99	0.120	0.004			CY
$^{140}_{46}\text{Ba}$	67.7	304.849	4.29	1386	361	0.066	0.020	0.057	0.006	CY
	67.7	423.722	3.15	1300	559	0.061	0.031			CY
	67.7	537.261	24.39	1189	98	0.055	0.005			CY

$A = 141$

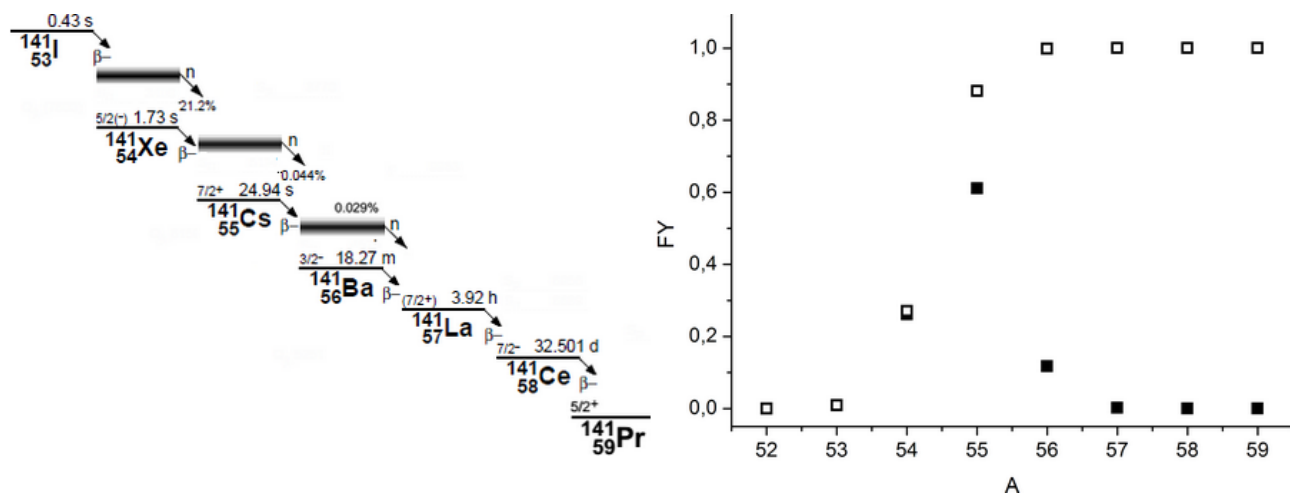


Рис. 74. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 141$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 54. Выходы по отдельным γ -линиям $^{141}_{56}\text{Ba}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{141}_{46}\text{Ba}$	19.5	190.328	46	184	15	0.116	0.009	0.132	0.018	CY
	19.5	276.948	23.4	238	22	0.151	0.014			CY
	19.5	343.673	14.4	237	45	0.150	0.028			CY
$^{141}_{46}\text{Ba}$	29.1	190.328	46	169	9	0.107	0.006	0.120	0.017	CY
	29.1	276.948	23.4	230	18	0.146	0.011			CY
	29.1	343.673	14.4	213	30	0.135	0.019			CY
	29.1	467.5	5.7	213	22	0.135	0.014			CY
$^{141}_{46}\text{Ba}$	48.3	190.328	46	108	9	0.068	0.006	0.072	0.005	CY
	48.3	276.948	23.4	130	16	0.082	0.010			CY
	48.3	343.673	14.4	114	26	0.072	0.016			CY
$^{141}_{46}\text{Ba}$	67.7	190.328	46	83	8	0.053	0.005	0.057	0.004	CY
	67.7	276.948	23.4	102	12	0.065	0.008			CY
	67.7	343.673	14.4	104	24	0.066	0.015			CY

$A = 142$

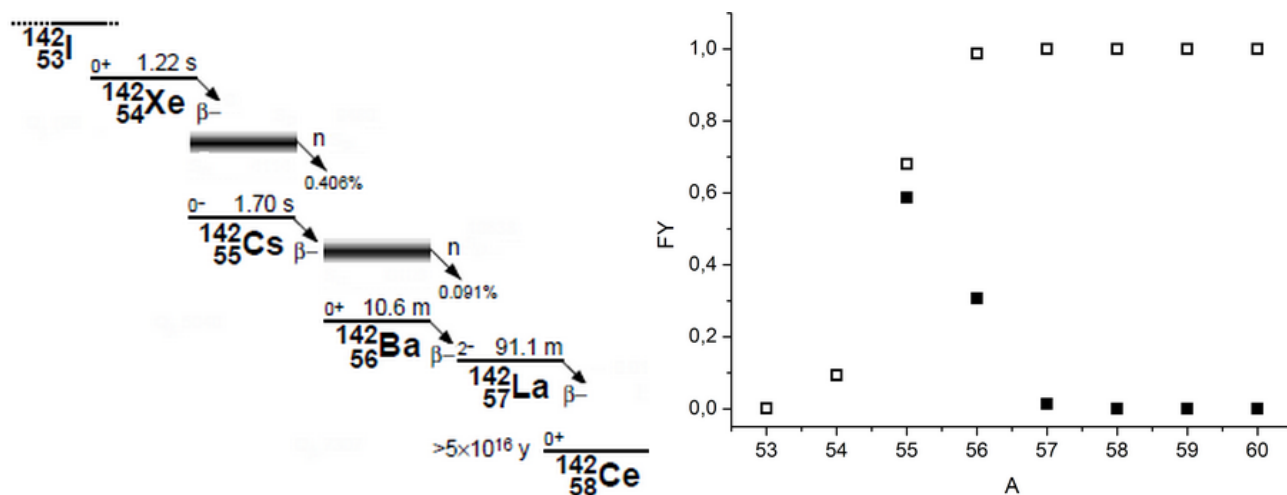


Рис. 75. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 142$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 55. Выходы по отдельным γ -линиям $^{142}_{57}\text{La}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{142}_{57}\text{La}$	19.5	1901.3	5.617	809	133	0.133	0.022	0.131	0.017	CY
	19.5	2397.8	13.53	868	100	0.143	0.016			CY
	19.5	2542.7	10.54	701	123	0.115	0.020			CY
$^{142}_{57}\text{La}$	29.1	1901.3	5.617	532	116	0.091	0.020	0.102	0.007	CY
	29.1	2397.8	13.53	599	62	0.102	0.011			CY
	29.1	2542.7	10.54	626	74	0.106	0.013			CY
$^{142}_{57}\text{La}$	48.3	1901.3	5.617	657	129	0.086	0.017	0.082	0.009	CY
	48.3	2397.8	13.53	610	74	0.080	0.010			CY
$^{142}_{57}\text{La}$	67.7	2397.8	13.53	346	85	0.049	0.006	0.049	0.006	CY

$A = 143$

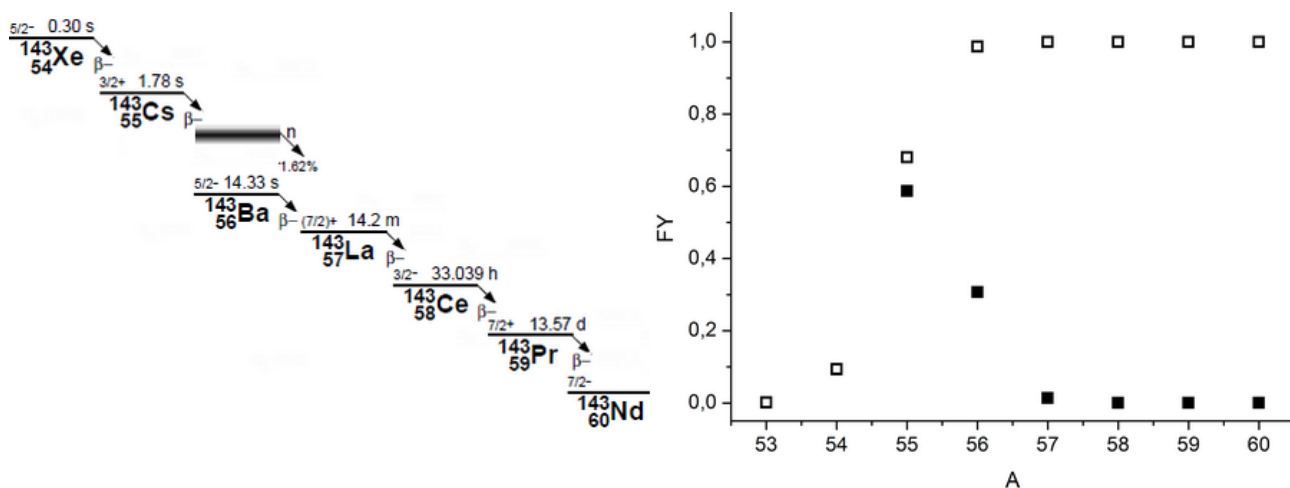


Рис. 76. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 143$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 56. Выходы по отдельным γ -линиям $^{143}_{58}\text{Ce}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{143}_{58}\text{Ce}$	19.5	293.266	42.8	1359	24	0.121	0.002	0.121	0.002	CY
	19.5	664.571	5.69	1298	173	0.116	0.015			CY
$^{143}_{58}\text{Ce}$	29.1	293.266	42.8	992	20	0.095	0.002	0.096	0.002	CY
	29.1	664.571	5.69	1235	155	0.118	0.015			CY
$^{143}_{58}\text{Ce}$	48.3	293.266	42.8	1776	34	0.071	0.001	0.071	0.001	CY
	48.3	664.571	5.69	1754	303	0.070	0.012			CY
$^{143}_{58}\text{Ce}$	67.7	293.266	42.8	753	19	0.044	0.001	0.045	0.001	CY
	67.7	664.571	5.69	1066	128	0.062	0.007			CY

$$A = 146$$

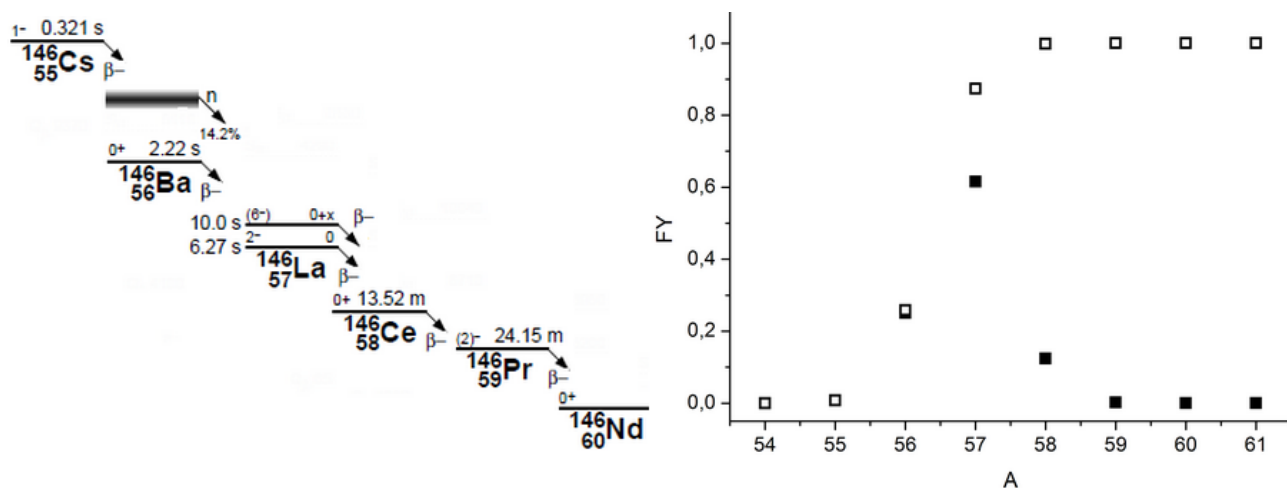


Рис. 77. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A = 146$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 57. Выходы по отдельным γ -линиям $^{146}_{58}\text{Ce}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{146}_{58}\text{Ce}$	19.5	218.23	17.09	91	26	0.078	0.022	0.088	0.010	CY
	19.5	316.74	60.37	108	13	0.092	0.011			CY
$^{146}_{58}\text{Ce}$	29.1	218.23	17.09	74	12	0.063	0.010	0.068	0.005	CY
	29.1	316.74	60.37	83	7	0.071	0.006			CY
$^{146}_{58}\text{Ce}$	48.3	218.23	17.09	73	13	0.062	0.011	0.054	0.005	CY
	48.3	316.74	60.37	60	7	0.051	0.006			CY
$^{146}_{58}\text{Ce}$	67.7	218.23	17.09	32	8	0.027	0.007	0.036	0.004	CY
	67.7	316.74	60.37	46	6	0.039	0.005			CY

$A = 149$

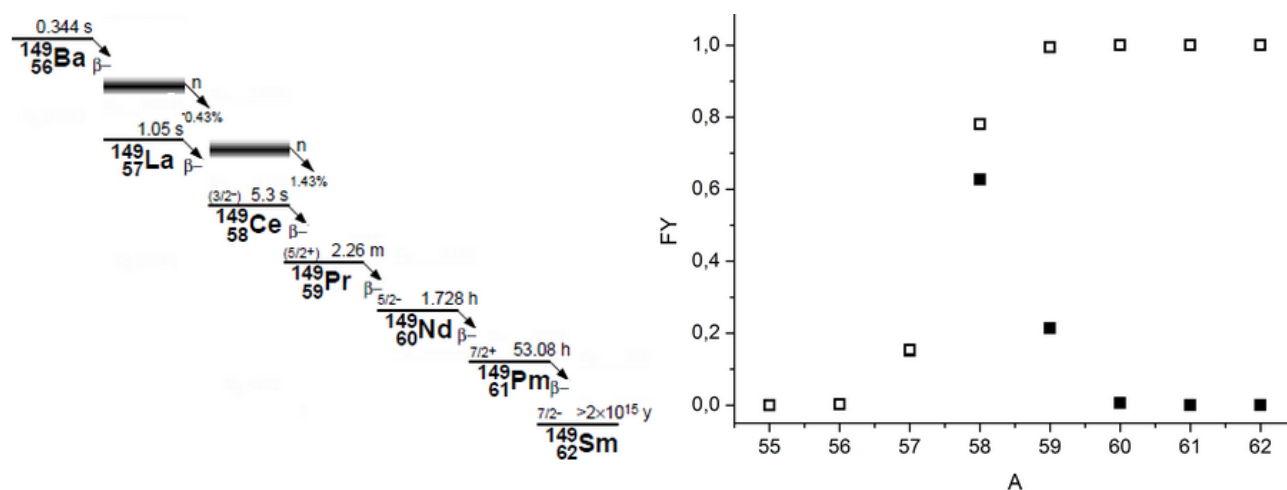


Рис. 78. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A=149$.

$\blacksquare$ — независимый выход, $\square$ — накопленный выход.

Таблица 58. Выходы по отдельным γ -линиям $^{149}_{60}\text{Nd}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{149}_{60}\text{Nd}$	19.5	211.309	25.9	235	24	0.036	0.004	0.034	0.003	CY
	19.5	270.166	10.7	171	25	0.026	0.004			CY
$^{149}_{60}\text{Nd}$	29.1	211.309	25.9	192	38	0.031	0.006	0.032	0.005	CY
	29.1	270.166	10.7	238	21	0.038	0.003			CY
$^{149}_{60}\text{Nd}$	48.3	211.309	25.9	196	32	0.023	0.004	0.024	0.003	CY
	48.3	270.166	10.7	221	32	0.026	0.004			CY
$^{149}_{60}\text{Nd}$	67.7	211.309	25.9	97	25	0.013	0.003	0.013	0.003	CY
	67.7	270.166	10.7	125	27	0.016	0.004			CY

$$A = 151$$

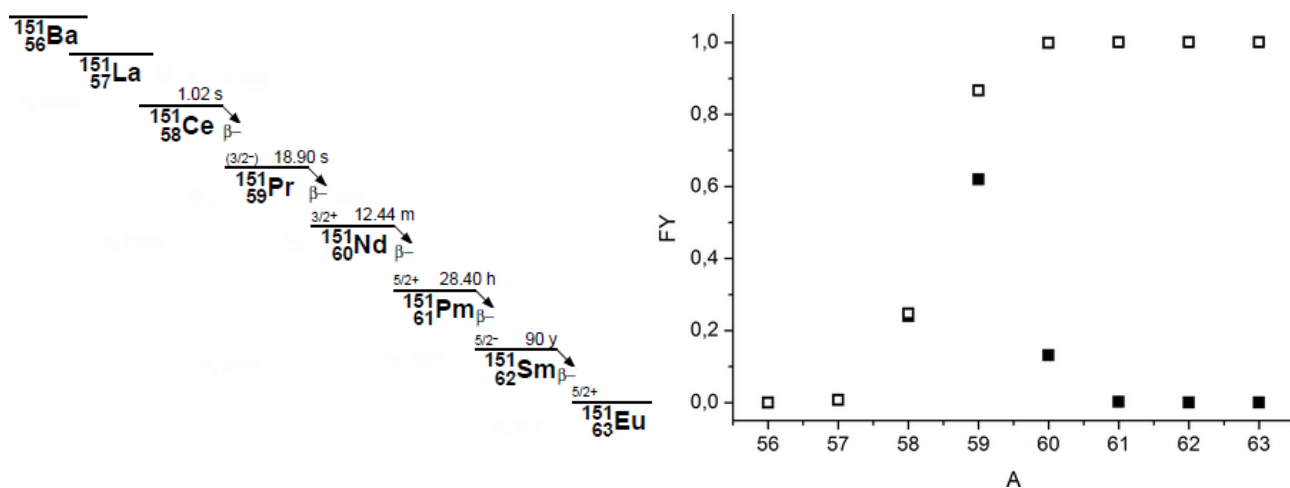


Рис. 79. Цепочка распадов и зарядовое распределение ядер - изобар $A=151$.

■ — независимый выход, □ — накопленный выход.

Таблица 59. Выходы по отдельным γ -линиям $^{151}_{61}\text{Pm}$

	T , МэВ	E_γ , КэВ	I_γ	N_{10}	$\pm\sigma N_{10}$	Y	$\pm\sigma Y$	Y_{CP}	$\pm\sigma Y_{\text{CP}}$	
$^{151}_{61}\text{Pm}$	19.5	340.08	23	219	36	0.0196	0.0033	0.0196	0.0033	CY
$^{151}_{61}\text{Pm}$	29.1	340.08	23	134	24	0.0129	0.0023	0.0129	0.0023	CY
$^{151}_{61}\text{Pm}$	48.3	340.08	23	350	38	0.0144	0.0015	0.0144	0.0015	CY
$^{151}_{61}\text{Pm}$	67.7	340.08	23	86	18	0.0050	0.0011	0.0050	0.0011	CY