

Ա. Ի. Ալիխանյանի անվան ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

Կարապետյան Գայանե Սուրենի

Ցածր և միջին էներգիաների տիրույթում  $^{238}\text{U}$  և  $^{232}\text{Th}$  ֆոտոբաժանման մուլտի-  
մոդալ բնույթը

Ա.04.16-«Միջուկի, տարրական մասնիկների և տիեզերական ճառագայթների  
ֆիզիկա» մասնագիտությամբ ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների  
բեկնաճուղի գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՍԵՂՄԱԳԻՐ

Երևան-2007

---

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А. И. Алиханяна

Крапетян Гаяне Суреновна

Мультиמודальный характер фотоделения  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при низких и  
промежуточных энергиях

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени кандидата  
физико-математических наук по специальности  
01. 04. 16 «физика ядра, элементарных частиц и космических лучей»

Ереван –2007

Общая характеристика работы

Ատենախոսության բեման հաստատված է երևանի պետական համալսարանում

Գիտական ղեկավար՝ Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր Ն.Ա. Դեմյոխինա  
Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝ Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր Ռ.Գ. Ավագյան  
Ֆիզ.-մաթ. գիտ. թեկնածու Ա.Թ. Սարգսյան

Առաջատար կազմակերպություն՝ Միջուկային հետազոտությունների միացյալ  
ինստիտուտ, ՄՀՄԻ, Դուբնա, Ռուսաստան  
Պաշպանությունը կայանալու է 2007 թ-ի նոյեմբերի 9-ին, ժամը 14:00-ին ԵրՖԻ-  
ում գործող ԲՈՂ-ի 024 մասնագիտական խորհրդի նիստում  
(375036, Երևան, Ալիխանյան եղբայրների փող. 2):

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵրՖԻ-ի գրադարանում:  
Նեղմագիրն առաքված է 2007 թ-ի հոկտեմբերի 9 -ին:

Մասնագիտական խորհրդի գիտական քարտուղար,  
Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր *Յ. Դաշոյան* Է.Գ. Գազազյան

Тема диссертации утверждена в Ереванском государственном университете.

Научный руководитель: доктор физ.- мат. наук Демькина Н. А.

Официальные оппоненты: доктор физ.- мат. наук Авакян Р. О.  
кандидат физ.- мат. наук Маркарян А. Г.

Ведущая организация: Объединенный институт ядерных исследований.  
ОИЯИ. Дубна, Россия

Защита состоится 9 ноября 2007 г. в 14:00 на заседании специализированного совета  
ВАК 024, действующего при Ереванском Физическом Институте им. А. И. Алиханяна.  
(375036, ул. Братьев Алиханян 2, г. Ереван).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Ереванского физического института  
им. А. И. Алиханяна.

Автореферат разослан 9 октября 2007 г.

Ученый секретарь спец.  
совета, доктор физ.-мат. наук *Յ. Դաշոյան* Ն. Դ. Դաշոյան

**Актуальность работы.** Деление – процесс, сопровождающийся коренной перестройкой ядра: глобальным изменением формы, перераспределением энергии возбуждения, распадом внутриядерных нуклонных конфигураций. Делящиеся ядра характеризуются аномально высокой деформацией и практически весь процесс перехода от седловой точки до полного разделения осколков представляет комбинацию необычных ядерных состояний, включающих различные формы взаимодействия – как однонуклонные, так и коллективные. При этом в теоретической интерпретации экспериментальных данных по делению участвуют самые различные модельные представления о структуре ядерной материи и характере нуклонных взаимодействий. Единой последовательной теории, которая могла бы описать полностью этот процесс, в настоящее время пока нет. Наиболее трудной для понимания и количественного описания является проблема формирования распределения масс, энергий и зарядов осколков деления. Отсутствие систематических экспериментальных данных и модельных расчетов свойств горячих ядерных систем не позволяет получить достаточно полную картину всего процесса деления, начиная от спуска с седловой точки до окончательного разделения на два осколка.

В последние годы некоторые характеристики деления, как зарядовые, массовые и энергетические распределения осколков успешно описываются с помощью гипотезы о мультимодальном характере процесса. Интерес к этой модели был вызван необходимостью понимания структуры массово-энергетических распределений (МЭР) осколков деления. Часто представляемых суперпозицией МЭР двух или более взаимнонезависимых процессов. При описании низкоэнергетического деления в рамках этой гипотезы обычно выделяют три основные компоненты в массовом распределении осколков деления: Superlong – симметричная мода деления, характеризующаяся симметричным массовым распределением относительно  $A/2$  ( $A_f$  – масса делящегося ядра); Standard I – делительная компонента, в которой существенно проявляется влияние сферической оболочки в тяжелом осколке со средней массой 132-134 ( $Z$  и  $N$  близки к магическим числам 50 и 82, соответственно); Standard II – деление, связанное с формированием в тяжелом осколке деформированной оболочки вокруг  $A \approx 138-140$  ( $Z \approx 52$ ,  $N \approx 86-88$ ). Такая картина получила подтверждение при рассмотрении спонтанного деления и при взаимодействии актинидов с частицами низких энергий.

Преимущество такого представления состоит в том, что оно позволяет выделить компоненты, соответствующие различным каналам деления и исследовать изменение вкладов этих компонент с увеличением энергии.

Исследование процесса деления при фотоядерном взаимодействии позволяет получить наиболее полную информацию о роли ядерных свойств делящихся ядер, так как в этих реакциях удаётся избежать сильного нарушения структуры ядра (в отличие от сильнодействующих частиц). Фотоны в данном случае являются наиболее адекватным инструментом изучения процессов, происходящих в ядерной среде в результате нагрева. С точки зрения теоретического описания электромагнитные процессы также относятся к числу наиболее изученных. Существенные трудности при работе с фотонными пучками создает отсутствие источников монохроматических фотонов, поэтому основной банк данных по фотоделению до недавнего времени включал эксперименты с использованием тормозного излучения ускоренных

электронов. Достижения в развитии техники получения квазимонохроматических и монохроматических фотонных пучков позволили в последние годы провести ряд исследований с выделением энергии фотонов. Основным недостатком монохроматических пучков фотонов является их низкая интенсивность, поэтому в некоторых случаях, в частности, для получения статистически обеспеченных данных о выходах конкретных ядерных состояний более информативными являются эксперименты на фотонных пучках с непрерывным спектром.

Целью настоящей диссертации, является исследование механизма деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  фотонами низких и промежуточных энергий с использованием тормозного излучения электронов с энергиями 50 и 3500 МэВ.

#### Основные задачи:

- измерение абсолютных выходов осколков фотоделения;
- исследование зарядовых и массовых распределений фрагментов;
- выделение симметричных и асимметричных каналов фотоделения;
- определение выхода фотоделения в области промежуточных энергий;
- определение делимости ядер в различных энергетических областях;
- исследование изомерных отношений продуктов фотоделения и оценка моментов первичных осколков;
- сравнение характеристик фотоделения с данными по делению частицами другого типа.

Научная новизна работы состоит в том, что впервые при исследовании фотоделения в области низких и промежуточных энергий в ней получен большой объем экспериментальных данных, включающий абсолютные значения выходов 298 продуктов деления  $^{238}\text{U}$  и 194 выходов продуктов деления  $^{232}\text{Th}$ . На основе полученного материала впервые было проведено исследование мультимодального характера процесса фотоделения  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ , включая:

1. анализ зарядовых распределений осколков деления, определение энергетической зависимости основных параметров (наиболее вероятного заряда -  $Z_p$  и параметра ширины -  $C$ ) и расчеты с использованием модельных представлений;
2. исследование массовых распределений осколков деления и разложение на симметричные и асимметричные компоненты выходов фотоделения при максимальных значениях энергий фотонов 50 и 3500 МэВ, определение делимости в различных энергетических интервалах;
3. выделение высокоэнергетической части выхода в области промежуточных энергий и анализ энергетической зависимости различных мод деления при переходе от низких к промежуточным энергиям фотонов;
4. исследование изомерных отношений некоторых продуктов фотоделения и расчёт средних угловых моментов первичных осколков;

5. сравнение основных характеристик фотоделения с данными по делению  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  частицами разного типа.

**Практическая ценность** полученных результатов заключается в пополнении банка данных фотоядерных реакций новыми экспериментальными результатами абсолютных выходов. Приведенные результаты могут быть непосредственно использованы для проверки и развития моделей ядерных реакций, а также разработки источников ядерных пучков. Следует отметить, что развитие ядерной технологии стимулировало необходимость решения ряда важных практических задач, к числу которых относится также изучение выходов продуктов и нейтронов деления при облучении актинидов частицами разного типа, а также исследование радиационной стойкости материалов.

#### Результаты и основные положения, выносимые на защиту:

- Абсолютные значения выходов фотоделения ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при максимальных энергиях тормозного излучения 50 и 3500 МэВ.
- Зарядовые распределения осколков деления ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  и их основные характеристики в сравнении с данными других экспериментов и расчётами по существующим моделям (UCD и MPE).
- Разложение кривой массового выхода  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  на симметричные и асимметричные компоненты на основе гипотезы мультимодального деления. Выделение высокоэнергетической компоненты в выходе фотоделения при максимальной энергии тормозного излучения 3500 МэВ.
- Определение делимости ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при низких и промежуточных энергиях.
- Анализ изомерных отношений осколков фотоделения и расчет угловых моментов первичных фрагментов на основе статистической модели.
- Сравнение полученных характеристик фотоделения с данными по делению актинидов частицами другого сорта и подтверждение универсальной картины деления.

**Апробация работы и публикации.** По теме диссертации опубликовано 5 работ: 4 статьи опубликованы в ведущих журналах; одна работа напечатана в сборнике материалов международной конференции.

**Объем и структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Диссертация содержит 106 страниц, включающих 12 таблиц, 23 рисунка и список литературы из 121 наименования.

#### Краткое содержание диссертации

Во введении дано краткое описание физики процесса деления, проведен обзор опубликованных результатов исследования механизма деления. Введение содержит

также описание гипотезы мультимодального деления в приложении к анализу массового выхода осколков деления. Определены основные цели работы и дано обоснование актуальности поставленной задачи, а также научной и практической ценности исследования деления ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  фотонами промежуточных энергий. Описана структура диссертации и перечислены основные публикации, составившие ее содержание.

Первая глава посвящена описанию методов регистрации осколков деления, приведена схема экспериментальной установки, подробно изложен метод наведенной активности, используемый в данной работе для измерения выходов осколков деления. Там же приведены экспериментальные результаты выходов фотоделения  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при низких и промежуточных энергиях.

В разделе 1.1 дан краткий обзор методов регистрации осколков деления, включая ядерные эмульсии, твердотельные детекторы, времяпролетную методику, а также современные установки, позволяющие провести многопараметрический анализ исследуемого процесса. Изложены основные условия проведения активационного анализа продуктов деления и их идентификации с использованием характеристического  $\gamma$ -излучения и периодов полураспада.

В разделе 1.2 дается описание экспериментальной установки, приведенной на рис. 1. Пучок  $\gamma$ -квантов, проходя через коллиматор - К1 ( $3 \times 3 \text{ мм}^2$ ), очищающий магнит - М и второй коллиматор - К2 ( $10 \times 10 \text{ мм}^2$ ), попадал в камеру с облучаемыми мишенями - КМ.

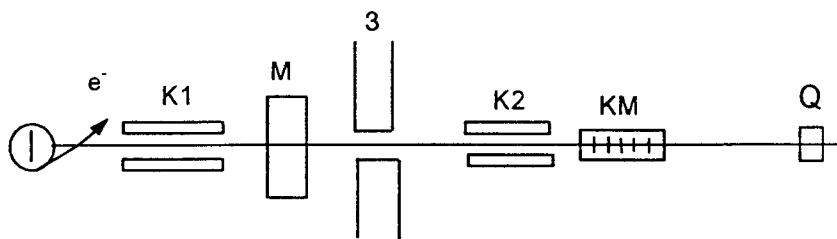


Рис. 1. Схема облучения мишеней  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ : К1 и К2 – коллиматоры, 3 – защита, М- очищающий магнит, КМ – реакционная камера с мишенями, Q – квантометр Вильсона.

Интенсивность фотонного пучка составляла  $\sim 10^{11}$  экв.кв./с для энергии электронов 50 МэВ и  $\sim 10^9$  экв.кв./с для 3500 МэВ. Мишени  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ , толщиной 75 мкм и 20 мкм, соответственно, облучались при низких энергиях в течение 43 мин и при высоких энергиях 196 мин. Измерения наведенной в мишенях активности проводились в режиме off-line на полупроводниковом  $\text{HrGe}$  детекторе. Энергетическое разрешение детектора

составило  $\sim 0,2\%$ , а эффективность регистрации  $\sim 1\%$  для  $\gamma$ -квантов  $\sim 1$  МэВ на расстоянии 2 см.

В разделе 1.3 приведены основные формулы вычисления выходов продуктов реакций методом наведенной активности. Сложность выделения осколков деления по измерениям наведенной активности состоит в разделении независимых и кумулятивных выходов, содержащих вклады от цепочек  $\beta$ -распадов соседних изобар. Независимые выходы осколков деления для случаев образования их непосредственно в процессе взаимодействия определялись по формуле (1):

$$Y = \frac{\Delta N \lambda}{N_{\gamma} N_{\text{яд}} \kappa \epsilon \eta (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} (1 - e^{-\lambda t_3})}, \quad (1)$$

где Y - выход радиоактивного изотопа (мбн/экв.кв);  $\Delta N$  - площадь под фотопиком;  $N_{\gamma}$  - интенсивность фотонного пучка (экв.кв./с);  $N_{\text{яд}}$  - число ядер мишени ( $1/\text{см}^2$ );  $t_1$  - время облучения;  $t_2$  - временной интервал между концом облучения и началом измерения;  $t_3$  - время измерения;  $\lambda$  - постоянная распада ( $1/\text{с}$ ),  $\eta$ ,  $\kappa$ ,  $\epsilon$  - интенсивность перехода, суммарный коэффициент поглощения в материале мишени и детектора и эффективность регистрации измеряемых  $\gamma$ -квантов.

При наличии вклада в образование изотопа от  $\beta^-$ - или  $\beta^+$ - распадов соседних нестабильных изобар выходы родительских и дочерних ядер разделялись по формуле (2):

$$Y_B = \frac{\lambda_B}{(1 - e^{-\lambda_B t_1}) e^{-\lambda_B t_2} (1 - e^{-\lambda_B t_3})} \times \left[ \frac{\Delta N}{N_{\gamma} N_{\text{яд}} \kappa \epsilon \eta} - Y_A f_{AB} \frac{\lambda_A \lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \left( \frac{(1 - e^{-\lambda_A t_1}) e^{-\lambda_A t_2} (1 - e^{-\lambda_A t_3})}{\lambda_A^2} - \frac{(1 - e^{-\lambda_B t_1}) e^{-\lambda_B t_2} (1 - e^{-\lambda_B t_3})}{\lambda_B^2} \right) \right], \quad (2)$$

где индексы А и В определяют переменные, относящиеся к родительскому и дочернему изотопам; коэффициент  $f_{AB}$  определяет долю А-ядер, распадающихся в В-ядро;  $\Delta N$  - полная площадь под фотопиком, образованная при распаде дочернего и родительского изотопов.

В процессе деления осколки зачастую являются конечным продуктом цепочки последовательных  $\beta$ -превращений. Для учета вклада в выход исследуемого изотопа двух родителей в данной работе была выведена рекуррентная формула, позволяющая определить независимый выход дочернего ядра, в виде:

$$Y_C = \frac{1}{e(\lambda_C)} \left[ \frac{\Delta N}{N_\gamma N_{\text{род}} K \epsilon \eta} - f_{AC} Y_A \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_A} e(\lambda_A) - \left( Y_B + Y_A f_{AB} \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_B} \right) \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_B} \right] \times$$

$$\left[ f_{BC} + f_{AB} f_{BC} \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_B} + f_{AB} f_{BC} \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \frac{\lambda_C}{\lambda_C - \lambda_B} \right] e(\lambda_B)$$

$$- \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_C} Y_B \left( f_{BC} + f_{AB} f_{BC} \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_C} + f_{AB} f_{BC} \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_B} \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_C} \right) - Y_A f_{AC} \frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_C} \quad (3)$$

где для краткости записи введено обозначение:

$$e(\lambda_j) = \frac{(1 - e^{-\lambda_j t_1}) e^{-\lambda_j t_2} (1 - e^{-\lambda_j t_3})}{\lambda_j} \quad (4)$$

В разделе 1.4 приведены экспериментальные выходы конечных осколков фотоделения. В результате проведенных измерений были идентифицированы 298 продуктов деления  $^{238}\text{U}$  и 194 продукта деления  $^{232}\text{Th}$  при двух энергиях фотонов. Отношения выходов (R) осколков фотоделения  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при двух энергиях представлены на рис. 2 (а, б). Как видно, основной рост выходов фотоделения при увеличении энергии падающих фотонов приходится на область симметричного деления. Наблюдаемое превышение в росте выходов в области 80–100 а.е.м. можно объяснить сдвигом симметричной области деления в сторону более меньших масс с ростом энергии.

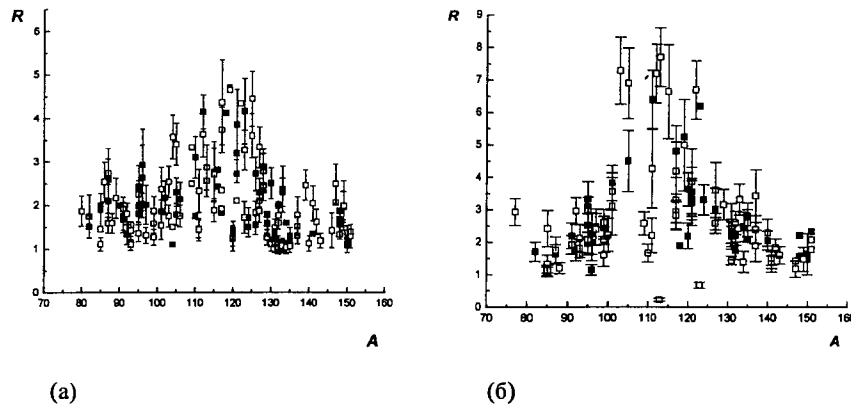


Рис. 2. Отношение выходов осколков деления (R)  $^{238}\text{U}$  (а) и  $^{232}\text{Th}$  (б):  
■ – независимые выходы; □ – кумулятивные выходы.

Вторая глава диссертации посвящена описанию зарядовых распределений осколков деления.

В разделе 2.1 дан обзор работ по исследованию характеристик зарядового распределения. Формирование осколков в процессе деления, включая определение их нуклонного состава, происходит до окончательного разделения ядра. Возбуждение делящейся ядерной системы и образованных осколков обычно снимается испарением нуклонов, в основном, нейтронов, и  $\gamma$ -квантов. Количество вылетающих нейтронов как из составного ядра (предделительных), так и из осколков (постделительных), является функцией энергии падающих частиц, деформации делящегося ядра и осколков, а также структурных особенностей конечных продуктов. В эксперименте обычно регистрируются фрагменты, представляющие конечные продукты деления после испарения нейтронов и  $\gamma$ -квантов из делящегося ядра и первичных осколков.

Исследование свойств зарядовых распределений представляет интерес для понимания механизма разделения заряда между осколками. Зарядовые распределения обычно описываются функцией Гаусса и характеризуются наиболее вероятным зарядом ( $Z_p$ ), изобарной цепочки и параметром ширины (C) (5):

$$Y_{A,Z} = \frac{Y(A)}{(C\pi)^{1/2}} e^{-\frac{(z-z_p)^2}{C}} \quad (5)$$

где  $Y_{A,Z}$  – измеренный независимый выход осколка с зарядом Z и массой A,  $Y(A)$  – полный выход при данном A,  $Z_p$  – наиболее вероятный заряд в данном распределении, C – параметр ширины зарядового распределения. На рисунках 3, 4 представлены зарядовые распределения для некоторых изобарных цепочек, образованных при делении ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при двух энергиях тормозного спектра. Значения параметра ширины, усредненные по всем фитируемым массовым цепочкам для мишеней  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при энергии 50 МэВ составили  $1,07 \pm 0,13$  и  $1,19 \pm 0,14$ , а при энергии 3500 МэВ –  $1,29 \pm 0,15$  и  $1,30 \pm 0,16$ , соответственно.

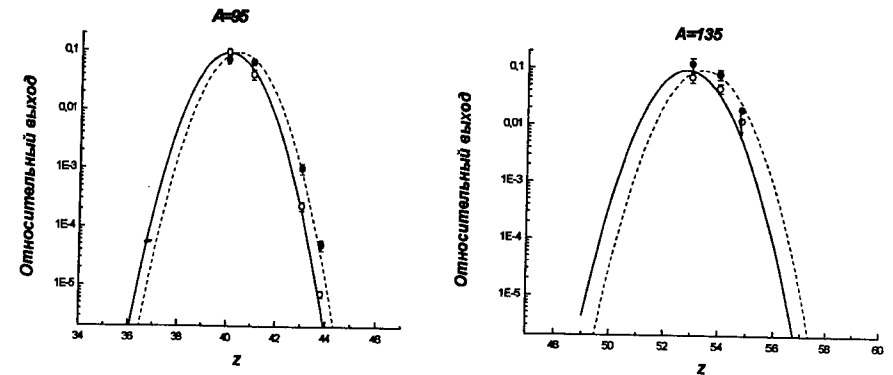


Рис. 3. Зарядовые распределения осколков деления для изобарных цепочек для  $^{238}\text{U}$   
○ –  $E_{\text{max}}=50$  МэВ (сплошная линия); ● –  $E_{\text{max}}=3500$  МэВ (пунктирная линия).

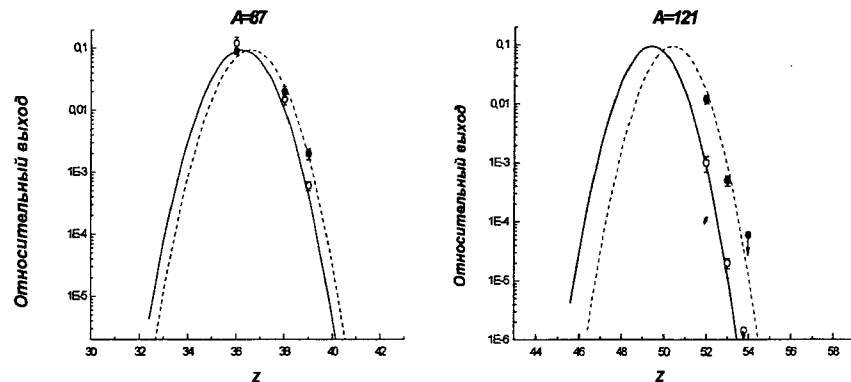


Рис. 4. Зарядовые распределения осколков деления для изобарных цепочек для  $^{232}\text{Th}$   
 $\circ$  –  $E_{\text{max}}=50$  МэВ (сплошная линия);  $\bullet$  –  $E_{\text{max}}=3500$  МэВ (пунктирная линия).

Из приведенных результатов видно, что с увеличением энергии падающих фотонов зарядовое распределение несколько уширяется. Можно предположить, что это следствие роста энергии возбуждения делящегося ядра. Так как при этом энергия возбуждения распределяется пропорционально массам осколков, то тяжелые осколки испускают большее число нейтронов, чем легкие, что приводит к смещению наиболее вероятного заряда в сторону больших значений и уширению зарядового распределения. В целом, аналогичная зависимость наблюдалась в реакциях деления, вызванных частицами другого сорта (p, n,  $\alpha$ ) в области энергий возбуждения до 100 МэВ. Полученные в настоящей работе значения  $Z_p$  хорошо согласуются с данными по делению ядер протонами. Анализ значений параметра С показал, что ширина зарядового распределения осколков деления не меняется при взаимодействии с частицами разного типа. Можно предположить, что характер зарядового распределения осколков определяется, в основном, ядерными свойствами продуктов.

В разделе 2.2 представлены теоретические модели, обычно используемые в литературе для описания распределения заряда делящегося ядра. Если при делении заряд распределен в ядре равномерно и до полного разделения не происходит его перераспределения, то плотность заряда в осколках не должна меняться. Этот принцип положен в основу модели неизменяемого зарядового распределения (unchanged charge distribution, UCD). Величина  $Z_{\text{UCD}}$  в этом случае определяется выражением:

$$Z_{\text{UCD}} = \left( \frac{Z_f}{A_f} \right) A', \quad (6)$$

где  $Z_f$ ,  $A_f$  – заряд и масса делящегося ядра,  $A'$  – масса первичного фрагмента, которая определяется в виде:

$$A' = A + \nu_p, \quad (7)$$

где  $A$  – масса регистрируемого осколка,  $\nu_p$  – среднее число постделительных нейтронов, известное из литературных данных.

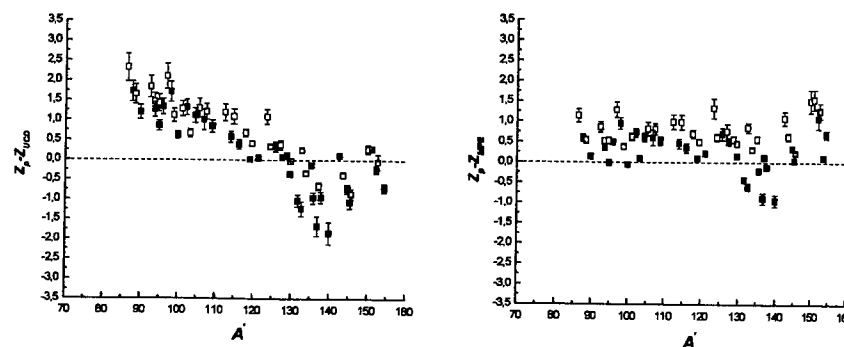
Для описания зарядового распределения используется также предположение, что процесс деления проходит при минимальном значении суммы кулоновской энергии и энергии поверхностного натяжения делящегося ядра (minimum potential energy, MPE). Формула для определения  $Z_p$  по этой модели имеет вид:

$$Z_{\text{MPE}} = \frac{Z_f \left( a_2 A_H^{-1} + a_1 A_H^{-1/3} - 0,5 q^2 D^{-1} \right)}{a_1 \left( A_L^{-1/3} + A_H^{-1/3} \right) + a_2 \left( A_L^{-1} + A_H^{-1} \right) - q^2 D^{-1}}, \quad (8)$$

где  $Z_f$  – заряд делящегося ядра,  $D$  – эффективное расстояние между центрами фрагментов (18 ферми),  $A_L$ ,  $A_H$  – массы легкого и тяжелого фрагментов,  $q$  – единица электрического заряда,  $a_1=0,718$ ,  $a_2=94,07$  – постоянные формулы Грина.

При обсуждении зарядового распределения в данной работе использовались расчеты по двум рассмотренным выше моделям UCD и MPE.

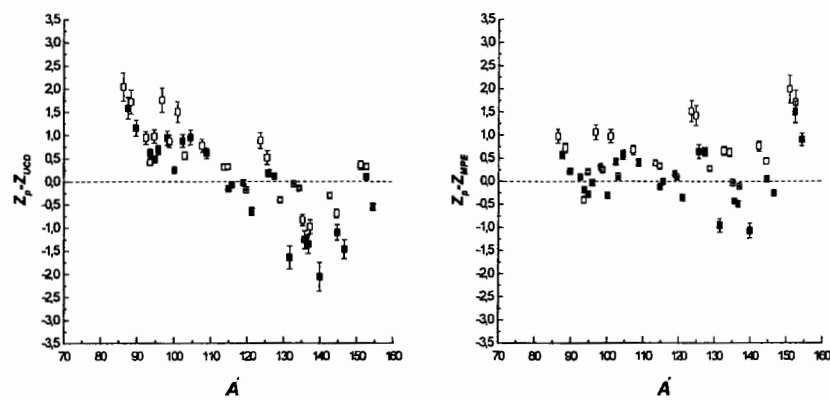
На рисунках 5 (а), 6 (а) представлены отклонения экспериментальных и расчетных данных наиболее вероятного заряда  $Z_p$  по модели UCD для  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ . Как видно из рисунков, заряды фрагментов в области легких масс сдвинуты в протон-избыточную сторону относительно предсказаний UCD модели, а для области тяжелых масс – в протон-дефицитную. Можно предположить, что в возбужденном ядре перед делением происходит некоторая поляризация заряда. Значения критерия  $\chi^2$  составили: в случае  $^{238}\text{U}$   $\chi^2=0,88$  при  $E_{\text{max}}=50$  МэВ и  $\chi^2=0,69$  при  $E_{\text{max}}=3500$  МэВ; для мишени  $^{232}\text{Th}$ :  $\chi^2=0,52$  при  $E_{\text{max}}=50$  МэВ;  $\chi^2=0,48$  при  $E_{\text{max}}=3500$  МэВ.



(а)

(б)

Рис. 5. Отклонения экспериментальных и расчетных данных наиболее вероятного заряда для осколков деления  $^{238}\text{U}$  по моделям UCD (а) и MPE (б).  
 Данные:  $\square$  –  $E_{\text{max}}=50$  МэВ,  $\blacksquare$  –  $E_{\text{max}}=3500$  МэВ.



(а) (б)

Рис. 6. Отклонения экспериментальных и расчетных данных наиболее вероятного заряда для осколков деления  $^{232}\text{Th}$ : по моделям UCD (а) и MPE (б). Данные:  $\square$  –  $E_{\text{max}}=50$  МэВ,  $\blacksquare$  –  $E_{\text{max}}=3500$  МэВ.

На рисунках 5 (б), 6 (б) представлены результаты расчетов отклонения наиболее вероятного заряда по модели MPE для  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ . Значения критерия  $\chi^2$  для этой модели составили: в случае  $^{238}\text{U}$   $\chi^2=0,46$  при  $E_{\text{max}}=50$  МэВ и  $\chi^2=0,18$  при  $E_{\text{max}}=3500$  МэВ; для мишени  $^{232}\text{Th}$ :  $\chi^2=0,26$  при  $E_{\text{max}}=50$  МэВ;  $\chi^2=0,15$  при  $E_{\text{max}}=3500$  МэВ.

Из сравнения результатов модельных расчетов видно, что MPE лучше описывает зарядовое распределение актинидов. При увеличении энергии возбуждения делящегося ядра и ростом симметричного деления согласие с данными модели MPE становится лучше. Такой же результат получен при описании зарядовых распределений деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  протонами. Можно предположить, что модель MPE учитывает основные свойства делящихся систем и представляет универсальный способ предсказания характеристик зарядовых распределений осколков независимо от сорта падающих частиц.

Отличие расчетных и экспериментальных данных наблюдается в области осколков сильно асимметричного деления (вблизи  $A'=87,7$  и  $A'=151,2$  для  $^{238}\text{U}$  и вблизи  $A'=84,4$  и  $A'=147,8$  для  $^{232}\text{Th}$ ). Такое несоответствие обусловлено тем, что эти ядра можно рассматривать как сопряженные осколки, относящиеся к делению промежуточных ядерных состояний практически без испускания предделительных нейтронов. Существенное отклонение при низких энергиях наблюдается и для симметричного деления. В этой массовой области возможно проявление эффекта оболочечной структуры ( $Z_p \approx 50$ ), который размывается с ростом энергии.

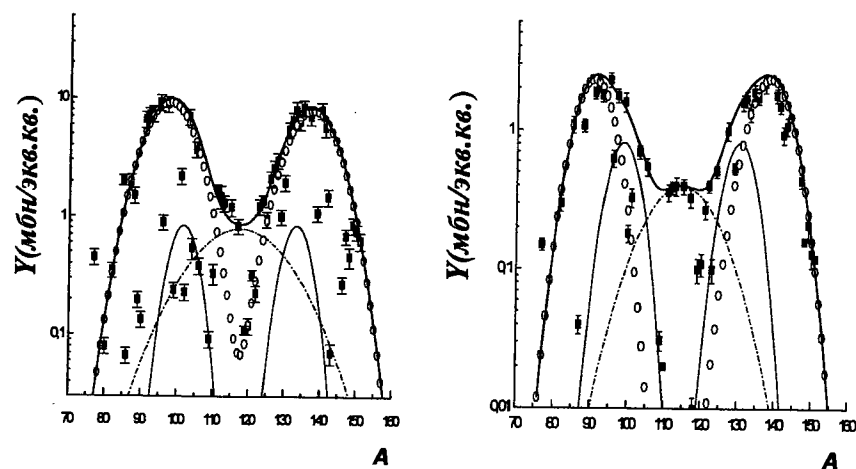
Третья глава диссертации посвящена описанию массовых распределений осколков деления.

В разделе 3.1 дан обзор работ по массовому распределению осколков деления тяжелых ядер частицами разного типа, в которых исследовалась конкуренция асимметричное/симметричное деление в зависимости от энергии возбуждения и нуклонного состава делящихся ядер. Данные по фотоделению актинидов при низких и промежуточных энергиях разрозненны и малочисленны. Почти во всех работах рассчитывались относительные выходы ограниченного числа осколков часто кумулятивного характера. Недостаток статистической обеспеченности не дает возможности проведения детального анализа массового выхода деления. В этом же разделе изложена гипотеза мультимодального деления, согласно которой в массовом распределении фрагментов рассматриваются три основные моды деления: Superlong – симметричное деление, которое определяется массовыми числами в районе  $A_f/2$  ( $A_f$  – масса делящегося ядра); Standard I – деление с асимметричными осколками, где проявляется влияние сферической оболочки с  $Z$  и  $N$ , близкими к магическим числам 50 и 82 в тяжелом осколке со средней массой 132-134; Standard II – деление, связанное с формированием фрагментов, содержащих деформированную оболочку при  $A \approx 138-140$  ( $Z \approx 52$ ,  $N \approx 86-88$ ). Первые исследования компонент мультимодального деления касались массовых и энергетических распределений фрагментов в спонтанном делении и делении тепловыми нейтронами. В области промежуточных энергий гипотеза многоканального деления применялась при облучении доактинидных и актинидных ядер адронами и тяжелыми ионами с энергией до 500 МэВ. Первые данные о применении гипотезы многоканального деления к процессам электромагнитного деления относятся к разложению массового выхода осколков деления  $^{235,236,238}\text{U}$  электронами и фотонами в околопороговой области энергий. Для фотоделения в области промежуточных энергий такого анализа до сих пор не проводилось.

В разделе 3.2 приведены экспериментальные данные разложения кривых массового выхода ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при двух граничных энергиях тормозного спектра, согласно гипотезе мультимодального деления. На рисунке 7 (а, б) приведены кривые разложения и экспериментальные данные, относящиеся к выходам осколков деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при максимальной энергии тормозного спектра 50 МэВ. Полный выход фотоделения ( $Y_{\text{tot}}$ ) при энергии 50 МэВ разлагался на отдельные компоненты, включая одну симметричную Superlong и две асимметричные Standard I, Standard II моды деления.

Разложение проводилось фитированием кривой массового выхода, путем суперпозиции указанных выше составляющих в виде:

$$Y_1 = \frac{K_{1AS}}{\sigma_{1AS} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-A_{1S}-D_{1AS})^2}{2\sigma_{1AS}^2}} + \frac{K'_{1AS}}{\sigma'_{1AS} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-A_{1S}+D_{1AS})^2}{2\sigma_{1AS}'^2}} + \frac{K_{2AS}}{\sigma_{2AS} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-A_{1S}-D_{2AS})^2}{2\sigma_{2AS}^2}} + \frac{K'_{2AS}}{\sigma'_{2AS} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-A_{1S}-D_{2AS})^2}{2\sigma_{2AS}'^2}} + \frac{K_{1S}}{\sigma_{1S} \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-A_{1S})^2}{2\sigma_{1S}^2}} \quad (9)$$



(а) (б)

Рис. 7. Компоненты массового выхода при  $E_{\max}=50$  МэВ для  $^{238}\text{U}$ (а) и для  $^{232}\text{Th}$  (б): Superlong (штрих-пунктирная линия), Standard I (сплошная тонкая линия), Standard II (○), полный выход  $Y_{\text{tot}}$  (сплошная линия), экспериментальные точки (■).

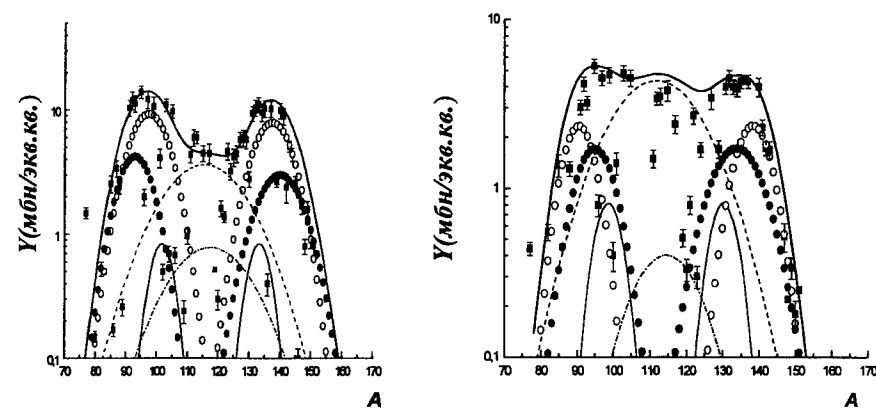
В выражениях (10)-(11) каждая компонента характеризуется положением пика ( $A_{iS \pm D_{iAS}}$ ) и дисперсией  $\sigma_{iAS, iS}$ , а также нормировочным коэффициентом  $K_{iS}$ , определяющим вклад  $i$ -ой моды деления (индексы S, AS обозначают симметричные и асимметричные компоненты). Параметр  $D_{iAS}$ , вводится для описания положения двух коррелированных осколков и равен половине расстояния между пиками асимметричного деления по массовой шкале. Так как выходы фотоделения растут с увеличением энергии, в разложении массового выхода при  $E_{\max}=3500$  МэВ ( $Y_2$ ) вводились дополнительно компоненты ( $Y'$ ), относящиеся к симметричному и асимметричному делению при высоких энергиях:

$$Y_2 = Y_1 + Y', \quad (10)$$

$$Y' = \frac{K_{3AS}}{\sigma_{3AS}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-A_{2S}-D_{3AS})^2}{2\sigma_{3AS}^2}} + \frac{K'_{3AS}}{\sigma'_{3AS}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-A_{2S}-D'_{3AS})^2}{2\sigma_{3AS}'^2}} + \frac{K_{2S}}{\sigma_{2S}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(A-A_{2S})^2}{2\sigma_{2S}^2}}, \quad (11)$$

где  $Y_1$  рассчитывался по формуле (9).

На рисунке 8 (а, б) приведены кривые разложения и экспериментальные данные, относящиеся к выходам осколков деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при максимальной энергии тормозного спектра 3500 МэВ.



(а) (б)

Рис. 8. Компоненты массового выхода при  $E_{\max}=3500$  МэВ для  $^{238}\text{U}$ (а) и для  $^{232}\text{Th}$  (б). Символы, соответствующие выходу низкоэнергетического деления, такие же, как и на рис. 7; высокоэнергетические компоненты: асимметричная мода (●), симметричная мода (пунктирная линия), полный выход  $Y_{\text{tot}}$  (сплошная линия), экспериментальные точки (■).

Проведенное разложение для ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  позволило получить полный выход ( $Y_{\text{tot}}$ ) и компоненты, соответствующие асимметричной и симметричной модам деления при двух энергиях фотонов, а также выделить вклад высокоэнергетической части полного выхода при энергии фотонов 3500 МэВ. Оценки выходов в области энергий 50-3500 МэВ показали, что основной вклад в полный выход обусловлен симметричной компонентой деления: доля симметричного деления в области промежуточных энергий для  $^{238}\text{U}$  составила 58%, для  $^{232}\text{Th}$  – 72%. Для оценки вероятности различных мод деления можно использовать известное в литературе эмпирическое выражение в виде:

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{кр.}} = 35,5 + 0,4(Z_f - 90), \quad (12)$$

где  $(Z^2/A)_{\text{кр.}}$  - «критический» параметр делимости для делящегося ядра.

Согласно (12), ядра, для которых  $Z^2/A$  больше «критического значения», делятся симметричным способом, а в ядрах с  $Z^2/A < (Z^2/A)_{\text{кр.}}$  доминирует мода асимметричного деления. Параметр  $(Z^2/A)_{\text{кр.}}$  для  $^{238}\text{U}$  равен 36,3, а для  $^{232}\text{Th}$  – 35,5. Если провести анализ разложения массового выхода, то можно выделить, предположительно, симметрично делящиеся ядра в области массовых чисел в мишени  $^{238}\text{U}$  с  $A_f \sim 233$  а.е.м. ( $Z_f \sim 92$ ), а в  $^{232}\text{Th}$  – с  $A_f \sim 227$  а.е.м. ( $Z_f \sim 90$ ). В соответствии с критерием (12)  $Z^2/A$  для этих ядер предполагается доминирование симметричной моды деления, причем в мишени  $^{232}\text{Th}$  вклад нейтронно-дефицитных симметрично делящихся ядер, очевидно, больше. На

рисунках 9, 10 (а, б) представлены зависимости доли симметричного деления ( $Y_s/Y_{tot}$ ) и отношения пик/плато ( $P/V$ ) от энергии возбуждения при делении ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  нейтронами, протонами и фотонами вместе с данными настоящей работы, соответственно. Как видно из рисунков, результаты настоящего эксперимента хорошо согласуются с ранее проведенными измерениями.

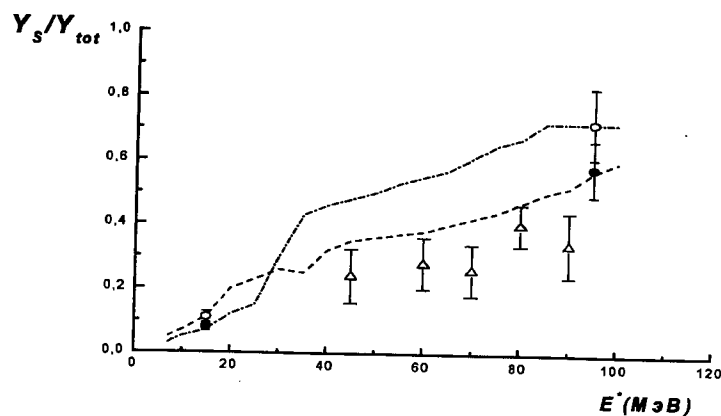


Рис.9. Зависимость вклада симметричного деления ( $Y_s/Y_{tot}$ ) для ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  от энергии возбуждения ( $E^*$ ):  $\Delta$  –  $^{238}\text{U}$  ( $\gamma, f$ ); пунктирная линия –  $^{238}\text{U}$  ( $n, f$ ); штрихпунктирная линия –  $^{232}\text{Th}$  ( $p, f$ );  $\bullet$  –  $^{238}\text{U}$  ( $\gamma, f$ );  $\circ$  –  $^{232}\text{Th}$  ( $\gamma, f$ ) – настоящая работа.

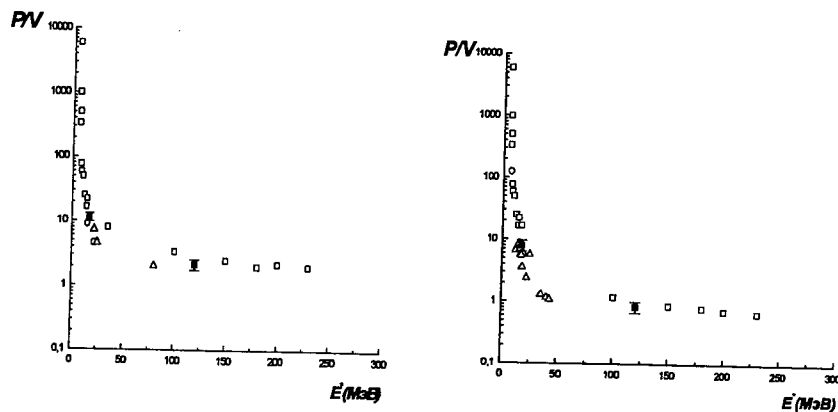


Рис.10. Зависимость отношения пик-плато ( $P/V$ ) для  $^{238}\text{U}$  (а) и  $^{232}\text{Th}$  (б) от энергии возбуждения ( $E^*$ ):  $\square$  – ( $\gamma, f$ );  $\circ$  – ( $n, f$ );  $\Delta$  – ( $p, f$ );  $\blacksquare$  – настоящая работа.

Полученные экспериментальные данные позволили оценить значения делимости в исследуемых энергетических диапазонах. Делимость определяется в виде отношения выходов фотоделения ( $Y_{tot}$ ) и полного поглощения фотонов ( $Y_{abs}$ ) на ядре ( $D=Y_{tot}/Y_{abs}$ ). Значение делимости для ядра тория при низких и промежуточных энергиях составило, соответственно,  $0,13 \pm 0,026$  и  $0,49 \pm 0,10$ . Для урана –  $0,38 \pm 0,08$  и  $0,63 \pm 0,13$ . На рисунке 11 приведены результаты измерений делимостей  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  данной работы вместе с экспериментальными и расчетными данными деления урана и тория адронами.

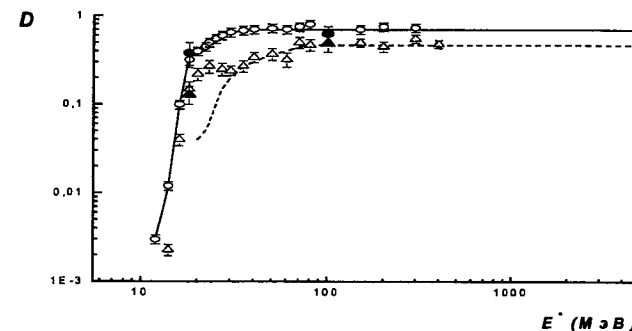


Рис.11. Делимость ( $D$ ) ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  в зависимости от энергии возбуждения ( $E^*$ ) делящегося ядра: сплошная и пунктирная линии – расчеты для  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ , соответственно;  $\circ$  ( $^{238}\text{U}$ ),  $\Delta$  ( $^{232}\text{Th}$ ) – экспериментальные данные деления адронами,  $\bullet$  ( $^{238}\text{U}$ ),  $\blacktriangle$  ( $^{232}\text{Th}$ ) – данные настоящей работы.

Как видно, делимости  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  для различных частиц, инициирующих деление, удовлетворительно согласуются между собой. Полученные данные также не противоречат результатам измерений, проведенных в этих областях энергий с моноэнергетическими фотонами. Выделение симметричных и асимметричных компонент показало, что делимость тория постепенно увеличивается главным образом за счет симметричного деления от значения  $1,4 \pm 0,28$  до  $35,4 \pm 7,1$  (%), для урана – от  $3 \pm 0,6$  до  $36,5 \pm 7,3$  (%).

Четвертая глава диссертации посвящена исследованию спинового распределения осколков деления. Сведения об угловом моменте делящейся системы и образующихся осколков могут быть получены из данных о выходах высокоспиновых состояний продуктов деления. В эксперименте обычно измеряют отношение выходов высокоспиновых и низкоспиновых состояний (изомерные отношения, ИО). Первичные фрагменты деления могут быть сильно деформированы и иметь широкий спектр энергий возбуждения и угловых моментов. Девозбуждение первичных осколков происходит путем испарения нейтронов и каскада  $\gamma$ -квантов до заселения конечных состояний с разными значениями спинов. Нейтроны и  $\gamma$ -кванты уносят определенный угловой момент и энергию, меняя, таким образом, начальные распределения. Полученные в настоящей работе результаты показали, что изомерные отношения при

делении ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  мало отличаются, несмотря на то, что вероятность образования осколков в этих ядрах различна. Можно предположить, что характеристики начального ядра не играют существенной роли в процессе образования различных спиновых состояний осколков. Так как спины конечных продуктов деления оказываются обычно существенно выше, чем спины делящихся ядер, предполагается, что генерация высокоспиновых состояний происходит за счет деформации и кручения осколков при движении от седловой точки до точки разрыва, а также при кулоновском сталкивании фрагментов после разделения. Результаты проведенных измерений показали, что при переходе от низких к промежуточным энергиям ИО практически не растут, что может указывать на факт насыщения заселения высокоспиновых состояний осколков из-за конкуренции различных каналов в предравновесной стадии процесса, а также на малость момента, передаваемого фотонами ядру. Представляет интерес сравнение зависимости изомерных отношений  $(Y_n/Y_1)$  и множественности испущенных нейтронов  $(\nu_p)$ , известной из литературных данных, от массового числа осколков при двух максимальных энергиях тормозного спектра для ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  (рис. 12 (а, б)).

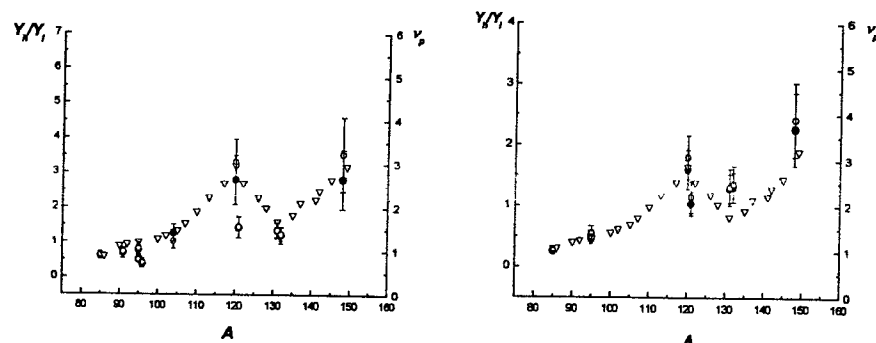


Рис. 12. Зависимость изомерных отношений  $(Y_n/Y_1)$  и множественности постделительных нейтронов  $(\nu_p)$  от массы фрагментов деления  $^{238}\text{U}$  (а) и  $^{232}\text{Th}$  (б):  $\bullet$  —  $Y_n/Y_1$  при энергии  $E_{\text{max}}=50$  МэВ,  $\circ$  —  $Y_n/Y_1$  при энергии  $E_{\text{max}}=3500$  МэВ;  $\nabla$  —  $\nu_p$ .

Как видно, в целом, наблюдается сходство в характере изменения ИО и множественности постделительных нейтронов с массой фрагмента. Рост ИО в области  $A \sim 120$  и  $A \sim 148$  указывает на большую вероятность заселения высокоспинового состояния, и как следствие, испарения нейтронов из сильнодеформированных фрагментов с высокой энергией возбуждения. Характерная форма кривой объясняется также влиянием оболочечных эффектов. В частности, фрагменты, образующиеся в массовой области  $A \sim 131-132$ , характеризуются заполнением нейтронной оболочки  $N=82$  и, следовательно, малыми деформациями, низким возбуждением, малым числом испаряющихся нейтронов и, соответственно, малой вероятностью выхода высокоспинового состояния. Как видно, с ростом энергии падающих фотонов не

наблюдается изменения характера массовой зависимости и сохраняется влияние оболочечной структуры осколков.

Значения ИО для фрагментов фотоделения  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при энергии  $E_{\text{max}}=50$  МэВ использовались для расчета по статистической модели средних угловых моментов первичных осколков, которые трансформируются в конечные продукты путем испарения нейтронов и  $\gamma$ -квантов. Основным элементом при проведении этих расчетов является плотность спинового распределения ядерных уровней, пропорциональная вероятности заселения состояний:

$$P(J_i) \sim (2J_i + 1) e^{-J_i(J_i+1)/B^2}, \quad (13)$$

где  $P(J)$  — вероятность образования первичного фрагмента со спином  $J$ , параметр  $B$  определяет ширину этого распределения и при больших значениях равен

среднеквадратичному корню  $\sqrt{J^2} \approx B$ . Результаты расчетов настоящей работы подтверждают рост угловых моментов с увеличением массового числа  $A$  осколка деления, включая область высокоэнергетического симметричного деления (табл.1). Подобная тенденция роста замечена при делении протонами, быстрыми нейтронами и  $\alpha$ -частицами, однако, средние значения спинов, полученные в этих реакциях, существенно выше. Возможно, деформация фрагментов при делении заряженными частицами и быстрыми нейтронами, приводящая к возбуждению коллективных степеней свободы (вращению, кручению), определяет большую вероятность заселения высокоспиновых состояний. Не исключается и факт передачи фотоном ядру малого момента в процессе первичного взаимодействия.

Табл.1. Изомерные отношения  $(Y_n/Y_1)$  и угловые моменты  $(B)$  продуктов деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при энергии  $E_{\text{max}}=50$  МэВ.

Элемент	Состояние	$^{238}\text{U}$			$^{232}\text{Th}$		
		$(Y_n/Y_1)_{\text{экс}}$	$(Y_n/Y_1)_{\text{расч}}$	$B(\hbar)$	$(Y_n/Y_1)_{\text{экс}}$	$(Y_n/Y_1)_{\text{ра}}$ сч.	$B(\hbar)$
$^{85}\text{Sr}$	$g(9/2^+)$ $m(1/2^-)$	$0,60 \pm 0,09$	$0,57 \pm 0,20$	$2,4 \pm 0,5$	$0,26 \pm 0,04$	$0,24 \pm 0,1$	$2,5 \pm 0,4$
$^{91}\text{Y}$	$g(1/2^-)$ $m(9/2^+)$	$0,69 \pm 0,15$	$0,72 \pm 0,30$	$2,6 \pm 0,3$	-	-	-
$^{95}\text{Nb}$	$g(9/2^+)$ $m(1/2^-)$	$0,50 \pm 0,09$	$0,49 \pm 0,15$	$2,3 \pm 0,4$	$0,46 \pm 0,08$	$0,51 \pm 0,1$	$3,0 \pm 0,5$
$^{95}\text{Tc}$	$g(9/2^+)$ $m(1/2^-)$	$0,77 \pm 0,12$	$0,72 \pm 0,30$	$2,6 \pm 0,3$	$0,51 \pm 0,09$	$0,60 \pm 0,1$	$2,8 \pm 0,4$
$^{96}\text{Tc}$	$g(7^+)$ $m(4^+)$	$0,37 \pm 0,11$	$0,39 \pm 0,10$	$4,9 \pm 0,2$	-	-	-
$^{104}\text{Ag}$	$g(5^+)$ $m(2^+)$	$1,27 \pm 0,25$	$1,34 \pm 0,30$	$5,3 \pm 0,2$	-	-	-

Табл.1.(продолжение)

$^{120}\text{I}$	$g(2^-)$ $m(4-8)$	$2,80\pm 0,70$	$2,60\pm 0,39$	$5,8\pm 0,9$	$1,60\pm 0,32$	$1,61\pm 0,4$	$6,4\pm 1,3$
$^{121}\text{Te}$	$g(1/2^+)$ $m(11/2^-)$	$1,43\pm 0,30$	$1,35\pm 0,18$	$4,2\pm 0,5$	$1,04\pm 0,19$	$1,16\pm 0,2$	$4,3\pm 0,9$
$^{131}\text{Te}$	$g(3/2^+)$ $m(11/2^-)$	$1,36\pm 0,20$ $1,08\pm 0,25^a$ $1,38\pm 0,21^b$	$1,39\pm 0,30$	$4,0\pm 0,7$ $4,1\pm 1,5^a$ $5,1\pm 0,4^b$	$1,29\pm 0,23$	$1,31\pm 0,2$	$4,7\pm 0,8$
$^{132}\text{I}$	$g(4^+)$ $m(8^-)$	$1,21\pm 0,24$ $1,08\pm 0,13^a$	$1,20\pm 0,14$	$7,2\pm 0,2$ $6,9\pm 1,4^a$	$1,31\pm 0,24$	$1,60\pm 0,3$	$7,5\pm 1,5$
$^{148}\text{Pm}$	$g(1^-)$ $m(6^-)$	$2,82\pm 0,85$ $2,60\pm 0,9^c$	$3,02\pm 0,60$	$7,5\pm 1,5$ $10\pm 2,5^c$	$2,27\pm 0,60$	$2,21\pm 0,4$	$7,8\pm 1,6$

<sup>a</sup> - данные для реакции  $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ ,  $E_{\text{max}}=70$  МэВ;

<sup>b</sup> - данные для реакции  $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ ,  $E_{\text{max}}=16$  МэВ;

<sup>c</sup> - данные для реакции  $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ .

В заключении приведены основные результаты, полученные в диссертационной работе:

- впервые на основе измерений абсолютных выходов осколков деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  создана база данных, позволившая провести подробный анализ зарядовых и массовых распределений осколков фотоделения в области низких ( $E_{\text{max}}=50$  МэВ) и промежуточных ( $E_{\text{max}}=3500$  МэВ) энергий.

- впервые выделены компоненты мультимодального деления при взаимодействии фотонов с ядрами  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  и исследованы основные характеристики, в том числе:

- определены основные параметры зарядового распределения осколков фотоделения (наиболее вероятный заряд и ширина распределения) и проведён анализ распределения заряда в делящихся ядрах на основе существующих моделей;
- получено подтверждение универсальности процесса зарядового распределения при делении актинидов частицами разного типа;
- рассчитаны полные выходы фотоделения  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  при максимальных энергиях фотонов 50 и 3500 МэВ, получено согласие с ранее опубликованными данными;
- впервые получены выходы отдельных компонент симметричного и асимметричного деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  в области низких и промежуточных энергий фотонов путём разложения массового выхода в рамках гипотезы мультимодального деления; при низкоэнергетическом делении были использованы одна симметричная (Superlong) и две асимметричные (Standard I, Standard II) моды, при переходе к более высоким энергиям добавлялись симметричная и асимметричная компоненты;

- впервые показано, что при делении  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  фотонами промежуточных энергий в выход фотоделения основной вклад вносит симметричное деление, доля которого в полный выход для  $^{238}\text{U}$  составила 58%, а для  $^{232}\text{Th}$  – 72%, отмечено также присутствие асимметричного деления при промежуточных энергиях;
- рассчитаны значения делимостей  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  в исследуемых областях энергий и получено удовлетворительное согласие с опубликованными данными для реакций с адронами и моноэнергетическими фотонами;
- рассчитаны средние угловые моменты некоторых первичных осколков фотоделения  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  на основе измерений изомерных отношений с использованием стандартной статистической модели; получено указание на малую величину момента делящегося ядра при фотопоглощении в исследуемой области энергий.

#### Список опубликованных работ:

1. Симметричные и асимметричные моды фотоделения  $^{232}\text{Th}$  при промежуточных энергиях, И. Демёхина, Г. Карапетян, Учёные записки ЕГУ, № 2, 2007, стр. 72-78.
2. Наиболее вероятный заряд в реакциях фотоделения ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  при максимальной энергии тормозного излучения 50 МэВ и 3500 МэВ, Н. Демёхина, Г. Карапетян, Учёные записки ЕГУ, № 3, 2007, стр. 54-64.
3. Изомерные отношения осколков фотоделения  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ , Н. Демёхина, Г. Карапетян, Известия НАН Армении, Физика, № 6, т. 42, 2007, стр. 327-337.
4. Определение выходов фотоядерных реакций методом наведённой активности, Г. Карапетян, Учёные записки ЕГУ, № 3, 2006, стр. 31-35.
5. Photofission modes in  $^{238}\text{U}$ , R. Astabatian, N. Demekhina, R. Kavalov, V. Kakoyan, Yu. Margarian, E. Markarian, G. Karapetyan, Electromagnetic Interactions of Nuclei at Low and Medium Energies, Proceedings of the X International Seminar, April 16-18 (2003), Moscow, 2004, p. 281-283.

Ամփոփագիր

Ատենախոսությունը նվիրված է ժամանակակից ֆոտոմիջուկային պրոցեսներից մեկին, այն է՝ ցածր և միջին էներգիաների տիրույթում ծանր միջուկների ֆոտոբաժանման խնդրին: Առաջին անգամ հաջողվել է ստանալ  $^{238}\text{U}$  և  $^{232}\text{Th}$  միջուկների բաժանման բեկորների բացարձակ ելքերի արժեքները ֆրագմենտների զանգվածային թվի գրեթե ամբողջ տիրույթում: Ատենախոսության մեջ առաջին անգամ կիրառվել է բաժանման մուլտի-մոդալ հիպոթեզը ֆոտոններով ծանր միջուկների ճառագայթման դեպքում: Այն թույլ տվեց ուսումնասիրել բաժանման տարբեր՝ ասիմետրիկ և սիմետրիկ բաղադրիչների բնութագրերը, այդ թվում՝ ստանալ բաժանման բեկորների լիցքային բախշվածության հիմնական բնութագրերը (ամենահավանական լիցքը  $Z_p$  և բախշվածության լայնությունը  $C$ ): Ստացված  $Z_p$ -երը համեմատվել են տարբեր մոդելների հաշվարկների հետ: Ապացուցված է լիցքային բախշվածության ունիվերսալ բնույթը, որը պայմանավորված է հիմնականում բեկորների միջուկային հատկություններով:

Բացի դրանից առաջին անգամ առանձնացվել է միջին էներգիաների տիրույթում բարձր էներգիաների ներդրումը և զնահատվել են զանգվածային բախշվածության բաղադրիչների ելքերի արժեքները: Ստացված տվյալները թույլ տվեցին հաշվարկել  $^{238}\text{U}$  և  $^{232}\text{Th}$  բաժանելիությունը, որի արժեքները համաձայնության մեջ էին հաղորդներով և մոնոքրոմատիկ ֆոտոններով ծանր միջուկների բաժանման տվյալների հետ:

Չափված բեկորների իզոմերական հարաբերությունների ( $I\beta$ ) հիման վրա հաշվարկվել են բաժանման սկզբնական ֆրագմենտների միջին անկյունային մոմենտները, որոնց արժեքները ավելի փոքր էին, քան հաղորդներով բաժանման դեպքում: Տվյալ փաստը ապացուցում է, որ ֆոտոնները միջուկի հետ փոխազդեցության ժամանակ հաղորդում են վերջինիս փոքր անկյունային մոմենտ:

Ատենախոսություն մեջ բերված արդյունքները բազմիցս քննարկվել են ԵՊՅ-ի և ՄՅՄԻ-ի սեմինարներին ու լայնորեն հայտնի են մասնագետների շրջանում: Ստացված արդյունքները, անկասկած, կնպաստեն բաժանման փորձնական տվյալների բանկի լայնացմանը և միջուկային ռեակցիաների մոդելավորման ստեղծման և զարգացման խնդրին, ինչպես նաև կօգտագործվեն ապագա գիտափորձերը նախագծելիս: