

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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«МАССОВО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ БИНАРНЫХ  
ФРАГМЕНТОВ РЕАКЦИИ, ОБРАЗОВАННЫЕ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ  
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ  $^{32}\text{S}$  С ЯДРАМИ  $^{232}\text{Th}$  И ИССЛЕДОВАНИЕ  
ОСОБЕННОСТЕЙ ПРОТЕКАНИЯ РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ  
В ПОДБАРЬЕРНОЙ ОБЛАСТИ»**

Выполнила студентка  
409 группы:  
Галкина Евгения Игоревна



(Галкина Е.И.)

Научный руководитель:  
профессор кафедры ФЭЧ,  
д ф.-м. н  
Теряев Олег Валерианович



Консультант:  
к. ф.-м. н  
Козулин Эдуард Михайлович



Допущена к защите  
«\_\_» мая 2020 года

Зав. Кафедрой физики элементарных частиц  
академик РАН, профессор  
Матвеев Виктор Анатольевич

---

Москва  
2020

Оглавление	
ВВЕДЕНИЕ .....	2
Глава 1. Обзор моделей деления ядер и экспериментальных данных о делении .....	4
1.1 Модель жидкой капли .....	4
1.2 Оболочечная модель ядра .....	7
1.3 Экспериментальные данные о делении ядер .....	8
Цель работы .....	12
Глава 2. Метод исследования и экспериментальная установка .....	14
2.1 Метод исследования .....	14
2.2 Экспериментальная установка .....	14
Глава 3 Геометрия эксперимента и получение экспериментальных данных	19
3.1 Постановка эксперимента .....	19
3.2 Обработка экспериментальных данных .....	20
Глава 4. Анализ экспериментальных данных .....	24
4.1 Процессы, происходящие в тяжело-ионных реакциях .....	24
4.2 Выделение событий слияния-деления .....	26
4.3 Экспериментальное разделение процессов слияния-деления и квазиделения .....	27
ВЫВОДЫ .....	35
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	36
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ .....	38

## ВВЕДЕНИЕ

Деление ядер – многообразный и сложный физический процесс, настолько, что на сегодняшний день не существует единственной точной и целостной картины этого ядерного превращения. Впервые о данном физическом явлении заговорил в своих опытах Э.Ферми в 1934 году [1]. Идея эксперимента заключалась в том, что в результате  $\beta$ -распада изотопа  $^{238}\text{U}$  образуется элемент с  $Z=93$ , однако идентифицировать элемент экспериментально не удалось. Облучая наравне с другими элементами ядра урана, он наблюдал несколько периодов полураспада у образующихся продуктов. Объяснялось это тем, что уран имеет ряд изотопов, которые под влиянием облучения нейтронами дают начало каждой из цепочек. Детальное изучение свойств продуктов в радиоактивных цепочках урана и их интерпретацию в 1939 году показали О.Ган и Ф.Штрассман. Было экспериментально показано, что при облучении тепловыми нейтронами солей урана продуктами распада являются элементы из середины периодической таблицы Д. И. Менделеева -  $_{56}\text{Ba}$ , когда в предположении Э.Ферми продуктами должны были являться трансурановые элементы. Барий является химическим аналогом  $_{88}\text{Ra}$ , стоящего в периодической таблице перед ураном. Данный результат объяснили О.Фриш и Л.Мейтнер в своей гипотезе о неустойчивости по отношению к изменению их формы и высказали предположение, что при захвате нейтрона возбужденное ядро урана может разделиться на примерно равные фрагменты [1]. Таким образом, деление ядер – расщепление ядра преимущественно на два ядра с близкими массами, которые называют осколками деления. При делении возникают и другие частицы – нейтроны, электроны,  $\alpha$ -частицы. Деление может быть спонтанным, либо вынужденным под действием других частиц, чаще всего нейтронов.

Экспериментальные исследования деления в различных областях ядер подтверждают существование нескольких видов деления: симметричного – деления на фрагменты равной массы, асимметричного деления, а также прояв-

ления нескольких видов деления одновременно. При различных конфигурациях образованной ядерной системы в результате реакций определяются различные виды данных симметричного и асимметричного деления – компактный и деформированный вид деления. Характеристики деления в области от преактинидных до тяжелых ядер изучены хорошо и систематизированы, что позволило продвинуться в синтезе более тяжелых систем. Однако, в настоящее время получение сверхтяжелых систем с  $Z$  более 103-106 становится затруднительным – такие системы имеют крайне малое время жизни. Однако изучение массово-энергетических характеристик деления систем, образованных в реакциях столкновения тяжелых элементов, позволяет дополнить информацию о свойствах деления компаунд-ядер в области от тяжелых до сверхтяжелых ядер. Большой интерес представляет исследование массово-энергетических распределений в переходной области с  $Z=103-110$ , где информация о характере деления довольно скудна.

В связи с этим, в данной работе изучаются свойства массово-энергетических распределений бинарных фрагментов реакции  $^{32}\text{S} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{264}\text{Sg}$  при энергиях налетающего иона 165, 181, 200 МэВ с помощью установки CORSET [2]. На основе полученных массово-энергетических распределений определяются основные моды и свойства деления  $^{264}\text{Sg}$ . Исследование ранее еще не изученных особенностей деления Sg позволят получить новую информацию о закономерностях деления в данной переходной области от тяжелых ядер до сверхтяжелых ядер, что крайне важно для синтеза сверхтяжелых элементов.

Целью настоящей работы является анализ массово-энергетических распределений фрагментов в реакции  $^{32}_{16}\text{S} + ^{232}_{90}\text{Th} \rightarrow ^{264}_{106}\text{Sg}$  при энергии пучка налетающих ионов 165, 181, 200 МэВ; Изучение влияния нуклидного состава ядер (отношение  $N/Z$ ) на массово-энергетические распределения фрагментов, полученных в реакциях слияния-деления в переходной области трансактинидных ядер.

# Глава 1. Обзор моделей деления ядер и экспериментальных данных о делении

Несмотря на то, что процесс деления был открыт относительно давно, в настоящее время теория деления не позволяет описать процесс деления в едином приближении. Существует ряд моделей и различных приближений, способные описать процессы деления в различных областях ядер.

## 1.1 Модель жидкой капли

Одной из простейших и исторически первых моделей деления является модель жидкой капли, предложенная Я. И. Френкелем и одновременно Н. Бором и Дж. Уиллером [3,4]. В этой модели ядро рассматривается по аналогии с классической заряженной жидкой каплей, которая состоит из нуклонов и обладает резко ограниченной поверхностью. Аналогично поверхностному натяжению в капле присутствуют ядерные силы, стремящиеся сохранить ее сферическую форму. В результате возбуждения ядро может прийти в колебательное движение. Если энергия возбуждения будет мала, то ядро будет совершать колебания, изменяя при этом свою форму от сферической к эллипсоидальной, и далее снова к сферической. Если энергия возбуждения достаточно велика, то в процессе колебаний ядро проходит через критическую точку, которая характеризует момент совершения предельно упругой деформации. Эта точка равновесия на поверхности потенциальной энергии делящегося ядра (седловая точка) есть вершина барьера, удерживающего ядро от энергетически выгодного развала на части.

При дальнейшем увеличении деформации площадь поверхности ядра неизбежно растет, увеличивая тем самым расстояние между нуклонами, в связи с этим увеличивается число менее связанных нуклонов с поверхностью, уменьшается суммарная энергия связи, соответственно капля начинает терять свою форму. Первоначально обладающее приблизительно сферической фор-

мой, в процессе деления ядро должно вытянуться, затем принять гантелеобразную форму, и, наконец, разделиться на два приблизительно равных осколка. Такая модель (Рисунок 1) идеально описывает процесс деления при достаточно сильном возбуждении ядра, когда оболочечные эффекты не играют существенной роли и ядро перестает быть структурно индивидуальным. Процесс деления определяется конкуренцией слагаемых энергии связи ядра: поверхностной и кулоновской энергией. Рассмотрение динамики деления позволяет оценить, как изменяется величина барьера деления при изменении массового числа  $A$  и  $Z$ .



Рисунок 1 - Схема деления ядра в соответствии с моделью жидкой капли

Исходя из аналогии модели жидкой капли и атомного ядра, К.Вайцзекер [1] предложил эмпирическую формулу для энергии связи ядра:

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{\frac{2}{3}} - \gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - \xi \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A} + \delta A^{-\frac{3}{4}}$$

$$\alpha = 15,4 \text{ МэВ}; \beta = 17 \text{ МэВ}; \gamma = 0,69 \text{ МэВ}; \zeta = 96 \text{ МэВ}; |\delta| = 34 \text{ МэВ}$$

$$E_s = \beta A^{\frac{2}{3}} - \text{энергия поверхностного натяжения ядра}$$

$$E_c = \gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - \text{кулоновская энергия ядра}$$

На первой стадии симметричного деления ядра выполняются законы сохранения массового и зарядового числа, а также установленные соотношения, что

$$\frac{\langle A_T \rangle}{\langle A_L \rangle} = \frac{\langle Z_T \rangle}{\langle Z_L \rangle} = \frac{1}{1};$$

Заметим, что энергия потенциальной деформации ядра:

$E_{def} = E_s + E_c - E_{s0} - E_{c0}$ , где  $E_{s0}, E_{c0}$  - энергия поверхностного натяжения и кулоновская энергия осколков соответственно.

В соответствии с моделью жидкой капли ядро несжимаемо, т.е. объем ядра при изменении деформаций не изменяется. В предположении малых деформациях ядро изменяет форму от сферической к эллипсоидальной, возвращаясь в исходное состояние. Функция, определяющая деформацию исходной сферической формы ядра [5]:

$R(\vartheta, \phi) = R_0[1 + \Sigma_{\lambda, \mu} a_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\vartheta, \phi)]$ , в приближении квадрупольной деформации  $a_{20}$ .

Сравнивая вышеприведенные выражения, получим:

$$E_s(\varepsilon) + E_c(\varepsilon) = E_{s0} + E_{c0} + \frac{a_{20}^2(2E_{s0} - E_{c0})}{5},$$

параметр деформации  $\varepsilon$  представляет некоторую комбинацию параметров  $a_{\lambda\mu}$ . Тогда, поверхностная и кулоновская энергия могут быть записаны в виде:

$$E_s(\varepsilon) = E_{s0} \left(1 + \frac{2}{5} a_{20}^2\right); E_c(\varepsilon) = E_{c0} \left(1 - \frac{1}{5} a_{20}^2\right);$$

$$\Delta E_s = E_{s0} \times \frac{2}{5} a_{20}^2; \Delta E_c = -E_{c0} \times \frac{1}{5} a_{20}^2;$$

$$E_s(\varepsilon) + E_c(\varepsilon) = E_{s0} + E_{c0} + \frac{a_{20}^2(2E_{s0} - E_{c0})}{5}.$$

Отсюда следует, чтобы сферическая форма ядра была сохранена, необходимо выполнение условия:  $2\Delta E_{s0} > \Delta E_{c0}$ . Введенный параметр делимости Н. Бором и Дж. Уиллером позволяет оценить величину барьера для различных групп ядер:

$$x = \frac{E_{c0}}{2E_{s0}} = \{50.883[1 - 1.7826((N - Z)/A^2)]\}^{-1} \frac{Z^2}{A};$$

$$x \sim Z^2/A.$$

Чтобы ядро разделилось, ему необходимо передать энергию возбуждения большую или равную высоте потенциального барьера. Барьер возникает тогда, когда  $\Delta E > 0$ , то есть при  $Z^2/A \approx 50$ . Поэтому, в соответствии с жидкокапельной модели ядру энергетически более выгодно делиться на равные части.

## 1.2 Оболочечная модель ядра

Наиболее вероятно деление на осколки, один из которых примерно в полтора раза тяжелее другого, т.е. отношение  $\frac{\langle A_T \rangle}{\langle A_L \rangle} = \frac{\langle Z_T \rangle}{\langle Z_L \rangle} = \frac{3}{2}$ .

Наблюдаемая асимметрия деления может быть объяснена влиянием ядерных нейтронных оболочек: тяжелому ядру энергетически выгоднее делиться так, чтобы число нейтронов в осколке было близко к одному из магических чисел (20, 50, 82, 126). Предложенная идея модели жидкой капли не подходит для объяснения специфичной закономерности свойств ядер с магическим числом нуклонов, которые имеют особую устойчивость. Существование магических чисел указывает на наличие внутренней структуры, закономерное распределение отдельных частиц ядра по энергетическим уровням, последовательное заполнение которых приводит к образованию особо устойчивых ядер. Согласно оболочечной модели [1], нуклонные энергетические уровни с близкими значениями группируются в серии, удаленные друг от друга. В соответствии с принципом Паули, заполнению оболочки соответствует образование осколков деления, близких к магическим ядрам. Влияние оболочечных поправок на деление ядер было описано В. М. Струтинским [6]. Он объединил идеи жидкокапельной и оболочечной моделей в единую теорию. С увеличением энергии возбуждения происходит глубокая перестройка ядерных оболочек, которую можно рассматривать как предельный переход ядра к состоянию, описываемому моделью жидкой капли. Их влияние проявляется в виде долин на поверхности потенциальной энергии, вдоль которых тяжелая ядерная система изменяется в процессах слияния-деления и квазиделения.

Влияние оболочечных эффектов на поверхность потенциальной энергии (как функцию массовой асимметрии и удлинения для ядерной системы) приводит к появлению глубоких долин, соответствующих образованию хорошо



связанных магических ядер. Броза в своих работах выделил несколько основных мод:

- (S) - мода, обусловленная делением нагретых ядер;
- I (S1) - обусловлена влиянием протонной оболочки  $Z=50$  и нейтронной оболочки  $N=82$ , являющейся магической;
- II (S2), вызванная влиянием деформированных оболочек  $Z\approx 54-56$  и  $N=86$ ;
- III (S3) - влияние дважды магических оболочек (около магические значения чисел нейтронов и протонов  $N\sim 82, Z\sim 50$ ).

В целом, представленные модели хорошо объясняют многие свойства деления ядер в слабозвуждённом состоянии. В данной области энергий модели хорошо описывают достаточно много экспериментальных данных и закономерностей в различных областях ядер.

### 1.3 Экспериментальные данные о делении ядер

Многочисленные исследования позволяют систематизировать данные о проявлении различных видов деления на карте нуклидов. На Рисунке 2, 3 показаны экспериментальные данные о массовых распределениях фрагментов деления различных ядер. В зависимости от нуклидного состава ядра характер и вид массовых распределений меняется. В области преактинидных ядер изученные массовые распределения показывают преобладание симметричного деления, описываемое моделью жидкой капли, в особенности это характерно для ядер в области  $204 < A < 220$ , например, на Рисунке 3 показаны распределения для изотопов Ra, Ac, и др. Однако с увеличением массы ядра характер массовых распределений меняется – распределение становится двугорбым и описывает процесс деления ядерной системы на два фрагмента, массы которых различны.

Например, на Рисунке 2,3 представлены различные массовые распределения фрагментов деления в области актинидных и тяжелых ядер при спонтанном и низкоэнергетическом делении. В области тяжелых ядер с увеличением нейтронного числа наблюдается изменение вида массового распределения от преимущественно симметричного к ассиметричному. Это характерно для ядер, начиная с Th, таких как U, Cm, Cf.

В области от тяжелых до сверхтяжелых ядер наблюдается иная тенденция изменения вида массового распределения в сравнении с областями более легких ядер. На карте нуклидов представлены экспериментальные данные о вынужденном делении ядер (Рисунок 4) в области тяжелых и сверхтяжелых ядер. Вид массового распределения фрагментов деления меняется в зависимости от количества  $N/Z$  в ядрах.

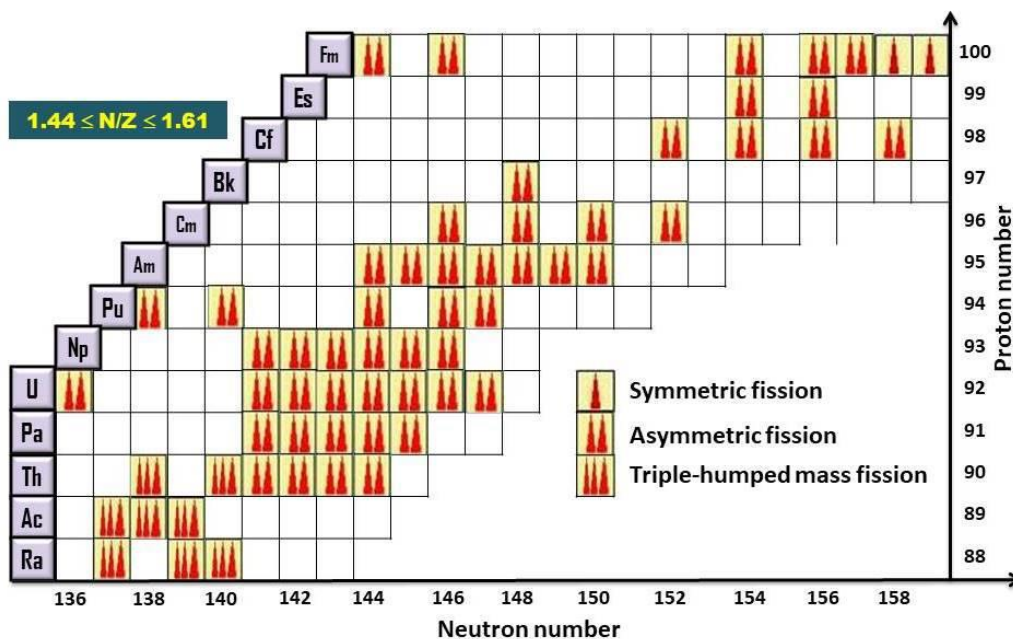


Рисунок 2 - Тип массового распределения осколков при вынужденном и спонтанном делении ядер в зависимости от нуклонного состава делящегося ядра в области актинидных ядер

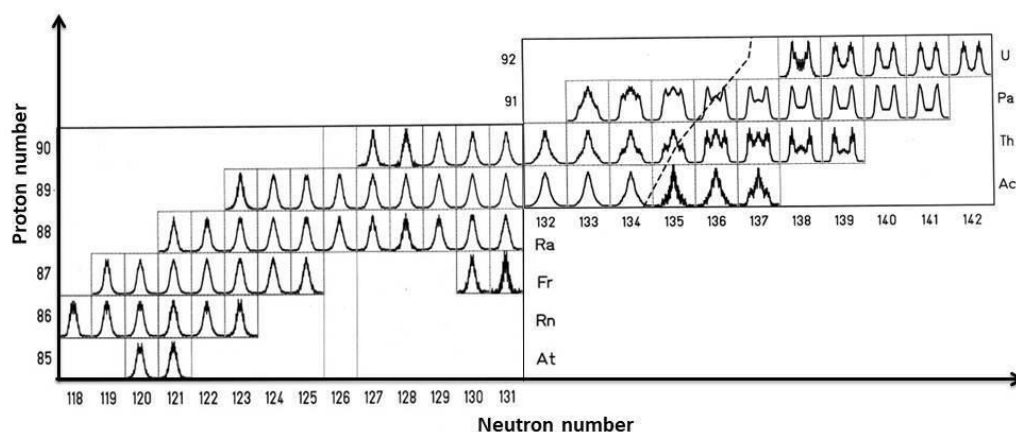


Рисунок 3 - Тип массового распределения осколков при вынужденном и спонтанном делении ядер в зависимости от нуклидного состава, делящегося компаунд-ядра в области преактинидных ядер

В диапазоне ядер с  $A < 256$  (область тяжелых ядер) и  $A > 276$  (область сверхтяжелых ядер), мы можем видеть, что ядра делятся преимущественно асимметрично. Можно утверждать, что, как правило, ядра в области масс менее  $A \approx 256$  делятся асимметрично, тогда как при  $256 \leq A \leq 276$  деление становится симметричным, либо в виде деформированного или компактного деления, либо в виде комбинации обоих. Большой интерес представляет исследование массовых энергетических распределений в переходной области с  $Z=103 - 110$ . Ранее проведенные теоретические исследования показали, что в различных изотопах Sg могут проявляться одновременно несколько мод деления (например, согласно расчетам [7] в изотопе  $^{264}\text{Sg}$  ( $a\text{EF} + s\text{EF} + s\text{CF}$ ), где  $a\text{EF}$  - асимметричное деформированное деление,  $s\text{EF}$  - симметричное деформированное деление,  $s\text{CF}$  - симметричное компактное деление.

Моды симметричного и асимметричного деления подробно изучены при спонтанном делении тяжелых ядер. Для изотопов фермия в области тяжелых ядер, а именно  $^{256}\text{Fm}$  и  $^{257}\text{Fm}$  (симметричное компактное деление) массовые распределения являются стандартными асимметричными (асимметричное деформированное деление) с существенным компонентом симметричного деления. Следующий пример (Рисунок 5) демонстрирует, что для изотопов Fm, Md и No ширина симметричных распределений масс фрагментов очень быстро

меняется от ядра к ядру. Так, для спонтанного деления  $^{258}\text{Fm}$  массовое распределение необычно узкое, тогда как для соседнего ядра  $^{259}\text{Md}$ , отличающегося всего одним протоном, – довольно широкое. Еще более показательными являются распределения полной кинетической энергии фрагментов, имеющие двухгорбую форму с пиками при энергии  $\sim 200$  и  $\sim 230$  МэВ. Поскольку кинетическая энергия осколков в основном определяется силами кулоновского отталкивания между ними, то конфигурацию (форма ядра и расстояние между центрами формирующихся фрагментов) в точке разрыва определяет величина полной кинетической энергии. При более детальном изучении было установлено, что низкоэнергетическая мода связана с широким массовым распределением, а высокоэнергетическая – с узким. Это привело к введению двух симметричных мод деления – низкоэнергетической («симметричное деформированное деление») и высокоэнергетической («симметричное компактное деление») [8].

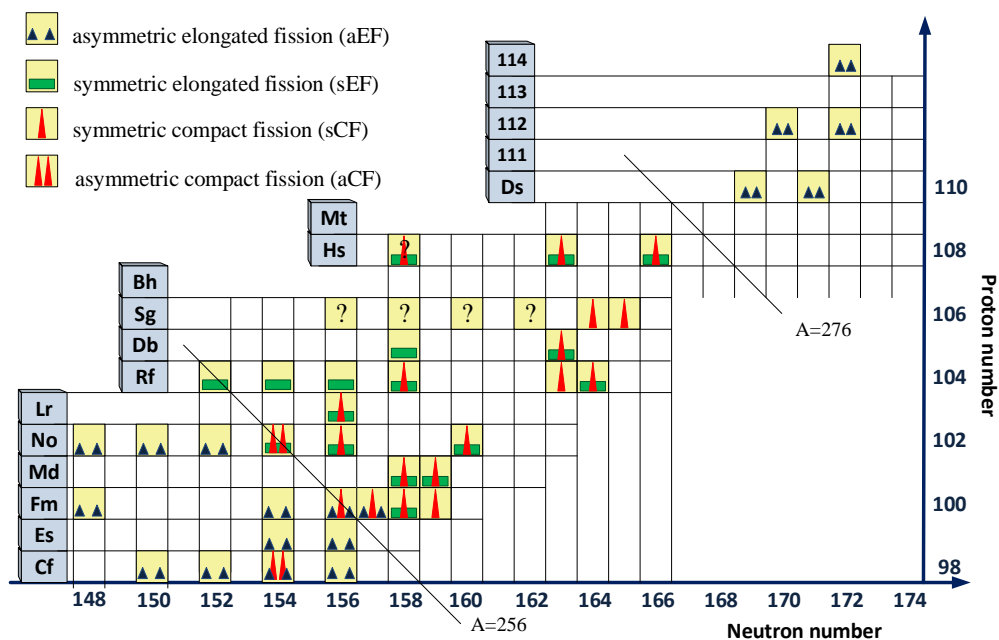


Рисунок 4 - Тип массового распределения осколков вынужденного и спонтанного деления в зависимости от нуклонного состава делящегося ядра для области тяжелых и сверхтяжелых ядер Cf–Fl

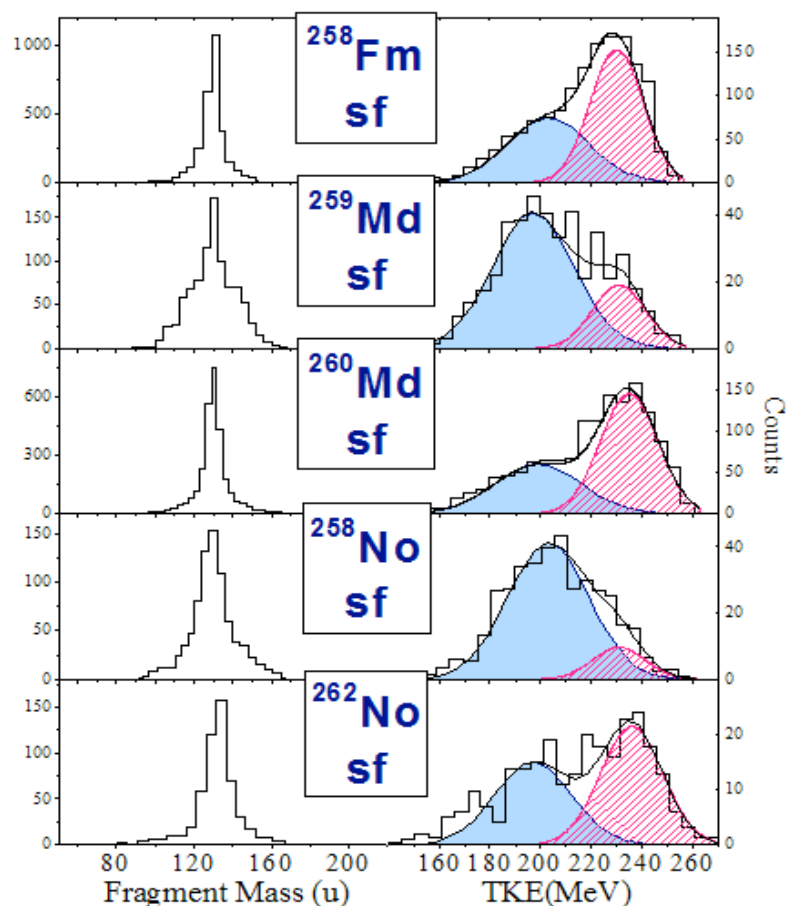


Рисунок 5 - Проявление различных мод спонтанного деления изотопов в зависимости от (N/Z)

#### 1.4 Цель работы

В соответствии с вышеприведенными фактами, изучение свойств деления в области трансактинидных ядер, где информация о свойствах деления ядер довольно скудна (Рисунок 4), является актуальной и перспективной задачей. Исследование ранее еще не изученных особенностей деления Sg позволит дополнить информацию о проявлении различных типов деления в области трансактинидных ядер [9]. Для того, чтобы изучить характер деления ядер переходной области, научной группой сектора 5 ЛЯР была проведена исследовательская работа по изучению свойств массово-энергетических характеристик фрагментов деления, образованных в реакции столкновения ионов  $^{32}\text{S}$  ядрами  $^{232}\text{Th}$ . В рамках данного исследования цель моей работы заключалась в следующем:

1. На основе измеренных экспериментальных данных провести анализ массово-энергетических распределений фрагментов в реакции  ${}_{16}^{32}\text{S} + {}_{90}^{232}\text{Th} \rightarrow {}_{106}^{264}\text{Sg}$  при энергии пучка налетающих ионов 165, 181, 200 МэВ.

2. Изучение влияния нуклидного состава ядер (отношение N/Z) на массово-энергетические распределения фрагментов, полученных в реакциях слияния-деления в переходной области трансактинидных ядер.

В ходе выполнения исследовательской работы передо мной были поставлены следующие задачи:

1. Обработка полученных экспериментальных данных с помощью программного обеспечения FLIPPER.

2. Получить массово-энергетические распределения фрагментов деления в реакции  ${}^{36}\text{S} + {}^{232}\text{Th}$ .

3. Провести разложение энергетических и массовых распределений в области симметричных масс ( $A_{\text{CN}}/2 \pm 20$ ) для определения соотношения вкладов процессов слияния-деления и квазиделения.

4. Анализ и обсуждение полученных мною экспериментальных данных.

5. Провести сравнительный анализ экспериментальных данных с результатами, полученными в других работах.

## Глава 2. Метод исследования и экспериментальная установка

Существует несколько методов измерения бинарных продуктов ядерных реакций:

1. Измерение энергий двух фрагментов (2E).
2. Измерение скоростей двух фрагментов (2V).
3. Измерение скорости и энергии одного фрагмента (V-E).
4. Измерение скоростей и энергий двух фрагментов 2(V-E).

### 2.1 Метод исследования

Установка CORSET [2] позволяет измерять фрагменты различными методами, а именно 2V, 2E, а также наиболее полную информацию о фрагментах можно получить с помощью V-E телескопов, реализовав третий из методов. Однако при использовании последних двух в нашем эксперименте возникают трудности с пучком заряженных частиц. В настоящей работе применялся метод двух скоростей.

### 2.2 Экспериментальная установка

Спектрометр состоит из двух идентичных времяпролетных плеч для измерений скоростей обоих фрагментов реакции. Каждое плечо включает в себя стартовый и стоповый детекторы, изготовленные на основе микроканальных пластин (Рисунок б). Оригинальность установки заключается в том, что она позволяет изучать тонкие структурные эффекты в корреляционных зависимостях характеристик продуктов реакций, измеряя одновременно их массово-энергетические и угловые распределения. Разрешение по времени составляет 150 пс, разрешение по массе составляет 2-3 единицы массы, геометрическая эффективность составляет 1 – 8 % зависимости от размера детекторов и расстояния пролетной базы (между стартовым и стоповым детекторами), угловое

разрешение вне и в плоскости реакции составляет соответственно  $\pm (0,2^\circ - 0,3^\circ)$  [2].

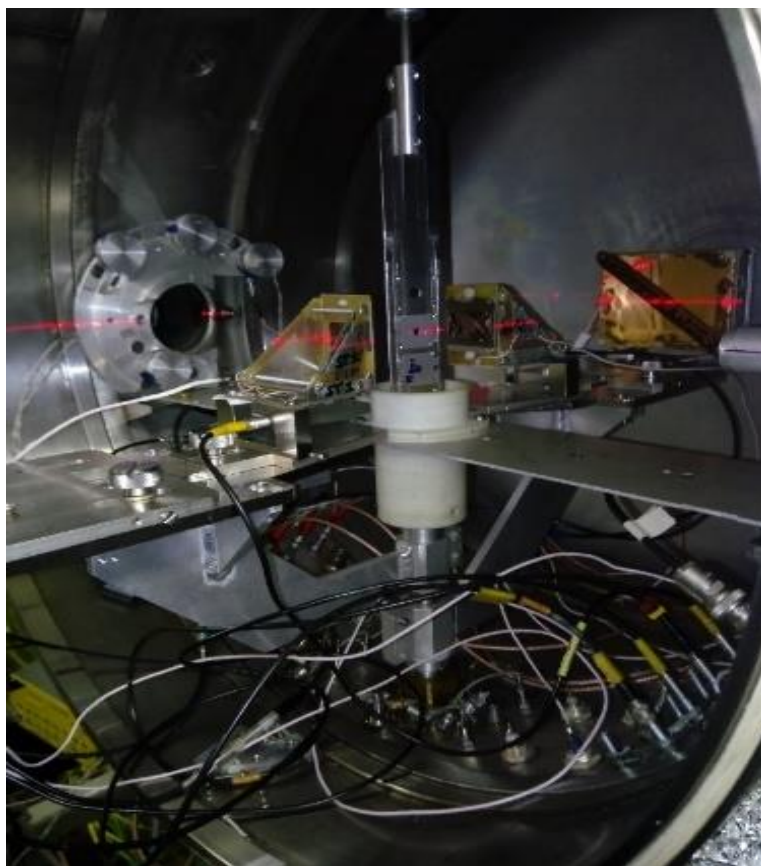


Рисунок 6 - Вид реакционной камеры экспериментальной установки CORSET. Установка времяпролетных плеч спектрометра (Эксперимент был проведен - Департамент физики университета г. Юваскюля, август 2019)

Стартовый детектор состоит из конверсионной фольги, сетки, установленной для ускорения частиц, сетки электростатического зеркала, шевронной сборки микроканальных пластин. Конструкция представляет собой две вертикальные треугольные пластины, на которую помещается внутренняя сетка с шагом 1мм, электростатического зеркала (проволка из меди - бериллия диаметром 50 мкм) (Рисунок 7). За счет прохождения частицы через фольгу, выбивающиеся электроны ускоряются сеткой, а затем отклоняются сеткой электростатического зеркала на 90 градусов и попадают на шевронную сборку. В качестве «входной» фольги используются углеродные пленки толщиной



около  $40 \text{ мкг/см}^2$ . Выходной сигнал в конечном счете не зависит от места входа частицы в детектор, так как все электроны имеют одну длину траектории. Частица проходит через поля, образованные сетками детектора, практически (взаимодействие с атомами фольги крайне мало) сохраняя свою первоначальную скорость и траекторию (изменение направления). Стоит все же учитывать потери энергии в конверсионной сетке, которые обычно составляют в среднем около 3% от энергии до прохождения детектора.

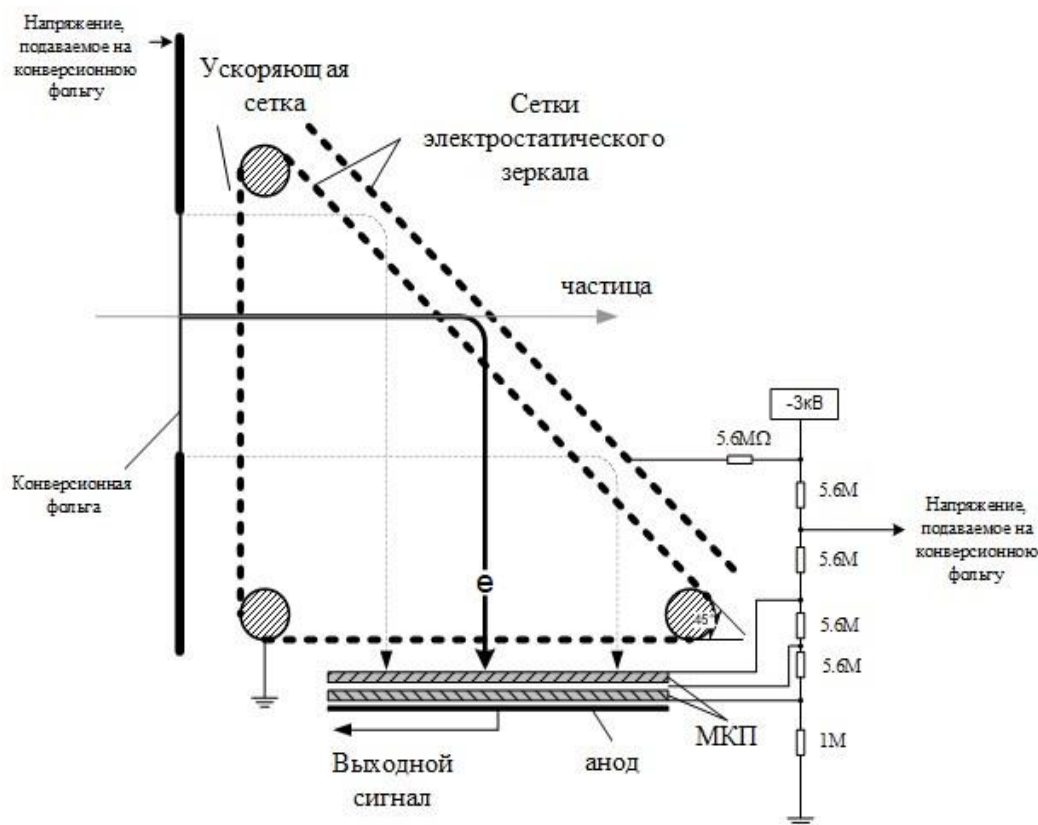


Рисунок 7 - Схема устройства стартового детектора

Стоповый детектор (Рисунок 8) состоит из шевронной сборки двух микроканальных пластин (МКП), входной фольги и координатной системы. Микроканальные пластины рабочей площадью  $60 \times 40 \text{ мм}$  или  $90 \times 70 \text{ мм}$  фиксируются на стеклотекстолитовых рамках. В качестве входной фольги используется

майлар толщиной  $\sim 200$  мкг/см<sup>2</sup> с металлическим напылением (Al или Au) толщиной 20 - 40 мкг/см<sup>2</sup>.

Координатная система разработана для определения положения частиц и представляет собой взаимно перпендикулярные линии задержки, сдвинутые относительно друг друга на 0,5 мм. Линии задержки являются независимыми, так как заряд лавины распределяется в равном соотношении в следствии правильно подобранного напряжения на сетках и пластинах. «Координата» частицы фиксируется по разнице времени, соответствующее приходу временного сигнала на вторую пластину МКП и сигнала к линии задержки. Для того, чтобы учесть нелинейности, в начале эксперимента перед входной фольгой стартового детектора устанавливается маска с набором отверстий, изготовленных на равном расстоянии, с учетом которой проводится калибровка детекторов.

Экспериментальная калибровка проводится с помощью набора данных на «известном» спектре, распределения которого досконально изучены. Таким в нашем эксперименте является Cf-252.

Для контроля качества транспортировки пучка в реакционной камере размещены полупроводниковые детекторы, регистрирующие упруго рассеянные ионы пучка на ядрах мишени. События регистрируются одной и той же системой сбора данных параллельно с событиями с микроканальных пластин детекторов (позиция пучка). Детекторы защищены диафрагмами с калиброванными отверстиями, диаметр которых определяется скоростью счета этих детекторов и составляет 1.0-1.5 мм. Временные и координатные сигналы со стартовых и стоповых детекторов времяпролетного спектрометра CORSET, преобразуются через стандартные электронные блоки и затем приходят в систему сбора данных [2].

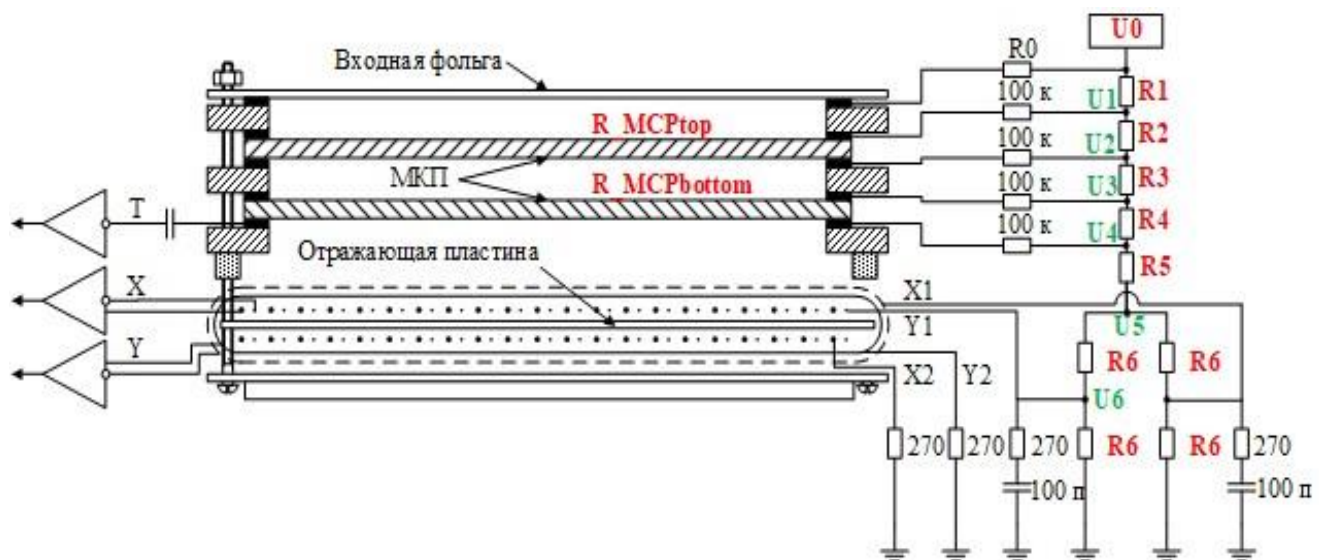


Рисунок 8 - Конструкция стопового детектора. Схема сбора сигнала с МКП

3.1 Постановка эксперимента

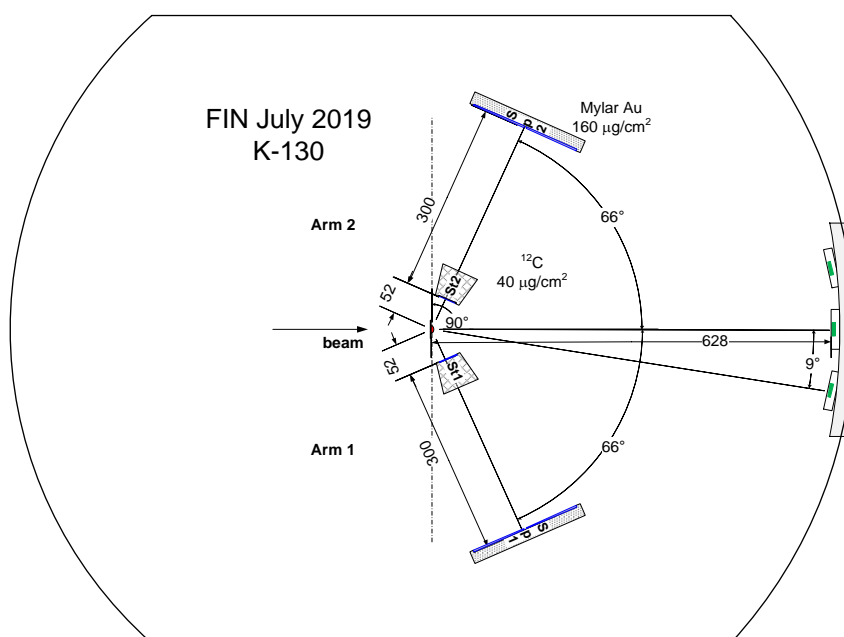


Рисунок 9 - Геометрическая схема эксперимента с использованием установки CORSET

Эксперимент по изучению свойств деления составного ядра  $^{264}\text{Sg}$ , образованного в реакции  $^{32}\text{S}+^{232}\text{Th}$  при энергиях ионов  $^{32}\text{S}$  165, 181, 200 МэВ, что соответствует начальным энергиям возбуждения  $E^*=45, 56, 59$  МэВ. был проведен в ускорительной лаборатории университета г. Юваскюля (Финляндия) на циклотроне К-130 с использованием установки CORSET [2], разработанного в ЛЯР. В эксперименте использовались  $^{232}\text{Th}$  мишени толщиной 100 и 330 мкг/см<sup>2</sup>. Геометрия эксперимента представлена на Рисунке 9. Расстояние между стартовым и стоповым детекторами (пролетная база) каждого плеча составляло 30 см, расстояние от стартового детектора до мишени 5.2 см. Плечи спектрометра были установлены симметрично относительно оси пучка под углами 66°. Такое расположение детекторов позволило регистрировать осколки с массовой асимметрией вплоть до соотношения  $M_H/M_L = 4$ .

### 3.2 Обработка экспериментальных данных

Как было упомянуто выше, с помощью спектрометра CORSET, методом двух скоростей были измерены время пролета (TOF1, TOF2) и координат (X1, Y1, X2, Y2). В 2V-методе измеренные скорости и полученные из них значения массы и энергии относятся к первичным фрагментам в системе центра масс, и величина средней скорости фрагментов после испарения им нейтронов изменяется незначительно.

$$V_i = l_i / t_i; \quad (1)$$

Процесс столкновения ионов с ядрами описывается двухтельной кинематикой. Используя законы сохранения числа нуклонов и импульса, мы получаем массы фрагментов:

$$M_{proj} + M_{tar} = M_1 + M_2, \quad (2)$$

где  $M_{proj}$  – масса налетающей частицы,  $M_{tar}$  – масса ядер мишени,

Закон сохранения импульса на ось пучка и ось перпендикулярную его направлению можно записать как:

$$\begin{cases} M_{proj} V_{proj} = M_1 V_1 \cos \theta_1 + M_2 V_2 \cos \theta_2 \\ M_1 V_1 \sin \theta_1 = M_2 V_2 \sin \theta_2 \end{cases},$$

где  $\theta_{1,2}$  – углы вылета фрагментов по отношению к направлению пучка (записанный в проекции импульса на ось пучка и на ось, перпендикулярную направлению пучка) (2).

$$M_1 = \frac{M_{total}}{1 + \frac{V_1 \sin \theta_1}{V_2 \sin \theta_2}}, \text{ т.е}$$

$$M_1 = M_{tot} \frac{V_2 \sin \theta_2}{V_1 \sin \theta_1 + V_2 \sin \theta_2} = M_{tot} \frac{t_1 l_2 \sin \theta_2}{t_2 l_1 \sin \theta_1 + t_1 l_2 \sin \theta_2}, \quad (3)$$

$$M_2 = M_{total} - M_1.$$

Данный алгоритм получения масс и энергий осколков реакции реализуется в программе обработки данных FLIPPER. Система уравнений (3) решается итерационным методом относительно неизвестных величин  $M_{1,2}$ ,  $V_{1,2}$ . Затем по полученным массам, рассчитывались скорости фрагментов в системе

центра масс и определена полная кинетическая энергия фрагментов, как сумма энергий фрагментов в системе центра масс:

$$\begin{aligned} \text{TKE} = & \frac{M_{tot}}{2} \left( V_{CM}^2 + V_1 V_2 \left( \frac{V_1 \sin \theta_2 + V_2 \sin \theta_1 - 2V_{CN} \sin(\theta_1 + \theta_2)}{V_1 \sin \theta_1 + V_2 \sin \theta_2} \right) \right) = \\ & \frac{M_{tot}}{2} \left( V_{CM}^2 + \frac{l_1 l_2}{t_1 t_2} \left( \frac{t_2 l_1 \sin \theta_2 + t_1 l_2 \sin \theta_1 - 2V_{CN} t_1 t_2 \sin(\theta_1 + \theta_2)}{t_2 l_1 \sin \theta_1 + t_1 l_2 \sin \theta_2} \right) \right) \end{aligned} \quad (4)$$

В полученных массово-энергетических распределениях могут наблюдаться искажения, вызванные внешними процессами в мишени, такие как энергетический страглинг и перерасеяние на малые углы и др. Поэтому в ходе первичной обработки мною был проведен учет поправок, вносимых настройками экспериментального оборудования:

1. В следствии больших размеров детектора, время распространения сигнала достаточно превышает временное разрешения детектора. Необходимо было получить поправку на разницу измеренного времени пролета с теоретическим. Для этого была проведена калибровка на источнике  $\alpha$ -частиц  $^{226}\text{Ra}$ . Для этого поверхность детектора разбивается на квадраты со стороной 5 мм (условно), и для каждого участка рассчитывается время пролета частицы, с учетом известной энергии 7,69 МэВ для  $\alpha$ -частицы, сравниваются рассчитанные значения с измеренными.

2. Необходимо было провести сортировку данных, чтобы очистить экспериментальные данные от случайных совпадений. Для этого файл пересортировывался с условиями, если бы зарегистрированные координатные и временные сигналы пришли одновременно с обоих стартовых детекторов. События, не удовлетворяющим данным условиям были отброшены.

В эксперименте для каждого фрагмента вычисляются углы вне и в плоскости реакции. Как говорилось ранее, спектрометр регистрирует фрагменты осколков и продуктов реакции в диапазоне масс от налетающего иона до мишени, причем каждый диапазон масс и энергий регистрируется с различной

вероятностью. Чтобы определить оптимальный угол выставления плеч спектрометра необходимо рассчитать корреляционные прямые. Используя полученные значения скоростей фрагментов в системе центра масс для углов  $\theta_1, \theta_2$ : в системе центра масс вычисляются скорости в лабораторной системе (Рисунок 10, 11):

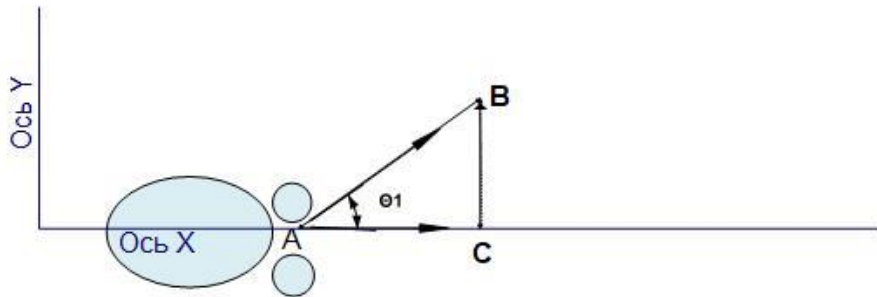


Рисунок 10 - Кинематика осколков в системе центра масс.

$$E_{lab} = \frac{M_{proj}V_{proj}^2}{2} = \frac{M_l V_l^2}{2} + \frac{M_h V_h^2}{2}, \text{ где } M_{proj} = M_1 + M_2;$$

$$M_{proj}V_{proj} = (M_{targ} + M_{proj})V_{cm};$$

$$V_{cm} = \frac{M_{proj}V_{proj}}{(M_1 + M_2)};$$

$$p_{proj} = p_{cm};$$

$$E_{lab} = E_{cm} + \frac{p_{proj}^2}{2M_{total}};$$

$$\theta' = 180 - \theta, \text{ где } \theta, \theta' - \text{угол в с. ц. м}$$

$$CB^2 = AB^2 + AC^2 - 2ABAC\cos\theta_1;$$

$$AB^2 = AC^2 + BC^2 - 2ABBC\cos\theta_1';$$

$$\cos\theta_1' = \frac{2AC^2 - 2ABAC\cos\theta_1}{2AB\sqrt{AB^2 + AC^2 - 2ABAC\cos\theta_1}}, \text{ где } AC = \overrightarrow{V_{cm}}, AB = \overrightarrow{V_1}$$

$$\overrightarrow{V_{1lab}} = \frac{\overrightarrow{V_{cm}}}{\cos\theta_1'}, \overrightarrow{V_{2lab}} = \frac{\overrightarrow{V_{cm}}}{\cos\theta_2'}$$

То есть, для заданных энергий налетающего иона  $E_{lab}$  и возможных соотношений масс тяжелого и легкого сколков  $M_H/M_L$  с применением закона сохранения энергии, импульса и массы вычисляются корреляционные прямые  $\theta_1, \theta_2$ . Была проведена нормировка экспериментальной матрицы (M, TKE) с весом, обратно пропорциональным полученным значениям геометрической эффективности.

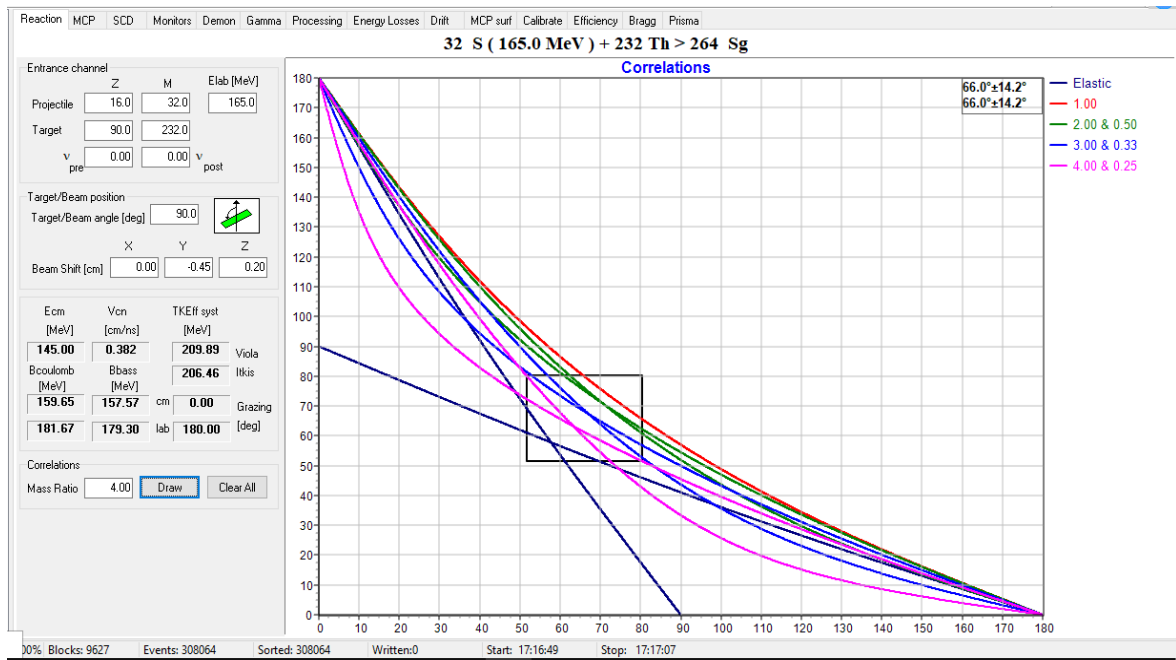


Рисунок 11 - Определение геометрической эффективности в программе FLIPPER



## Глава 4. Анализ экспериментальных данных

### 4.1 Процессы, происходящие в тяжело-ионных реакциях

В тяжело-ионных реакциях, измеряемых в нашей работе, одновременно с делением составного ядра возможно проявление конкурирующих процессов. Процессы, возникающие при столкновении тяжелого иона с массивным ядром, можно описать с использованием представления классической механики о движении иона по траектории под действием электромагнитных и ядерных сил. Это допустимо в силу малого значения длины де-бройлевской волны тяжелого иона по сравнению с размерами участвующих в реакции ядер. В силу наличия поля взаимодействия, в зависимости от величины импакт-параметра ( $b$ ) изменяется угол отклонения ионов от первоначального направления. Чем ближе пролетает налетающий ион (чем меньше  $b$ ), тем сильнее угол рассеяния.

Так, при больших значениях  $b$  взаимодействие между ядрами определяется только силами кулоновского отталкивания, следовательно, происходит возбуждение ядерных уровней (Рисунок 12).

При касательных соударениях ядер наблюдается (Рисунок 12), в основном, упругое рассеяние тяжёлых ионов на ядрах, квазиупругое рассеяние - передача нескольких нуклонов между взаимодействующими ядрами без значительной передачи энергии. При этих же прицельных параметрах протекают прямые ядерные реакции (это характеризуется энергией налетающего иона 15 - 25 МэВ/нуклон).

При меньших значениях  $b$  наблюдаются неупругие и глубоконеупругие столкновения тяжёлых ионов с ядрами (РГНС) (Рисунок 12). Также могут иметь место реакции фрагментации тяжелого иона на ядрах мишени (при энергиях налетающего иона 30-1000 МэВ/нуклон). На ряду с РГНС при больших значениях углового момента, превышающие значения критического момента  $l_{cr} < l_i < l_{Bf}$ , при котором в составном ядре исчезает барьер деления, проис-

ходит распад ядерной системы на два фрагмента без стадии образования составного ядра компактной формы, происходит так называемое быстрое деление.

При значениях  $b \approx 0$  происходит слияние ядер и образование составного ядра (Рисунок 12). В.В. Волков в своих работах [10] объясняет, что для слияния двух массивных ядер необходима дополнительная энергия, которая бы превышала кулоновский барьер и обеспечивала «размораживание» системы и образования сильно деформированного моноядра. Однако, для образования составного ядра компактной формы, необходим дополнительный избыток кинетической энергии, чтобы энергия столкновения превышала барьера деления составного ядра. В рассматриваемой нами области энергий вблизи кулоновского барьера с процессом слияния-деления может вступать в конкуренцию процесс квазиделения [11, 12]. Этот процесс происходит, когда при отсутствии запаса кинетической энергии, моноядро не имеет возможности прийти в компактную конфигурацию и разделяется на два основных фрагмента.

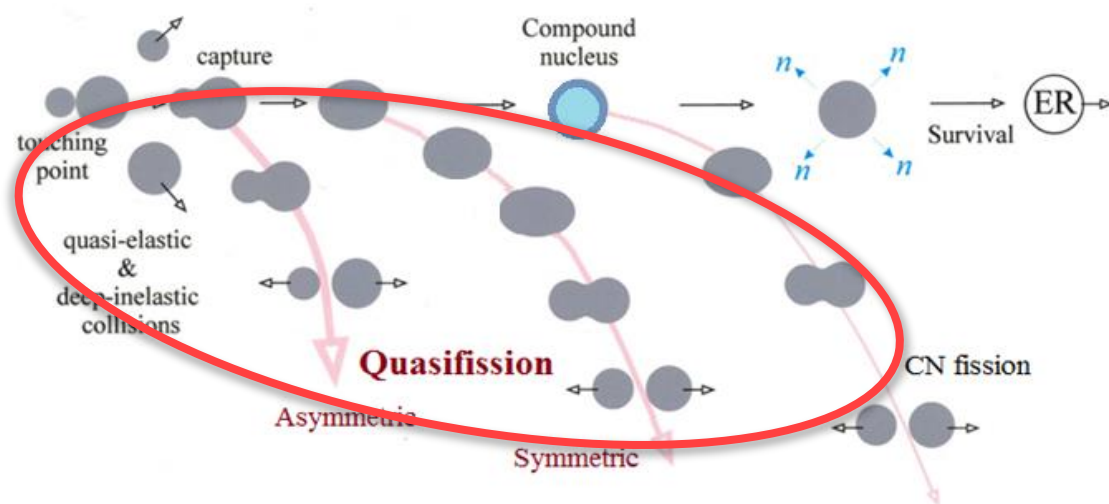


Рисунок 12 – Схема, иллюстрирующая процессы, происходящие при взаимодействии тяжелых ионов с ядрами. Красным контуром на рис. выделена область конкуренции процессов квазиделения и полного слияния-деления ядер

## 4.2 Выделение событий слияния-деления

В следствии регистрации конкурирующих процессов в ходе измерения скоростей осколков реакции столкновения  $^{32}\text{S}$  и  $^{232}\text{Th}$ , необходимым является выделения процессов слияния-деления от сопутствующих процессов. Следует отметить, что данный метод позволяет отличать искомые события от событий, возникающих в процессе исследований. Например, в работе [13] по изучению реакции  $^{26}\text{Mg} + ^{248}\text{Cm}$  при отделении событий слияния-деления показаны возможности данного метода. Для этого используется метод кинематических совпадений, основанный на анализе векторов скоростей двух зарегистрированных продуктов реакции.  $V_{\perp}$ -компонента скорости осколка (проекция вектора скорости осколка на плоскость, перпендикулярную лучу) должна достигать пика в нуле, а  $V_{\parallel}$  (проекция вектора скорости осколка на ось пучка) должна быть равна расчетной скорости центра масс для столкновения  $V_{c.m.}$ . На Рисунке 13 (б) представлено двумерное распределение параллельной и перпендикулярной составляющих скорости ( $V_{\perp}$ ,  $V_{\parallel}$ ), в котором наблюдается три группы событий.

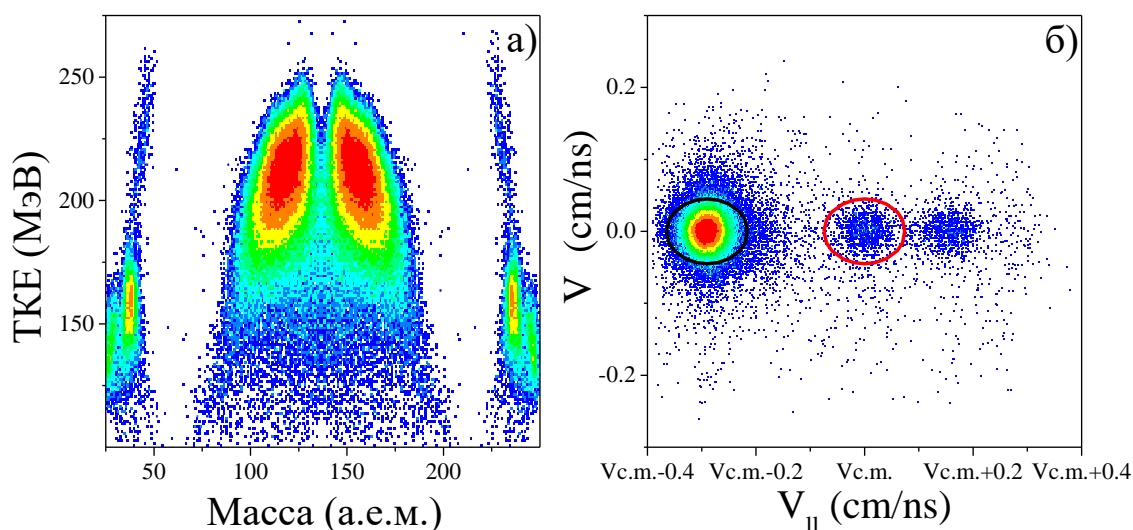


Рисунок 13 - Двумерные распределения продуктов реакций, полученных при облучении мишени  $^{248}\text{Cm}$  ионами  $^{26}\text{Mg}$ : а) ( $M$ ,  $TKE$ ) и б) ( $V_{\parallel}$ ,  $V_{\perp}$ ) - распределение проекций скоростей продуктов реакции  $^{26}\text{Mg} + ^{248}\text{Cm}$  в с.ц.м. (Внутри красного контура) события соответствуют бинарным продуктам реакции  $^{26}\text{Mg} + ^{248}\text{Cm}$ . (Вне контура) События с  $V_{\parallel} > V_{c.m.}$  и  $V_{\parallel} < V_{c.m.}$  соответствуют спонтанному делению ядер  $^{248}\text{Cm}$  и реакциям на примесных ядрах мишени

События внутри красного контура, для которых  $V \parallel$  равные  $V_{с.м}$  соответствуют бинарным продуктам реакции  $^{26}\text{Mg} + ^{248}\text{Cm}$ . Группы событий с  $V \parallel$  ниже и выше  $V_{с.м}$  соответствуют спонтанному делению ядра  $^{248}\text{Cm}$  мишени и примесным реакциям. Так, на Рисунке 14(а и б) видно, что среди большого количества фоновых событий, мы можем выделить события слияния-деления.

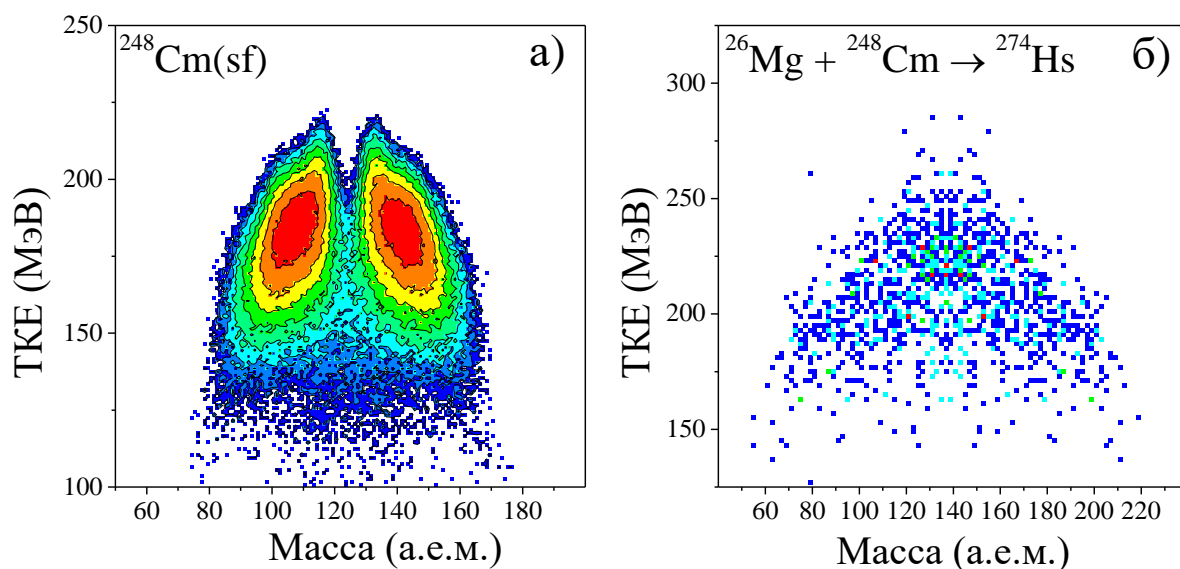


Рисунок 14 – Двумерные распределения (М,ТКЕ) а) спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  б) бинарных фрагментов реакции  $^{26}\text{Mg} + ^{248}\text{Cm}$ , полученных в результате отбора

#### 4.3 Экспериментальное разделение процессов слияния-деления и квазиделения

Конкуренция процессов слияния и деления и квазиделения зависит от свойств входного канала, таких как асимметрия массы, деформация взаимодействующих ядер, энергия столкновения и кулоновский фактор  $Z_1Z_2$ .

Поскольку при квазиделении ядерная система не достигает равновесия по всем степеням свободы, то в массовых, угловых и энергетических распределениях фрагментов слияния-деления и квазиделения обнаруживаются отличия [14]:

1. Большая ширина массового распределения, нехарактерная для деления составного ядра.

2. Асимметрия вперед-назад массово-угловых распределений осколков.
3. Большая угловая анизотропия осколков, которая не может быть объяснена делением составного ядра.

При столкновениях тяжелых ядер при околобарьерных энергиях, относительный вклад квазиделения в сечение захвата становится значительным и образование компаунд ядра становится затруднительным. На Рисунке 15. поверхность потенциальной энергии сильно подвержена влиянию оболочечных эффектов, что приводит к появлению глубоких долин, соответствующих образованию хорошо связанных магических ядер. Можно выделить три пути, приводящие к образованию делительноподобных фрагментов (Рисунок 15):

1. Ассиметричное квазиделение, вызванное влиянием протонных и нейтронных оболочек с  $Z = 28, 82$   $N = 50$  и  $126$ .
2. Симметричное квазиделение, определяемое оболочками с  $Z = 50$  и  $N = 82$ .
3. Полное слияние-деление, приводящее к образованию симметричных фрагментов.

#### 4.4 Анализ массово-энергетических распределений

В результате обработки экспериментальных данных мною были получены массово-энергетические распределения фрагментов деления составного ядра  $^{264}\text{Sg}$  ( $Z=106$ ), образованного в реакции  $^{32}\text{S}+^{232}\text{Th}$  при энергиях ионов  $^{32}\text{S}$  165, 181, 200 МэВ (Рисунок 16), что соответствует начальным энергиям возбуждения  $E^*=45, 56, 59$  МэВ. Кулоновский барьер для этой реакции в лабораторной системе  $V_{\text{coul}}=181,7$  МэВ. На всех представленных двумерных матрицах (M; TKE) делительноподобные фрагменты, располагаются между пиками упругого, квазиупругого рассеяния и глубоко-неупругих событий и включают в себя продукты слияния-деления и квазиделения (Рисунок 16).

Массовые распределения претерпевают изменения в зависимости от величины энергии возбуждения составного ядра.

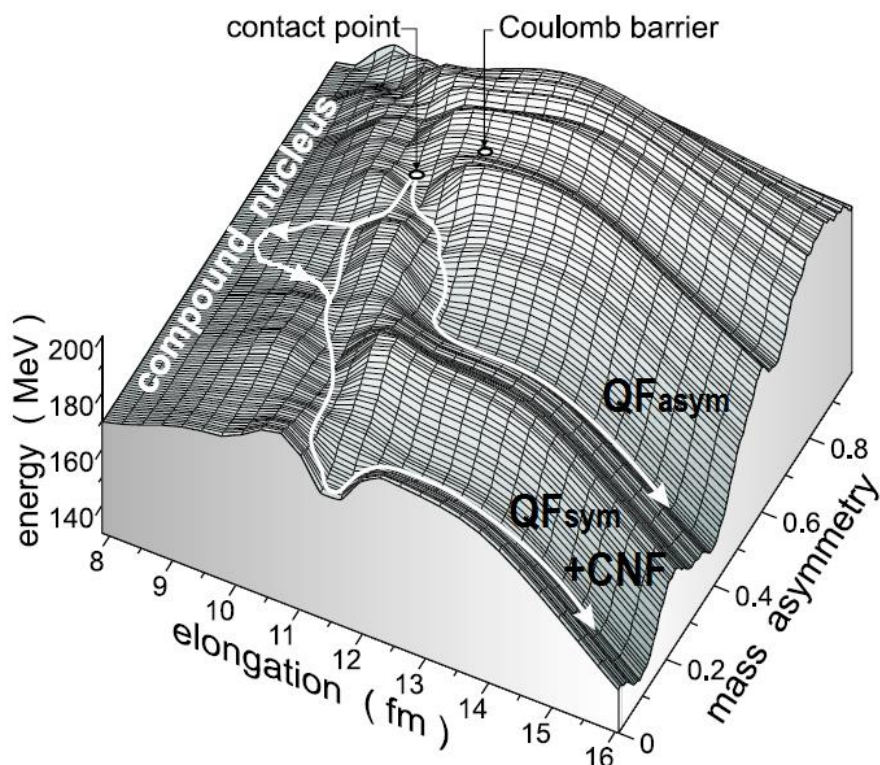


Рисунок 15 - Потенциальная поверхность, как функция массовой асимметрии и удлинения для сверхтяжелой ядерной системы. Наблюдается различие высот барьеров для процессов полного-слияния и различных типов квазиделения.

В случае высокой энергии массовое распределение имеет форму, близкую к Гауссовой, и продукты реакции могут рассматриваться как результат процесса слияния-деления.

Для энергии возбуждения вблизи кулоновского барьера (59 МэВ) происходит отклонение распределения от нормального, наблюдается повышенный выход продуктов реакции в области асимметричных масс 60-80 и 180-200 а.е.м.

При энергии возбуждения 45 МэВ (ниже барьера) наблюдается значительное уширение массового распределения. Также в распределении можно выделить «плечи» в области масс 60-95 и 175-210 а.е.м., т.е. формирование фрагментов происходит вблизи замкнутых оболочек  $Z=28$ ;  $N=50$  для фрагментов и  $Z=82$ ;  $N=126$  для тяжелых фрагментов.

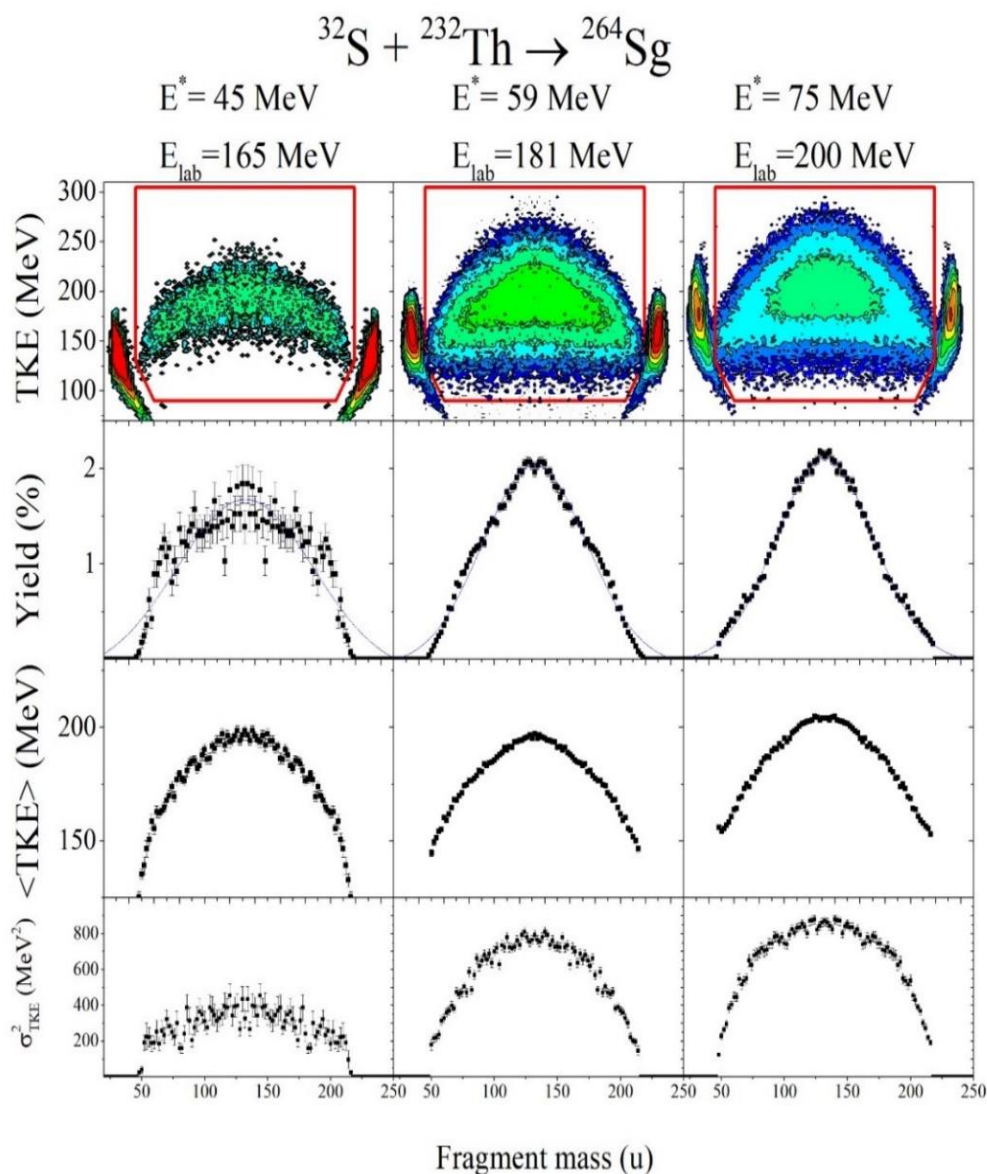


Рисунок 16. Массово-энергетические распределения продуктов, полученных в реакции  $^{32}\text{S} + ^{232}\text{Th}$  для всех измеренных энергий  $E_{\text{lab}}=165, 181, 200$  МэВ. Сверху-вниз: двумерные распределения выходов фрагментов реакций в зависимости от их массы и полной кинетической энергии ( $M$ , ТКЕ) (контуром выделены делительноподобные события); массовые распределения фрагментов; зависимости средней полной кинетической энергии  $\langle \text{ТКЕ} \rangle(M)$  и ее дисперсии  $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2(M)$  от массы фрагмента.

Ранее группой австралийских ученых был проведен эксперимент на установке CUBE. Мною был проведен сравнительный анализ, полученных МЭР с результатами их работы [15]. Так, легких массово-угловые распределения имеют выраженную асимметрию «вперед-назад» для масс  $M_{\text{R}} < 0.3$  ( $ML < 80$ ), характерную для процесса квазиделения (Рисунок 17). На рисунке

показано, что асимметрия наблюдается для всех измеренных энергий как выше, так и ниже кулоновского барьера, и особенно сильно выражена при энергиях ниже кулоновского барьера. Авторы связывают наличие асимметричной квазиделительной компоненты с некомпактными конфигурациями, возникающими из-за сильной деформации ядра-мишени  $^{232}\text{Th}$ .

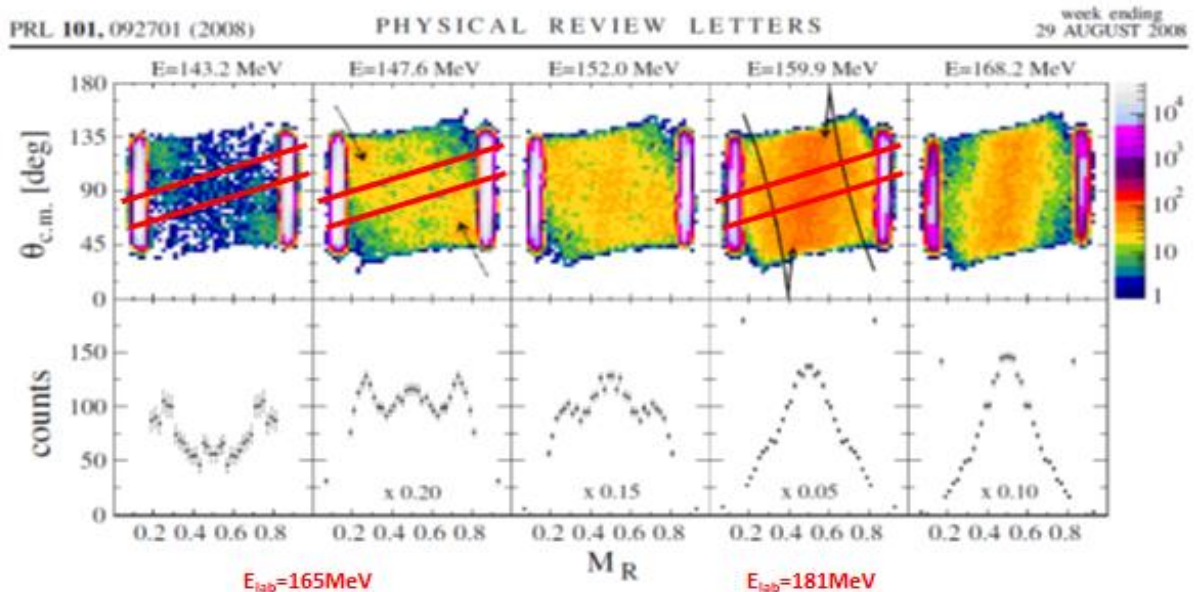


Рисунок 17- Массово-угловые распределения продуктов реакции  $^{32}\text{S}+^{238}\text{Th}$  при различных энергиях возбуждения-верхний рис; массовые распределения фрагментов в зависимости от асимметрии масс  $M_R$ - нижний рис (Красным выделены углы в системе центра масс).

Полученные мною массовые распределения продуктов исследуемой реакции, представленные на Рисунке 16. отличаются от распределений, представленных в работе [15]. Это можно объяснить, тем что установка CORSET имеет угол захвата меньше в сравнении с установкой CUBE (Рисунок 17)

Так как, часть ассиметричных масс фрагментов не была зарегистрирована в нашем эксперименте, необходимо было определить вклад процесса квазиделения в область симметричных фрагментов, и оценить, справедливы ли выводы работы [15]. Для этого мною был проведен анализ распределений ТКЕ в области масс фрагментов  $A(\text{CN})/2 \pm 20$  (область симметричных масс содержит наибольшее количество событий деления ядер). Средняя кинетическая



энергия симметричных фрагментов, получаемых в этой реакции, ниже примерно на 10 МэВ, чем по систематике Виолы для кинетической энергии осколков деления. ТКЕ-распределения в области симметричных масс (Рисунок 18) не являются нормальными.

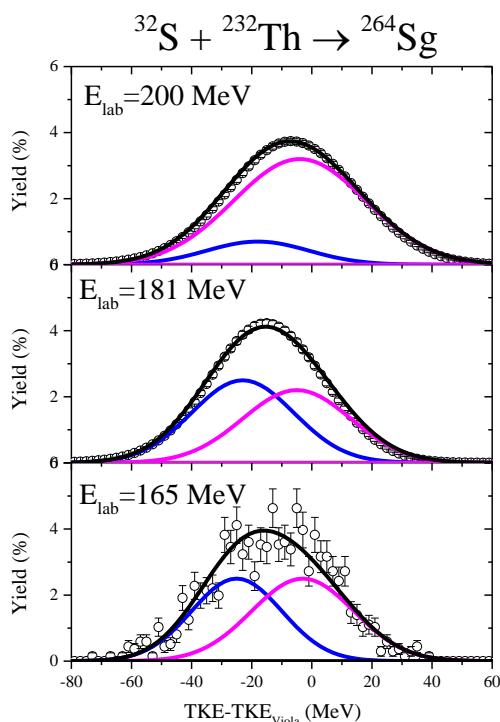


Рисунок 18 - Распределения полной кинетической энергии в области масс фрагментов  $A/2 \pm 20$  а.е.м., полученных в реакции  $^{32}\text{S} + ^{232}\text{Th}$  и результаты их разложения на компоненты, соответствующие делению составного ядра (фиолетовые линии), и асимметричному квазиделению (синие линии).

Фрагменты, близкие к масс-асимметричным, в следствии формы потенциальной поверхности образуются в двух различных процессах: слияние-деление и асимметричное квазиделение (Рисунок 19). Исходя из этого, получилось разложить энергетический спектр на два Гауссиана. Один из них связан с процессом слияния-деления, а другой - квазиделения.

Вклад компоненты квазиделения  $\approx 50, 53$  и  $15\%$  при энергиях 165, 181 и 200 МэВ, соответственно. Однако, согласно проведенному анализу, большая часть фрагментов имеет энергию, характерную для слияния-деления. С помощью анализа энергетических распределений фрагментов реакции в области

$A_{CN}/2$  мною были получены соотношения вкладов процессов слияния-деления и квазиделения. В процедуре описания массовых распределений (Рисунок 20) для делительной компоненты использовались фиксированные значения  $\sigma_M^{МЖК}$  (МЖК- Модель жидкой капли), а ее вклад вычислялся таким образом, чтобы в области  $A_{CN}/2 \pm 20$  а.е.м. он соответствовал значению, полученному из анализа ТКЕ. Максимум выхода тяжелых фрагментов приходится на массу 197 а.е.м и может соответствовать асимметричной квазиделительной компоненте.

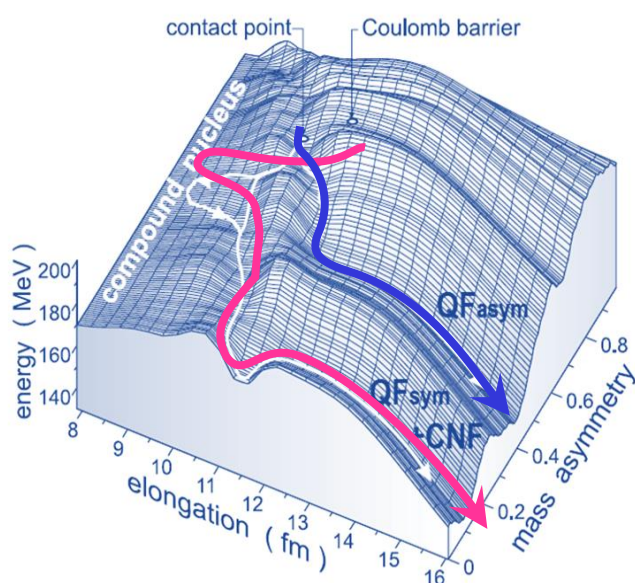


Рисунок 19- Потенциальная поверхность как функция от массовой асимметрии и удлинения составного ядра. Синяя линия соответствует процессу квазиделения, вклад которого также представлен на Рисунке 18, фиолетовая линия – процесс слияния-деления.

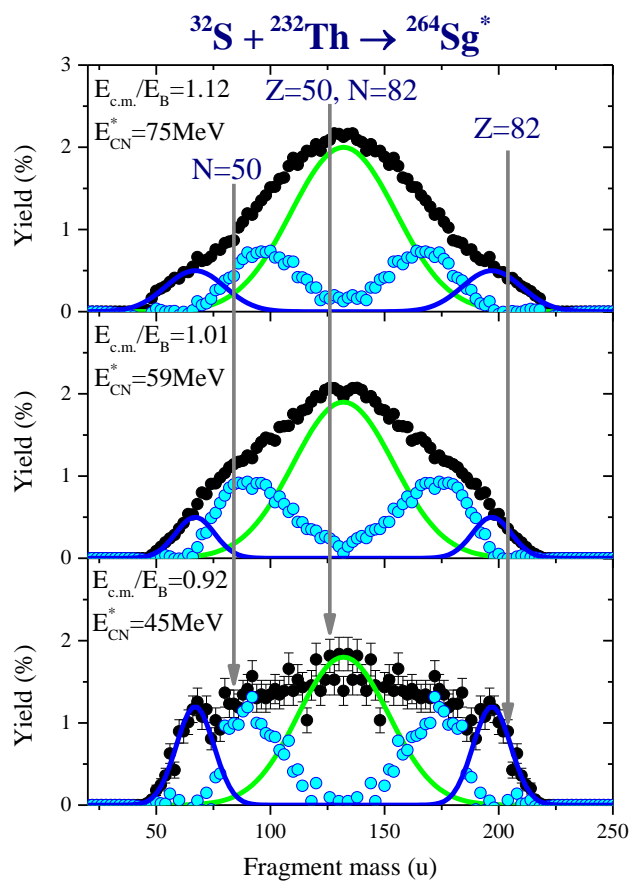


Рисунок 20 - Массовые энергетические распределения в области масс фрагментов  $A/2 \pm 20$  а.е.м., полученные в реакции  $^{32}\text{S} + ^{232}\text{Th}$ . (Синие линии соответствуют квазиделению. Зеленая линия соответствует описанию массового распределения деления возбужденных ядер Sg в модели жидкой капли. Голубые точки – разница между экспериментальными данными и описаниями квазиделительной компоненты и жидкой капли.).

## ВЫВОДЫ

В ходе проделанной работы мной были проведены:

Обработка всей совокупности полученных экспериментальных данных для реакции  ${}_{16}^{32}\text{S} + {}_{90}^{232}\text{Th} \rightarrow {}_{106}^{264}\text{Sg}$  при трех энергиях 165, 181, 200 МэВ.

1. Получены массово-энергетические распределения фрагментов деления для всех измеренных энергий; получена зависимость ширины массового распределения фрагментов от энергии возбуждения компаунд-ядра  ${}^{264}\text{Sg}$ .

2. Проведено разложение энергетических и массовых распределений в области симметричных масс ( $A_{\text{CN}}/2 \pm 20$  a.e.m) с целью разделения процессов слияния-деления и квази-деления в этой области и получена оценка вклада квази-деления при энергии 165 МэВ  $\approx 50\%$ , при 181 МэВ - 53% и при 200 МэВ - 15 %.

3. Из анализа всей совокупности полученных экспериментальных данных был сделан важный вывод, что процесс слияния-деления возбужденных ядер  ${}^{264}\text{Sg}$  носит характер деформированного симметричного деления.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках проведенной исследовательской работы с помощью установки CORSET с применением метода двух скоростей были изучены свойства фрагментов реакции  ${}^{32}_{16}\text{S} + {}^{232}_{90}\text{Th} \rightarrow {}^{264}_{106}\text{Sg}$  при трех энергиях 165, 181, 200 МэВ. Были измерены массово-энергетические распределения фрагментов деления компаунд-ядра  ${}^{264}\text{Sg}$ , построены зависимости средней полной кинетической энергии  $\langle \text{TKE} \rangle(M)$  и ее дисперсии  $\sigma_{\text{TKE}}^2(M)$  от массы фрагмента.

В ходе анализа экспериментальных данных был сделан вывод, что массовые и энергетические распределения при высокой энергии налетающего иона (200 МэВ) согласуются с распределениями, получаемыми в модели жидкой капли. Также, были получены массово-энергетические распределения осколков в зависимости от энергии возбуждения компаунд ядра.

Для понимания особенностей конкуренции процессов слияния-деления и квазиделения был проведен анализ распределений ТКЕ в области масс фрагментов  $A(\text{CN})/2 \pm 20$ . Оценка вклада квазиделительной компоненты при энергиях 165, 181 и 200 МэВ составил  $\approx 50, 53$  и  $15\%$ . Также, было установлено, что большая часть фрагментов имеет энергию, характерную для фрагментов, образованных в реакциях слияния-деления.

Вклад процессов слияния-деления отражается на форме массовых распределений, поэтому можно сделать вывод, что деление  ${}^{264}\text{Sg}$  имеет характер деформированного симметричного деления. Исследование особенностей деления  ${}^{264}\text{Sg}$  позволило получить новую информацию о делении ряда изотопов Sg в зависимости от нуклонного состава (Рисунок 21). Так, сравнивая полученный результат с результатами исследований деления  ${}^{270,272}\text{Sg}$  [16], можно отметить, что с увеличением нейтронного числа симметричное деформированное деление становится симметричным компактным делением. Для более глубокого изучения свойств деления в переходной области трансактинидных

ядер ( $Z=103 - 110$ ) требуется дополнить существующую картину экспериментальными данными исследований деления других изотопов Sg.

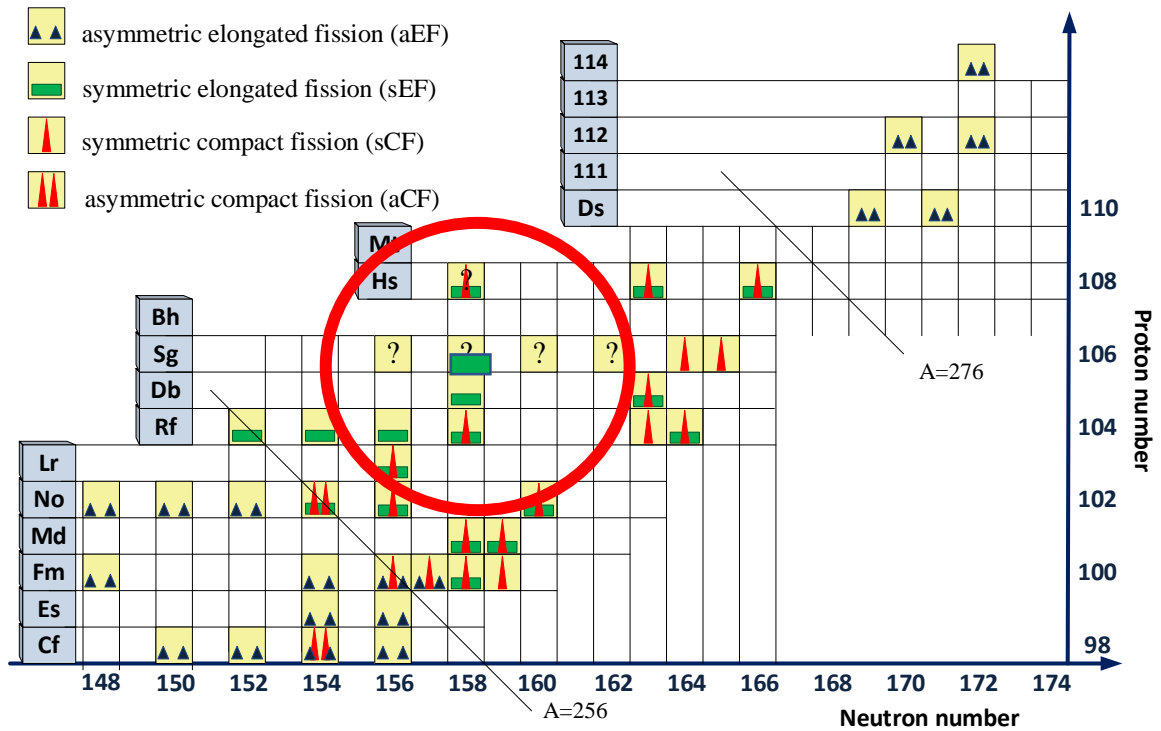


Рисунок 21 - Тип массового распределения осколков вынужденного и спонтанного деления в зависимости от нуклонного состава делящегося ядра для области тяжелых и сверхтяжелых ядер Cf–Fl. В красном контуре указан тип деления для изученной системы  $^{264}\text{Sg}$  - (симметричное деформированное деление).

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Мухин К. Н. Введение в экспериментальную ядерную физику.
2. E.M. Kozulin et al., *Instruments and Experimental Techniques*, 2008, vol.51, n.1, pp.44-58.
3. Френкель Я.И. Электрокапиллярная теория расщепления тяжелых ядер медленными нейтронами // *ЖЭТФ*, 1939, т. 9, вып. 6, с. 641-653
4. N. Bohr, J.A Wheeler. The Mechanism of Nuclear Fission // *Phys. Rev.* 56 (1939) 426-450
5. V.I. Zagrebaev and V.V. Samarin, *Yad. Fiz.*, 67, No.8 (2004) 1488.
6. Струтинский В.М., Коломиец В.М. Оболочечная Структура Ядер и Деление. Материалы 8-й зимней школы ЛИЯФ по физике ядра. – Л.: Изд-во АН СССР. 1973, т. 2, с. 480-595
7. P. Möller et al., *Phys. Rev. C* 79, 064304 (2009).
8. Experiment NRO135. Spokespersons: E.M. Kozulin, F. Gönnenwein., E. Vardaci
9. K. Hulet, J.F. Wild, R.J. Dougan, et al, Bimodal Symmetric Fission Observed in the Heaviest Elements // *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986) 313-31.]
10. V.V. Volkov, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, E.A. Cherepanov, A.K. Nasirov in *HEAVY ION PHYSICS*, VI Intern.School-Seminar, ed. Yu.Ts. Oganessian and R. Kalpakchieva, World Scientific, Singapore, 1998
11. W.J. Swiatecki, *Phys. Scripta*, 24(1981)113.
12. J. Toke, R. Bock, G.X. Dai, A. Gobbi, S. Gralla, K.D. Hildenbrand, J. Kuzminski, W.F.J. Muller, A. Olmi. and H. Stelzer, *Nucl.Phys.* A440(1985)327.
13. I.M. Itkis, E.M. Kozulin, M.G. Itkis, G.N. Knyazev, A.A. Bogachev, E.V. Chernysheva, L. Krupa, Yu.Ts. Oganessian, V.I. Zagrebaev, A. Ya. Rusanov, F. Goennenwein, O. Dorvaux, L. Stuttge, F. Hanappe, E. Vardaci, D. De Goes Brennard. Fission and quasifission modes in heavy ions induced

14. W.Q. Shen, J. Albinski, A. Gobbi, S. Gralla, K.D. Hildenbrand, N. Herrmann, J. Kuzminski, W.F.J. Müller, A. Olmi, H. Stelzer, B.B. Back, S. Bjrnholm, S.P. Srensen, Fission and Quasifission in U-induced Reactions // Phys. Rev. C 36 (1987) 115-142
15. D.J. Hinde, R. du Rietz, M. Dasgupta, et al, Two Distinct Quasifission Modes in the  $^{32}\text{S}+^{232}\text{Th}$  Reaction// Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 092701
16. M. G. Itkis, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, Yu.Ts. Oganessian, et al., Bimodal fission of  $^{270}\text{Sg}$  in the sub-barrier fusion of  $^{22}\text{Ne}$  and  $^{248}\text{Cm}$ //Phys.Rev.C (1999) vol.59, n.6, pp.3172-3176.