

Оглавление

Введение	2
Глава 1. Теоретические и экспериментальные исследования тройного деления тяжёлых ядер.....	4
1.1 Эксперименты по исследованию тройного деления тяжёлых ядер	4
1.2 Мотивация эксперимента по поиску редких мод тройного коллинеарного кластерного распада $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$	13
Глава 2. Экспериментальная установка LIS.....	17
2.1 Общее устройство установки LIS	17
2.2 Система детекторов.....	18
2.3 Система сбора данных.....	20
2.4 Градуировка блоков измерения времени и энергии.	24
Глава 3. Калибровочные процедуры и восстановление масс.	26
3.1 Плазменная задержка и дефект амплитуды.....	26
3.2 Восстановление масс в первом приближении	28
3.3 Алгоритм «истинная» калибровка энергетического тракта.....	30
3.4 Критерий согласия.....	34
3.5 Стабильность данных.....	34
Глава 4. Программное обеспечение.....	36
4.1 Программный комплекс	36
4.2 Блок-схемы программ.	37
Глава 5. Результаты предварительных измерений	43
5.1 Измерение времени пролета PIN-диодами.	43
5.1 Измерение времени пролета детекторами временной отметки.	49
Заключение.....	52
Литература.	53

Введение

В январе 1939г Hahn и Strassmann [1] опубликовали результаты экспериментов, указывающих на то, что под воздействием тепловых нейтронов уран делится на два примерно равных по массе осколка. В феврале этого же года Meitner и Frisch [2] публикуют теоретические объяснения экспериментов и называют наблюдаемый процесс «ядерное деление». Почти сразу после этого знаменательного открытия была выдвинута гипотеза о возможности деления атомного ядра на три и более части [3]. Начинается эпоха ядерного деления, а также поиски многотельных распадов тяжёлых ядер.

В 1958г Swiatecki [4] публикует работу, в которой в рамках модели жидкой капли рассчитал количество выделяющейся энергии при делении ядра на n фрагментов. Результаты расчетов представлены на Рис.0.1.

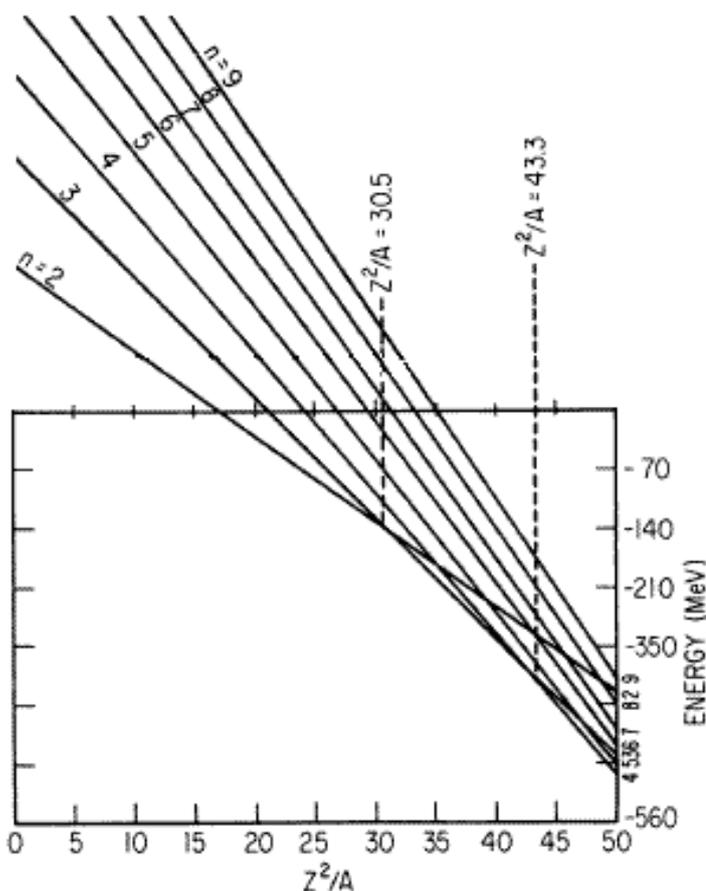


Рис. 1. Энергия (ENERGY), выделяющаяся при расщеплении ядра в рамках модели жидкой капли на n равных частей, как функция деления параметра Z^2 / A [4].

Результаты его вычислений указывают на то, что деление на 3 тяжелых фрагмента нужно искать в ядрах с параметром делимости $30.5 < Z^2/A < 43.3$ (ядра от Bi до Fm), а при большем значении этой величины должны наблюдаться распады с большим числом фрагментов. Данная работа может расцениваться как общее теоретическое указание на возможность многотельных распадов тяжелых ядер.

Действительно, позднее были открыты отличные от бинарного моды деления:

1. Тройное деление с вылетом легкой заряженной частицы перпендикулярно линии разлета осколков («экваториальная эмиссия») [5].
2. Деление слабо возбужденных тяжелых ядер на три сравнимых по массе фрагмента - так называемое «истинное тройное деление» [6]. Полученные данные противоречивы и этот тип деления не считается надежно открытым.
3. Деление с эмиссией легких заряженных частиц, движущихся вдоль оси деления. Было открыто *Piasecki* [7] и названо «полярной эмиссией».
4. В работах научной группы, в которой выполнялся настоящий проект, обнаружен новый тип многотельного распада, названный тройной коллинеарный кластерный распад (ТККР). Продукты распада разлетаются почти коллинеарно, а массовые распределения продуктов свидетельствуют об определяющей роли оболочечных эффектов в механизме процесса [8].

Настоящая работа посвящена разработке и тестированию установки для поиска и исследования редких мод тройного коллинеарного кластерного распада.

Глава 1. Теоретические и экспериментальные исследования тройного деления тяжёлых ядер

1.1 Эксперименты по исследованию тройного деления тяжёлых ядер

Поиски новых каналов низкоэнергетического деления тяжелых ядер и сегодня представляют научный интерес. Так как для работы в любой научной области необходимо опираться на уже имеющийся опыт, рассмотрим некоторые эксперименты.

Первые экспериментальные доказательства тройного деления с двумя массивными фрагментами и лёгкой частицей были получены группой San-Tsiang [9] в 1947 году. Треки тройного деления были найдены в ядерных фотоэмульсиях при исследовании реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$.

В 1950 году Rosen и Hudson [10] провели поиск тройного деления в реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$ с помощью ионизационной камеры. Внутри камеры находились три секции регистрации осколков деления. Каждая из секций состояла из сетки Фриша и анода, подключенного к предусилителю. Все секции регистрации были включены в схему совпадений и настроены так, что реагировали на тяжелые частицы с энергией выше 40 МэВ. Случайные совпадения осколков бинарного деления являлись основным источником фоновых событий. Такие события отсеивались посредством анализа энерговыделения в камере (см. рис. 1). Полученная оценка вероятности тройного деления, основанная на сравнении скоростей счёта тройных совпадений и скоростей счёта в отдельных секциях камеры, составила $6.7 \cdot 10^{-6}$. Схема камеры представлена на рис.1.1.

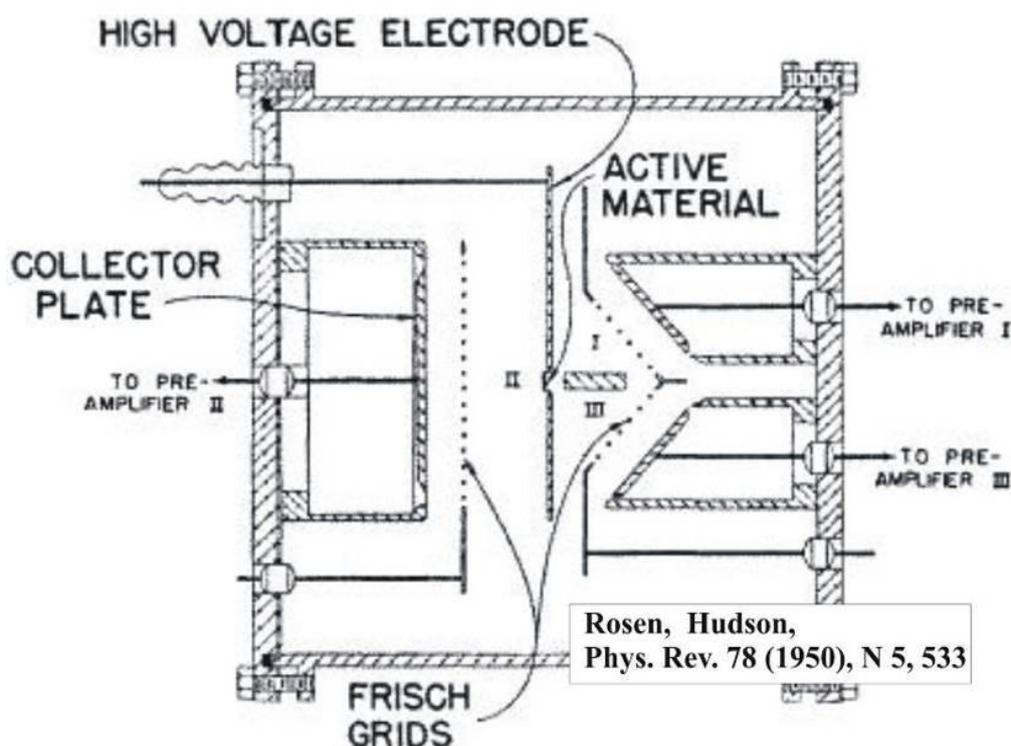


Рис.1.1. Схема ионизационной камеры, использованной в работе [10] для поиска тройного деления в реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}},f)$. В центре камеры расположен активный материал (ACTIVE MATERIAL), цифрами I, II и III обозначены сетки Фриша (FRISCH GRIDS). Сбор электронов осуществляется тремя анодами, обозначенными как COLLECTOR PLATE. Высоковольтный электрод обозначен как HIGH VOLTAGE ELECTRODE. Показаны выходы сигналов на предусилитель (pre-amplifier).

В 1963-1969гг *Muga et al.* проводит серию экспериментов с целью найти «истинное» тройное деление. Исследуются реакции деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu тепловыми нейтронами и спонтанный распад $^{252}\text{Cf}(sf)$ [6, 11, 12, 13]. Схема эксперимента приведена на рис.1.2.

Экспериментальная установка состояла из трех полупроводниковых детекторов с рабочей площадью около 0.25 см^2 (5мм*5мм), расположенных вокруг источника под углом 120° друг к другу. Выходные сигналы с трех детекторов включены в схему совпадений. Регистрировались только тройные совпадения, попадающие во временной интервал 5-20 нс, зависящий от радиального расстояния от источника осколков деления до детекторов.

Расстояния до детекторов составляли 1.0, 1.5 или 2.0 см. Выход тройных событий по отношению к бинарному делению составил порядка $10^{-6} \div 10^{-7}$ для всех исследованных реакций. Массы фрагментов определялись посредством измеренных значений их кинетических энергий. Также предполагалось, что сумма масс осколков должна быть равна массе делящегося ядра.

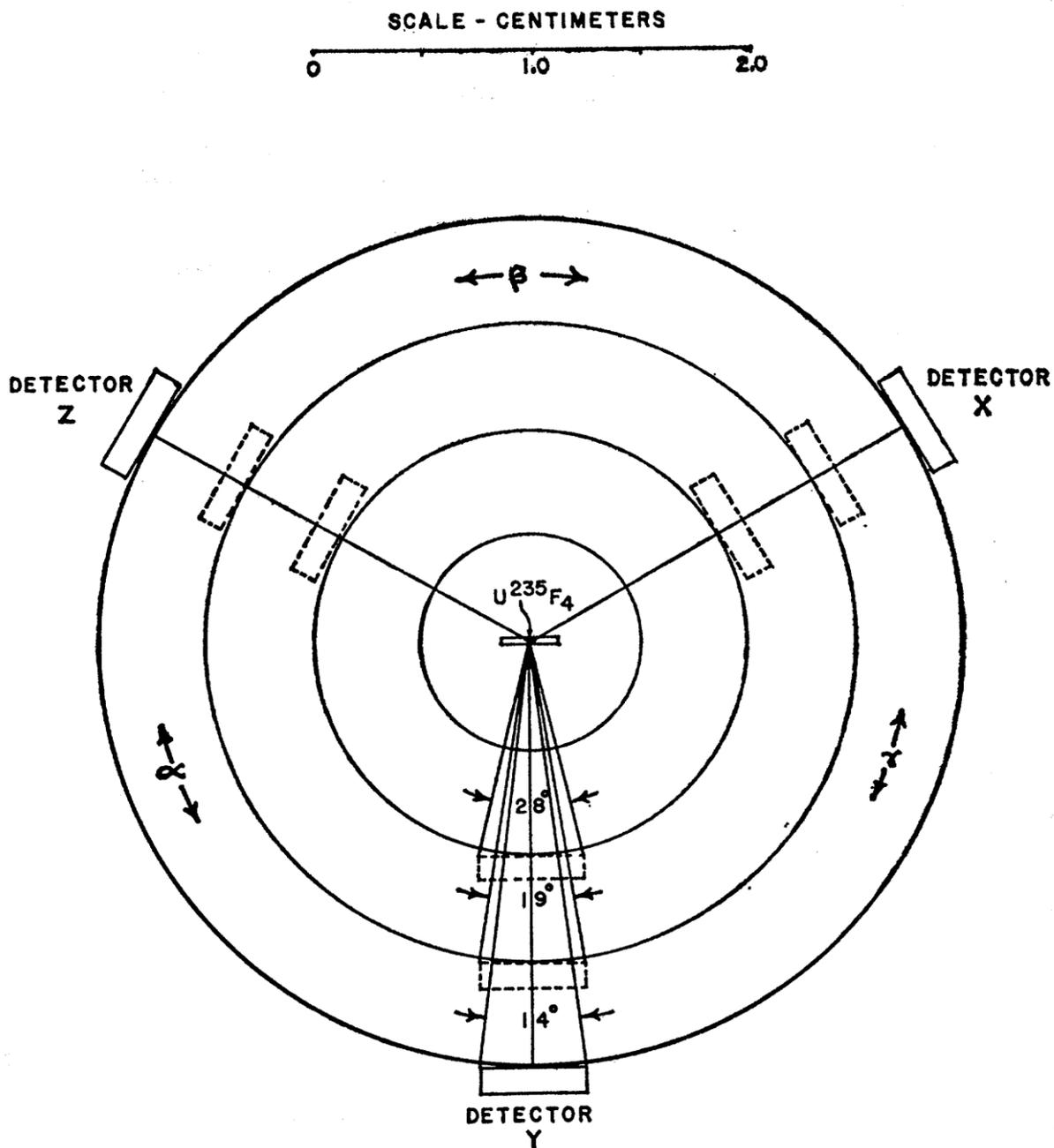


Рис.1.2. Схема экспериментальной установки группы Muga. Изображение из [12].

На рис.1.3 приведён массовый спектр самого лёгкого из трёх зарегистрированных осколков для исследуемых реакций. Важным фактом является наблюдение третьего фрагмента в диапазоне масс $60 \div 80$ а.е.м.

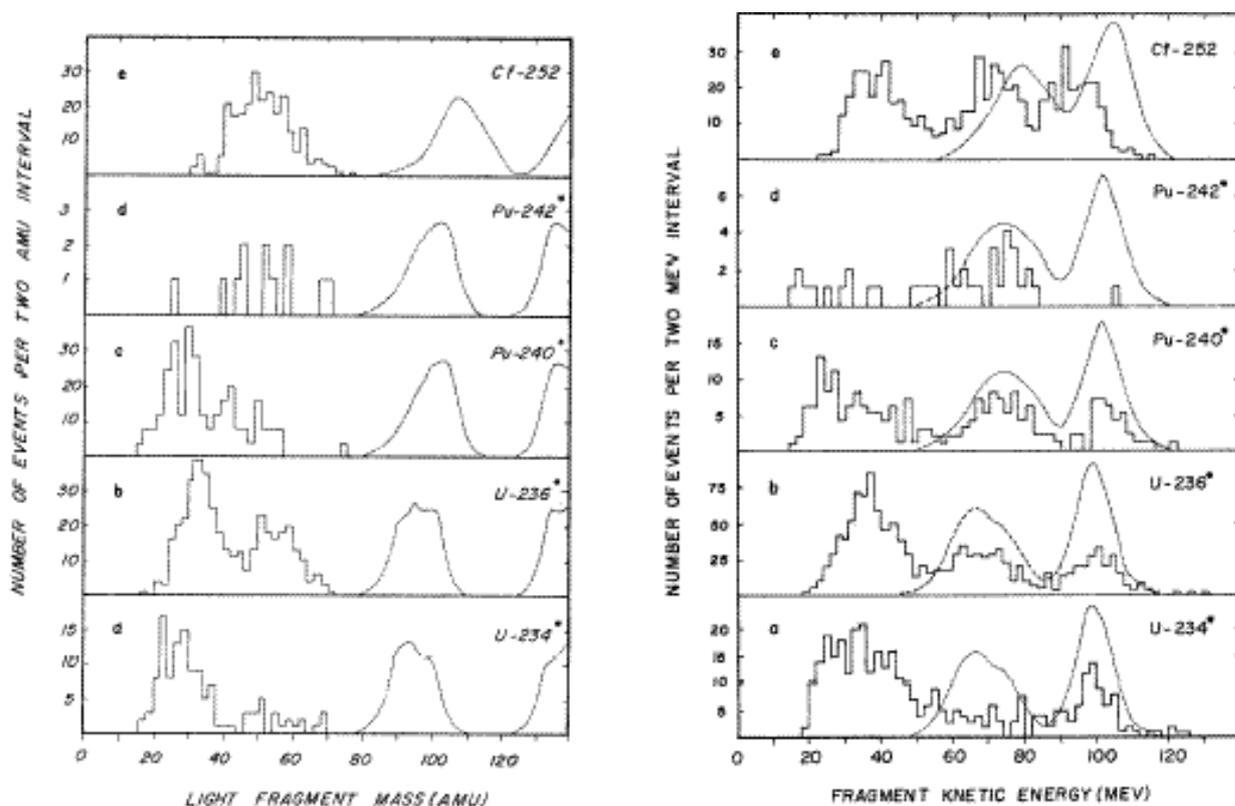


Рис.1.3. I) массовое распределение легкого фрагмента и II) распределение его кинетической энергии. Штрихованная линия показывает те же распределения для бинарных событий [11].

Результаты работы Muga подверглись сильной критике. Steinberg [14] привел аргументы, свидетельствующие о том, что в результатах работ этой группы не был учтен должным образом вклад рассеяния.

Поиски тройного деления радиохимическими методами [15, 16, 17] говорят о том, что в результатах Muga выход тройного деления, по-видимому, сильно завышен.

В 1987 году была сделана еще одна попытка открыть «истинно» тройное деление ^{252}Cf (sf), предпринятая группой *J.P. Theobald* [18] на детектирующей системе «Diogenes». Детектор представлял собой

тороидальную позиционно-чувствительную ионизационную камеру, позволяющую определять угловые и энергетические распределения продуктов тройного деления. Энергетическое и массовое распределения, полученные для тройных совпадений, представлены на рис.1.4.

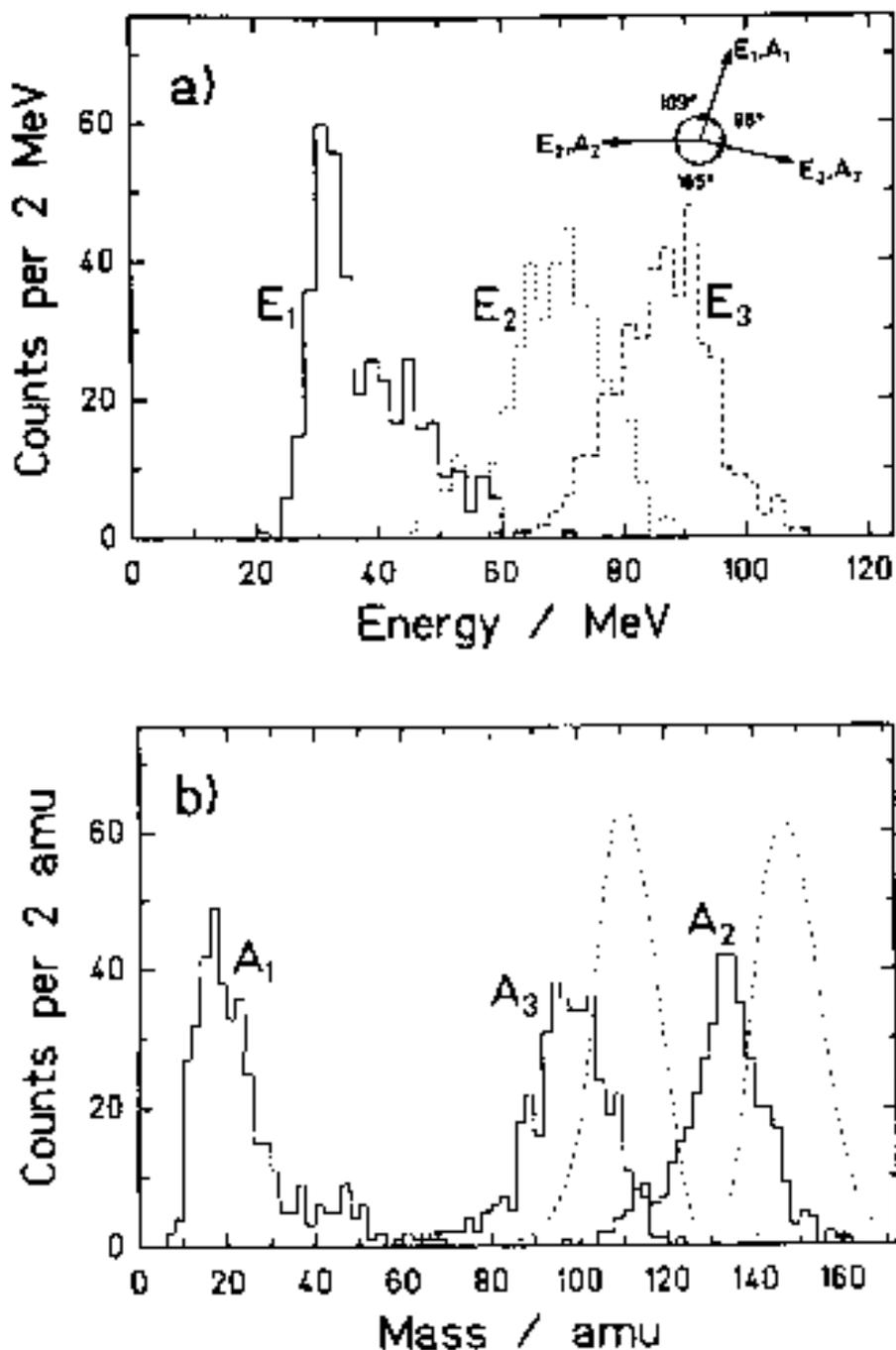


Рис.1.4. (а) Энергетический спектр продуктов тройного деления ^{252}Cf , полученный при пороге регистрации в 25 МэВ. Показаны соответствующие углы разлета осколков. (б) Рассчитанное массовое распределение [18].

Полученное энергетическое распределение, в отличие от массового, похоже на распределение, полученное группой *Muga et al* [12] (см. рис.1.3 П Cf-252). Спектр масс тройных событий указывает на асимметричный по массе процесс деления, при котором происходит образование пары массивных фрагментов (A_3 и A_2), сопровождающееся вылетом легкой заряженной частицы (A_1).

Для легкой частицы в диапазоне масс $13 \leq A \leq 23$ выход тройных событий составил $\sim 10^{-6}$. Для «истинно» тройного деления с легким осколком с массой $30 \leq A \leq 70$ верхняя граница выхода составила $8 \cdot 10^{-8}$ на бинарное деление, что на один порядок ниже, чем у *Muga et al*. Выход для симметричного деления на массы $70 \leq A < 95$ составил $< 2 \cdot 10^{-9}$.

В 1979-1985гг Е. Piasecki и L. Nowicki с коллегами провели ряд экспериментов по изучению полярной эмиссии легких заряженных частиц (ЛЗЧ) [7, 19, 20, 21]. Были получены отношения интенсивности полярной к экваториальной эмиссии (P/E) для протонов, дейтронов, тритонов, ^4He и ^6He . Эти отношения уменьшаются с увеличением массы частицы. Поразительной оказалась разница между интенсивностями эмиссии различных частиц в полярном и экваториальном тройном делении с вылетом ЛЗЧ. Например, ядро ^6He никогда не наблюдалось при экваториальном делении, несмотря на то, что было зафиксировано более 5000 полярных событий. С другой стороны, протоны, которые наблюдаются в обычном тройном делении с интенсивностью в тысячи раз меньше, чем альфа частицы, составляют около трети всех полярных событий. На основе измерений интенсивности α -частиц в тройном делении был оценен выход полярных α -частиц, который составил 15 событий для ^{252}Cf и 18 событий для ^{236}U на 10^6 бинарных делений [20].

Примечательно, что кинетическая энергия осколков тройного деления, которые сопровождают полярные частицы, ниже, чем при бинарном делении. Уменьшение энергии осколков, летящего в то же самое направление, что и полярная частица, в какой-то степени объясняется эффектом отдачи вылетающей частицы (в момент разделения или позже). Уменьшение энергии

фрагмента, двигающегося в противоположную сторону от полярной частицы, свидетельствует в пользу того, что делительная конфигурация при полярной эмиссии наиболее вытянутая.

В работах [7, 19, 20, 21] авторы проверяют несколько гипотез о природе полярной эмиссии и приходят к выводу, что весьма многообещающей является модель предразрывной эмиссии. В данной модели ЛЗЧ находится внутри деформирующегося ядра и получает свою кинетическую энергию посредством соударений с потенциальным барьером, создаваемым перешейком, пока её эмиссия не стала энергетически возможной.

Особый интерес представляют поиски полярного (коллинеарного) тройного деления на три сопоставимые по массе осколка. Первые указания на такой канал распада были получены на спектрометре тяжелых ионов ФОБОС в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ [22]. Изучалось спонтанное деление нуклидов $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ и $^{248}\text{Cm}(\text{sf})$ методом «потерянной массы». В данном методе регистрируются в совпадении только два фрагмента. Если сумма масс зарегистрированных фрагментов значительно меньше массы исходного ядра, то событие считается тройным. Один из регистрируемых продуктов распада в тройных событиях всегда являлся магическим ядром, что говорит о том, что наблюдаемый эффект не являлся методическим артефактом.

В работе [23] источник $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ использовался для энергетической и временной калибровки времяпролетного спектрометра. Часть калибровочных данных была использована для поиска спонтанного тройного коллинеарного деления. К сожалению, авторы [23] искали только симметричный тройной коллинеарный распад (и по массе и по заряду) с медленно движущимся третьим фрагментом: $^{252}\text{Cf} \rightarrow M_1 Z_1 + M_3 Z_3 + M_2 Z_2$, где $M_1=M_2$, $Z_1=Z_2$ и M_3 неподвижно с $Z_3 \neq 0$. На массу третьего, центрального фрагмента, было также наложено условие $M_3 > 75$ а.е.м. В результате для масс $M_3 > 75$ не было обнаружено эффекта на уровне $7.5 \cdot 10^{-6}$ по отношению к бинарному делению.

Опыт проведенных экспериментов показал, что для регистрации редких мод тройного деления детектирующая система должна иметь низкие энергетические пороги регистрации, чего не было в рассмотренных экспериментах [18]. Расположение детекторов в экспериментах [6, 11, 12, 13, 18], возможно, не было оптимальным.

Возможность прецизионных измерений параметров фрагментов спонтанного деления ^{252}Cf [24], использование полупроводниковых детекторов и развитие ядерной электроники позволили создать новые методы детектирования осколков деления. Один из широко используемых сегодня методов - метод быстрой спектрометрии парных осколков деления с отбором событий по времени пролета [25]. Данный метод позволяет аппаратно выделять осколки деления из высокого фона α -частиц. Создаются принципиально новые установки и новые способы анализа экспериментальных данных.

В 1996г в Ереванском физическом институте был собран один из первых двухплечевых времяпролетных масс-спектрометров ядерных фрагментов на основе полупроводниковых детекторов [26], позволяющий исследовать фотоделение тяжелых ядер в области промежуточных энергий. Для измерения времени пролета фрагментов использовались детекторы, работающие на основе вторичной электронной эмиссии из тонких фольг в сочетании с микроканальными пластинами, а в качестве детекторов энергии фрагментов применялись мозаики полупроводниковых детекторов. Калибровка спектрометра и исследование его рабочих характеристик проводились с помощью двухстороннего источника ^{252}Cf , согласно методике, описанной в [24]. Энергетическое разрешение спектрометра составило $\sigma(E) = 2$ МэВ, а массовое: $\sigma(M) = 2-3$ а.е.м., что сравнимо с параметрами, полученными в работе [24].

Похожая установка для изучения спонтанного деления ^{252}Cf была собрана в университете г.Юваскела (JYFL), Финляндия [27]. Для измерения скорости осколков использовались четыре детектора временной отметки на основе микроканальных пластин (MCP), а для измерения энергии осколков использовались два кремниевых PIN-диода (PIN). В каждом плече было расположено по два детектора временной отметки и одному PIN-диоду. Плечи установки симметричны. Схема детектирующей части установки показана на рис.1.5. Данный спектрометр использовался для поиска редких каналов спонтанного деления тяжелых ядер методом потерянной массы [22].

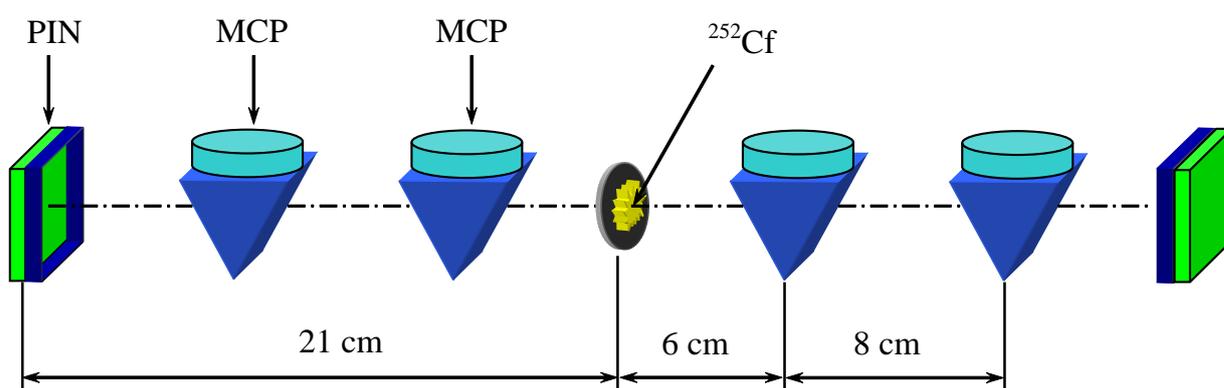


Рис.1.5. Схема детектирующей части двухплечевого времяпролетного спектрометра в JYFL [27]. PIN – кремниевые PIN-диоды, MCP – детекторы временной отметки, ^{252}Cf – исследуемый активный материал.

Наблюдение всех трех осколков тройного коллинеарного спонтанного деления ^{252}Cf было произведено на установке Correlation Mosaic Energy-Time Array (COMETA) в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ [28]. Для измерения энергии на двухплечевом времяпролетном спектрометре использовались две матрицы по 8 PIN-диодов, подключенных к предусилителям, позволяющим получить быстрый временной сигнал (фронт Знс). В качестве стартового детектора для измерения скоростей осколков используется детектор временной отметки на основе микроканальных

пластин. Для измерения количества нейтронов, испущенных при делении, был установлен «нейтронный пояс» из 28 штук ^3He счетчиков. Схема детектирующей части установки СОМЕТА показана на рис.1.6.

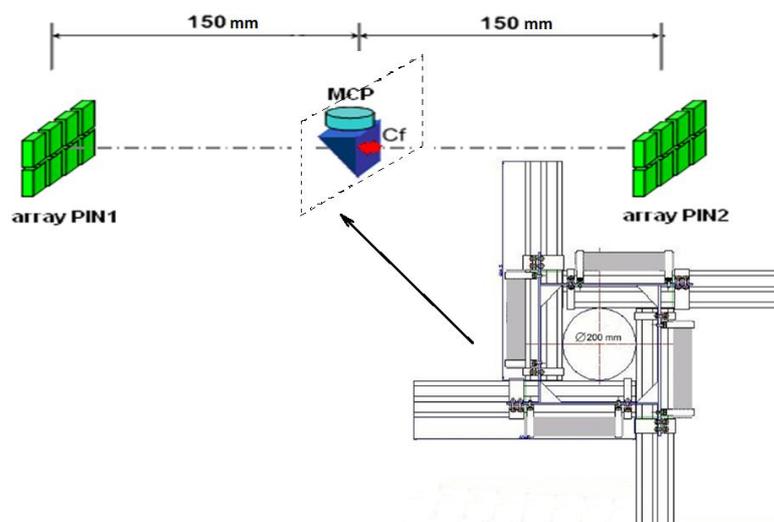


Рис.1.6. Схема детектирующей части и нейтронного пояса спектрометра СОМЕТА [28].

На сегодняшний день существование моды тройного кластерного коллинеарного деления является экспериментальным фактом [8]. В рамках различных теоретических подходов предсказываются цепочко-подобные предразрывные конфигурации делящейся системы, которые могут рассматриваться как возможные стартовые состояния для ТККР.

1.2 Мотивация эксперимента по поиску редких мод тройного коллинеарного кластерного распада ^{252}Cf (sf).

В работе [27] на двухплечевом времяпролетном спектрометре получено распределение «масса фрагмента в плече №1 -масса фрагмента в плече №2» представленное на рис.1.7. Для событий, лежащих в области масс W2 на рис.1.7, построен спектр суммы масс зарегистрированных фрагментов (рис.1.8). Статистическая обеспеченность набранных данных мала, но позволяет выделить события с «потерянными» магическими кластерами ^{132}Sn и ^{144}Ba (выделены наклонными прямыми на рис.1.7).

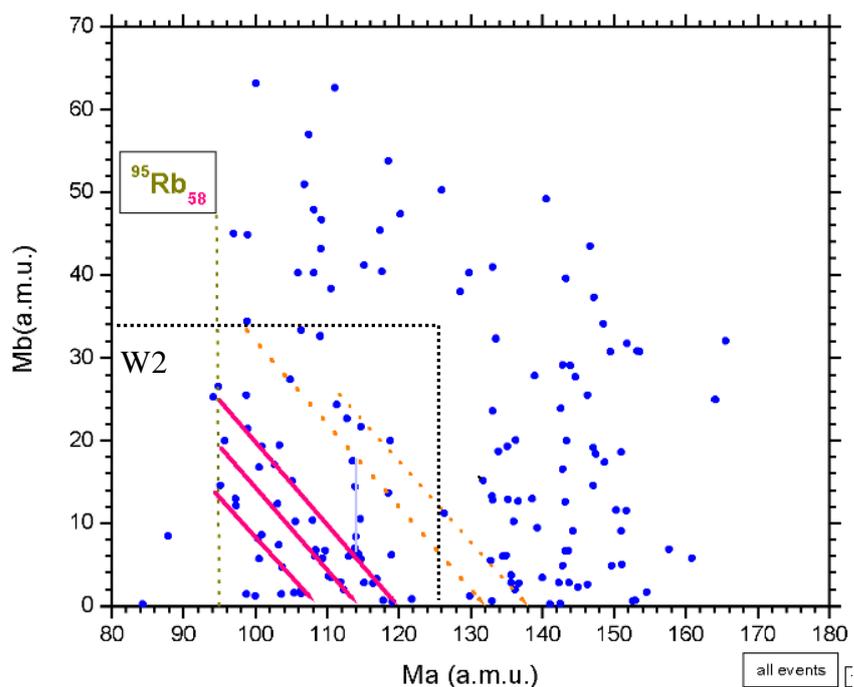


Рис.1.7. Распределение «масса фрагмента в плече №1 -масса фрагмента в плече №2» осколков ТККР $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ [27]. Линиями выделены события, лежащие на прямых $\text{Ma}+\text{Mb}=\text{const}$.

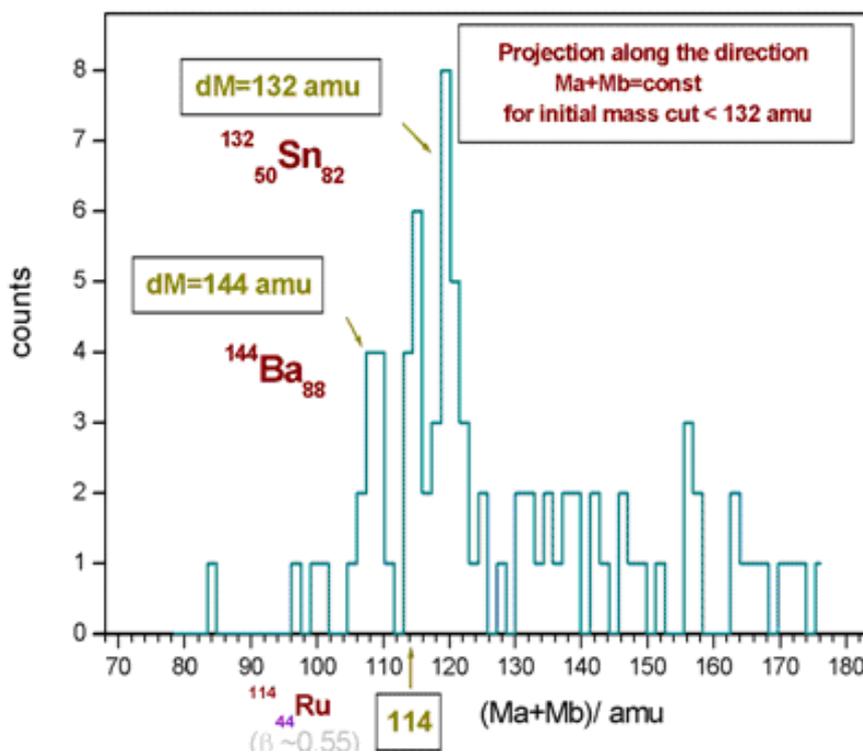


Рис.1.8. Спектр суммы масс двух зарегистрированных фрагментов для участка массового распределения W2, показанного на Рис.1.7 [27]. События, лежащие в области W2 на наклонных линиях $\text{Ma}+\text{Mb}=\text{const}$, формируют пики на данном рисунке.

Соответствующая одной из мод предразрывная конфигурация схематически показана на рис.1.9. Два легких фрагмента, образующиеся вместе с дважды магическим кластером ^{132}Sn , обозначены как M1 и M2. Масса M1 может принимать значения не ниже 95 а.е.м. (деформированный магический кластер ^{95}Rb), а масса M2 лежит в пределах от 0 а.е.м до разности масс материнского ядра и зарегистрированных фрагментов, т.е. < 25 а.е.м..

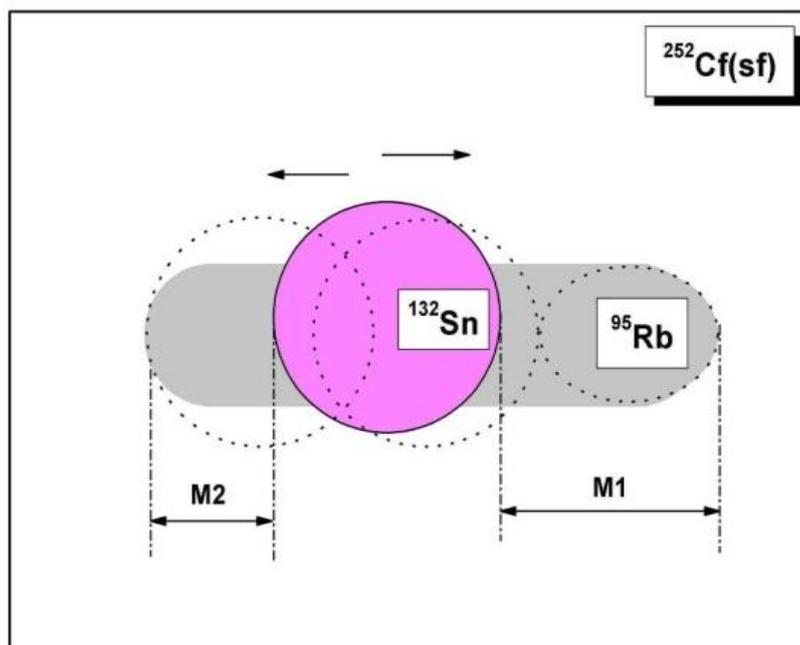


Рис.1.9. Схематический вид предразрывной конфигурации ядерной системы при образовании дважды магического кластера ^{132}Sn .

В работе [29] есть теоретические указания на то, что в данной моде кластер ^{132}Sn может быть замещен дважды магическим ^{208}Pb . На рис.1.10 изображена зависимость потенциальной энергии ядра ^{252}Cf от параметра Q , пропорционального квадрупольному моменту системы. Стрелками показаны соответствующие формы делящейся системы. Как при ассиметричной (4), так и при симметричной по массе (5) форме, делящееся ядро состоит из пары магических кластеров (Sn/Sn , Sn/Ni) и нуклонов, образующих шейку. Зависимость (1) соответствует предразрывной конфигурации с дважды магическим ^{208}Pb . Последовательность форм делящейся системы в «свинцовой» долине по мере ее удлинения показана над рисунком.

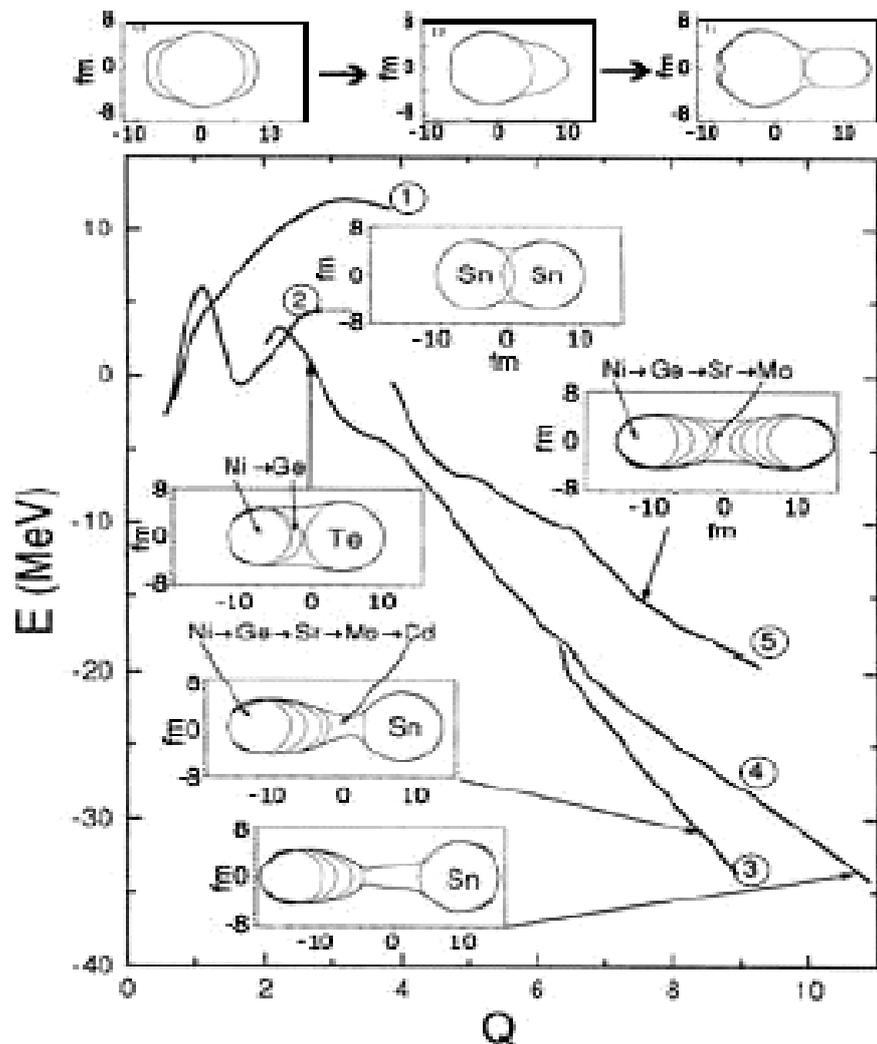


Рис.1.10. Зависимость потенциальной энергии ядра ^{252}Cf от параметра Q , пропорционального квадрупольному моменту системы [29]. Подробности указаны в тексте.

Из рассмотренных экспериментальных и теоретических работ следует, что наблюдение моды тройного кластерного коллинеарного распада $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ с образованием массивного магического кластера (^{132}Sn , ^{208}Pb), имеющего низкую кинетическую энергию, является актуальной экспериментальной задачей. Причем особый интерес представляет поиск данной моды с образованием ^{208}Pb , т.к. экспериментальные данные, подтверждающие её существование, отсутствуют. Наблюдение такой моды равноценно открытию тройной свинцовой радиоактивности.

Для наблюдения описанных мод ТККР в лаборатории ядерных реакций ОИЯИ построена установка Light ions Investigation System (LIS). Так как самый легкий продукт распада в исследуемой моде имеет массу $< 30a_{\text{e.m.}}$, измерение времени пролета фрагментов деления корректно проводить детекторами временной отметки на основе микроканальных пластин, так как на момент постановки задачи нет приемлемых методик учета «плазменной задержки» (см. Гл.3) в широком диапазоне масс.

Установка представляет собой двухплечевой времяпролетный спектрометр, детектирующая система которого построена из двух кремниевых PIN-диодов и трех «стартовых» детекторов на основе микроканальных пластин.

Глава 2. Экспериментальная установка LIS.

2.1 Общее устройство установки LIS

Спектрометр состоит из системы детекторов, вакуумной камеры и системы сбора данных, управляемой персональным компьютером. Электроника выполнена в стандарте CAMAC.

Источник ^{252}Cf расположен в центре пролетной базы и совмещен со стартовым детектором. Детектирующее оборудование размещено в вакуумной камере. С помощью адсорбционного насоса, обозначенного как Secondary Vacuum Pump, создается предварительное разрежение до 2×10^{-2} торр, после чего с помощью магнито-разрядного насоса достигается вакуум 10^{-6} торр. Расположение детекторов внутри вакуумной камеры установки представлено на рис. 2.1.

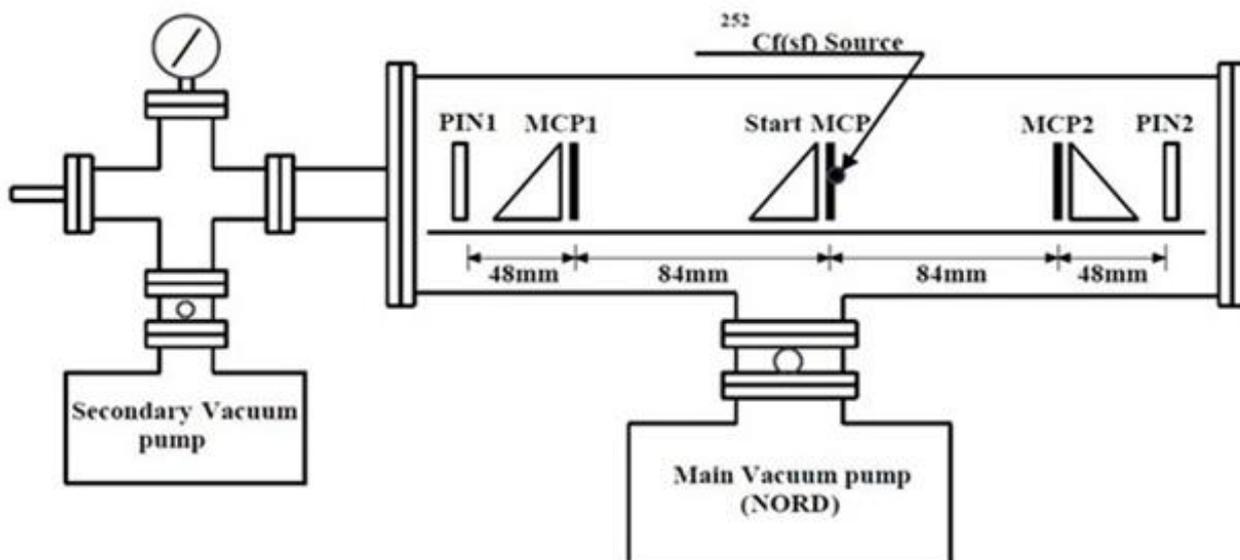


Рис.2.1. Схема установки LIS (Light ions investigation system).

2.2 Система детекторов

В детекторную часть спектрометра LIS входят три детектора на основе микроканальных пластин (МКП) и два детектора на основе PIN-диодов. Детекторы установлены на специальной направляющей.

Факт прохождения осколка или альфа-частицы определяют с помощью специальных временных детекторов. Внешний вид детектора на основе МКП для получения временной отметки показан на рис.2.2. Детекторы состоят из конверсионной фольги, ускоряющей сетки, электростатического зеркала и микроканальной пластины. Принцип работы детектора основан на использовании вторичной эмиссии электронов, выбиваемых регистрируемой частицей из конверсионной фольги детектора.

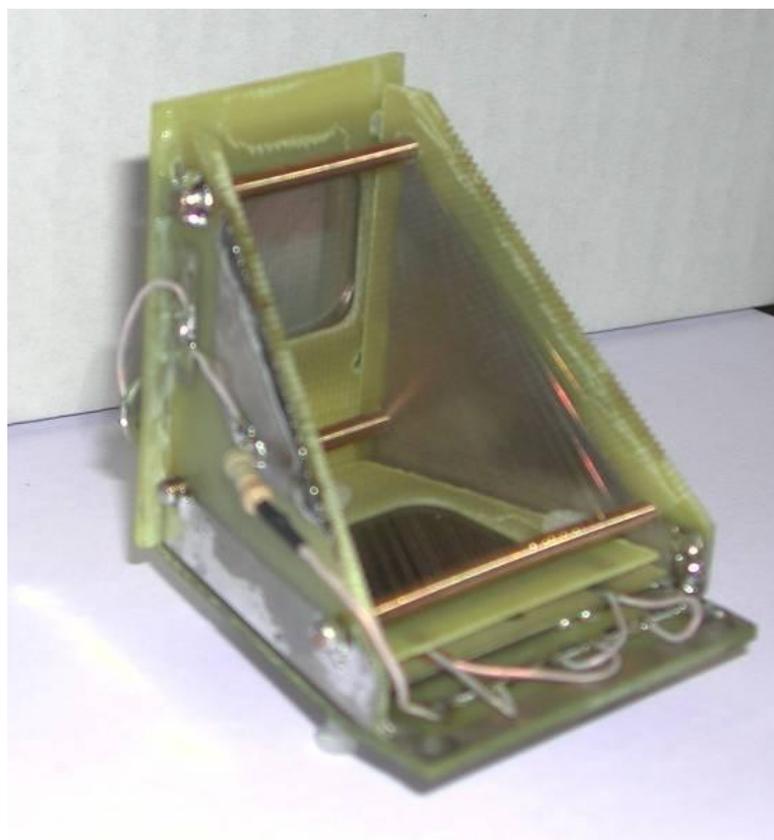


Рис. 2.2. Внешний вид детектора временной отметки.

Параметры используемых МКП: диаметр рабочей зоны МКП составляет 26.0мм, толщина – 0.38мм, диаметр канала – 10.0 мкм, шаг сетки, в узлах которой располагаются каналы – 12.0мкм, прозрачность – 60%, напряжение при усилении 10^4 - 1100В.

Для регистрации энергии и времени применены PIN-диоды с размером рабочей зоны 18x18мм. Толщина мертвого слоя – 0.01мкм, длительность фронта сигнала на выходе детектора при рабочем напряжении 200В равна 5нс.

Расстояние между «стартовым» детектором Start MCP и MCP1 такое же, как между Start MCP и MCP2 и составляет 84мм. Расстояние между PIN-диодом и ближайшим к нему временным детектором равно 48мм в обоих плечах. Схема детекторной части показана на рис.2.3, обозначены измеряемые параметры - собираемые заряды E1 и E2, времена пролета от детектора Start MCP до PIN-диодов – Tof start-PIN1 и Tof start-PIN2, времена

пролета от детектора Start MCP до детекторов временной отметки – ToF start-MCP1 и ToF start-MCP2.

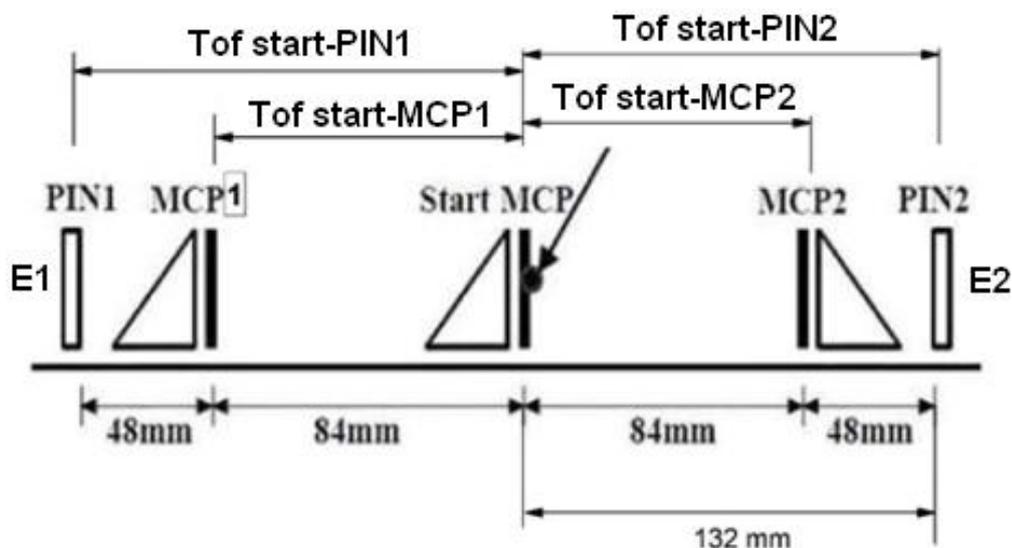


Рис. 2.3. Схема детекторной части спектрометра LIS. Указаны расстояния между детекторами.

2.3 Система сбора данных

Основная задача электроники сбора данных – с помощью многоканального зарядо-чувствительного преобразователя (QDC) оцифровать энергетические сигналы от частиц, попавших в детекторы PIN1 и PIN2, а так же измерить время пролета частиц между разными детекторами. Применение время-амплитудного конвертора (ТАС) позволяет реализовать временные измерения тем же QDC, который используется для измерения энергии. Логические сигналы (уровень NIM), привязанные к соответствующим аналоговым сигналам детекторов, получают с помощью дискриминаторов со следящим порогом 5386, причем уровень порога устанавливается по магистрали САМАС. При подаче на вход такого блока сигналов с амплитудой от 10 мВ до 2В с фронтом 2 нс временная неопределенность привязки не превышает ± 50 пс.

Блок-схема системы сбора данных приведена на рис.2.4.

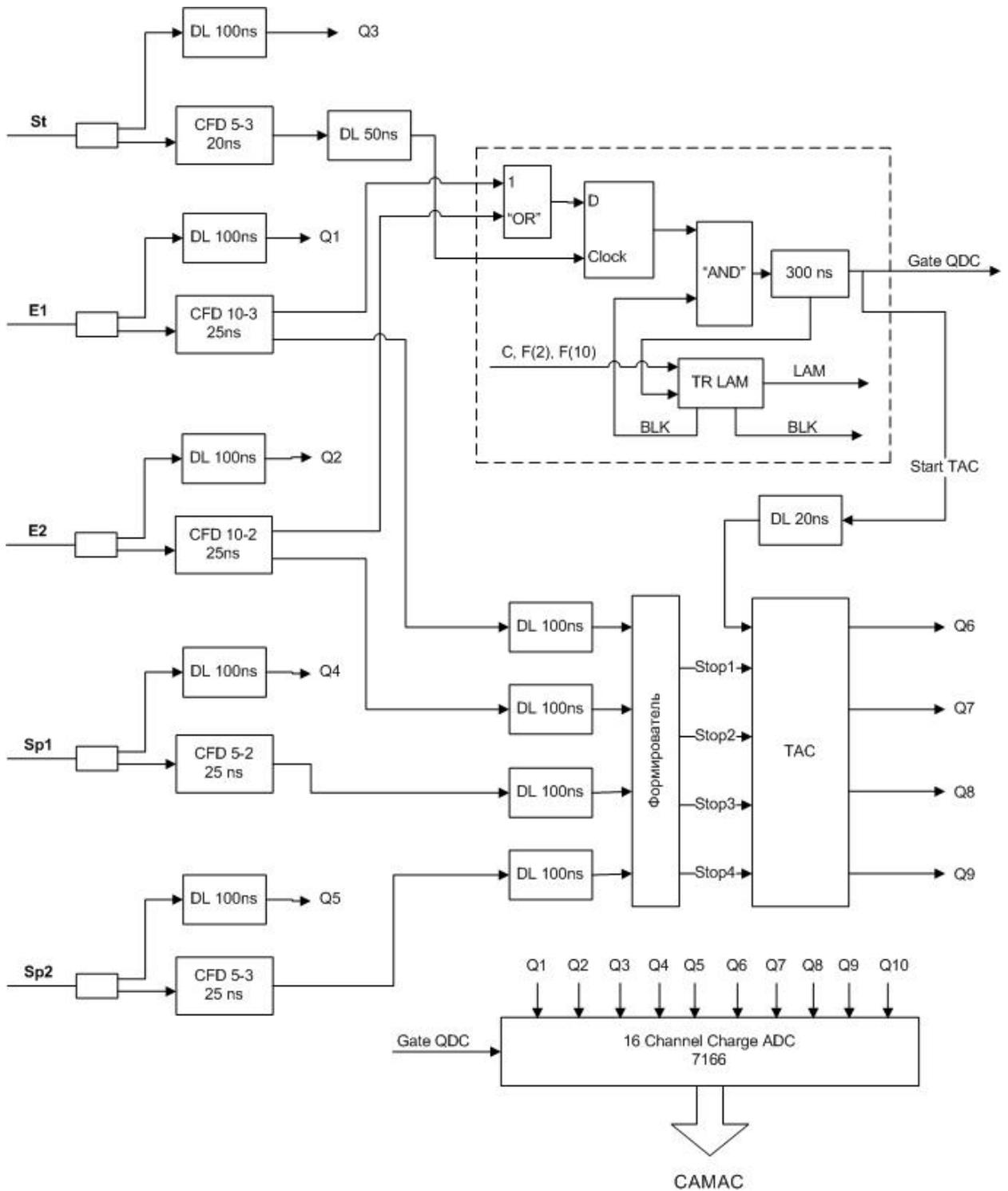


Рис.2.4 Блок-схема системы сбора данных спектрометра LIS.

Аналоговые сигналы с выходов детекторов Start MCP (St), PIN1 (E1), PIN2 (E2), MCP1 (Sp1) и MCP2 (Sp2), разветвляются и подаются на входы дискриминаторов и с задержкой 100нс подаются на входы Q1, Q2, Q4 и Q5 зарядочувствительного преобразователя QDC.

Упрощенная временная диаграмма импульсов, объясняющая работу логической части системы, приведена на рис.2.5.

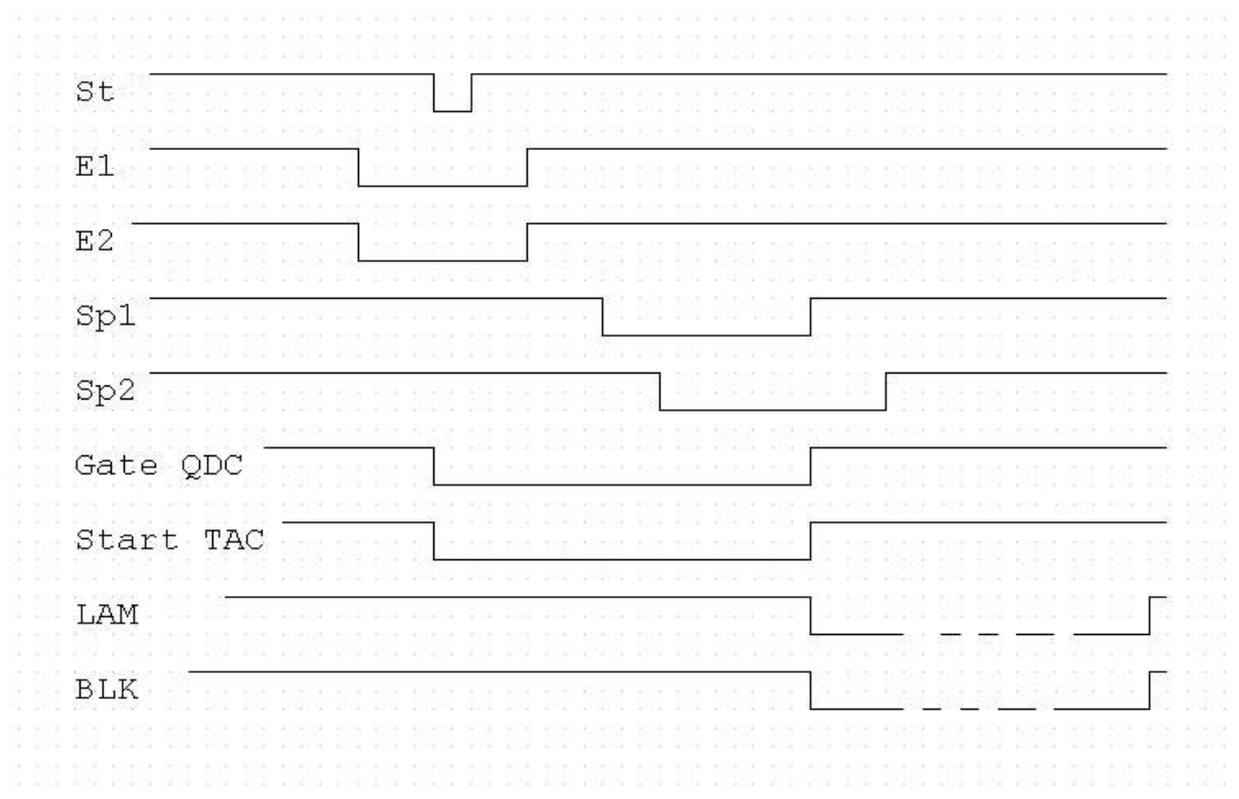


Рис.2.5. Временная диаграмма сигналов спектрометра LIS.

Логический сигнал St, сформированный дискриминатором со следящим порогом в канале стартового детектора (Start MCP) через кабельную задержку 50нс подается на вход Clock блока запуска. В блоке запуска логические сигналы с полупроводниковых детекторов E1 и E2 через элемент «или» попадают на вход D-триггера. Если в это время приходит сигнал St, подаваемый на тактовый вход триггера, то формируется сигнал длительностью 300нс. Этот сигнал подается на QDC в качестве сигнала ворот Gate QDC. Этот же сигнал подается на время-амплитудный преобразователь в качестве сигнала Start TAC. Модуль TAC формирует импульсы с амплитудой, пропорциональной временному интервалу от момента прихода импульса Start(TAC) до прихода соответствующих сигналов Stop1,2,3 и 4. Эти импульсы подаются на входы Q6,7,8,9 QDC.

При наличии сигнала Gate входы QDC открыты и происходит оцифровка заряда, поданного на соответствующие входы. По истечению сигнала Gate QDC, блок запуска вырабатывает сигнал BLK, блокируя входы QDC до тех пор, пока набранная информация не будет прочитана контроллером САМАС. Для реализации этой схемы запуска был разработан специальный модуль, обеспечивающий формирование управляющих сигналов Gate QDC и Start ТАС. Этот же модуль устанавливает сигнал LAM на магистраль САМАС, сигнализируя персональному компьютеру, что можно считывать оцифрованную информацию.

Оцифрованные данные посредством контроллера крейта CBV 1000 [30] считываются блоками размером по 8152 байт в буфер на плате связи, подключенной к шине PCI персонального компьютера.

Для управления контроллером используется программа EltecVsbZarjak. При заполнении буфера данные считываются в файл. Для формирования файлов предназначена программа Hoopsy-32, которая также может осуществлять мониторинг набираемых данных в режиме on-line.

Для питания детекторов на базе PIN-диодов напряжением 200В используется блок POLON1904, а для питания детекторов на основе микроканальных пластин, где требуется напряжение -3000В, блок ВИНКД.

Таким образом, в системе сбора данных задействованы следующие модули САМАС:

- дискриминатор со следящим порогом CFD FZR 5386 3 CFT – 2шт. [31],
- модуль высокого напряжения ВИНК Д [32],
- модуль питания POLON 1904 [33],
- время амплитудный преобразователь ТАС [34],
- 16 канальный зарядо-чувствительный АЦП QDC Phillips-7166 [35],
- модуль запуска [36],
- контроллер крейта CBV 1000 [30],
- индикатор магистрали ZFK 5315 Dataway Display [37].

Для контроля температуры в помещении, температуры электронных модулей и температуры насоса используется универсальный измеритель-регулятор фирмы ОВЕН с соответствующими датчиками и программным обеспечением.

Контроль за состоянием вакуума осуществляется по измеряемому току источника питания БП-0,1 вакуумного насоса «Норд».

2.4 Градуировка блоков измерения времени и энергии.

С помощью точного генератора амплитуды ORTEC 448 Research Pulser[38] были проградуированы энергетические тракты системы сбора данных. Полученная зависимость амплитуды от номера канала QDC для первого энергетического тракта показана на рис.2.6 (шаг 10 мВ).

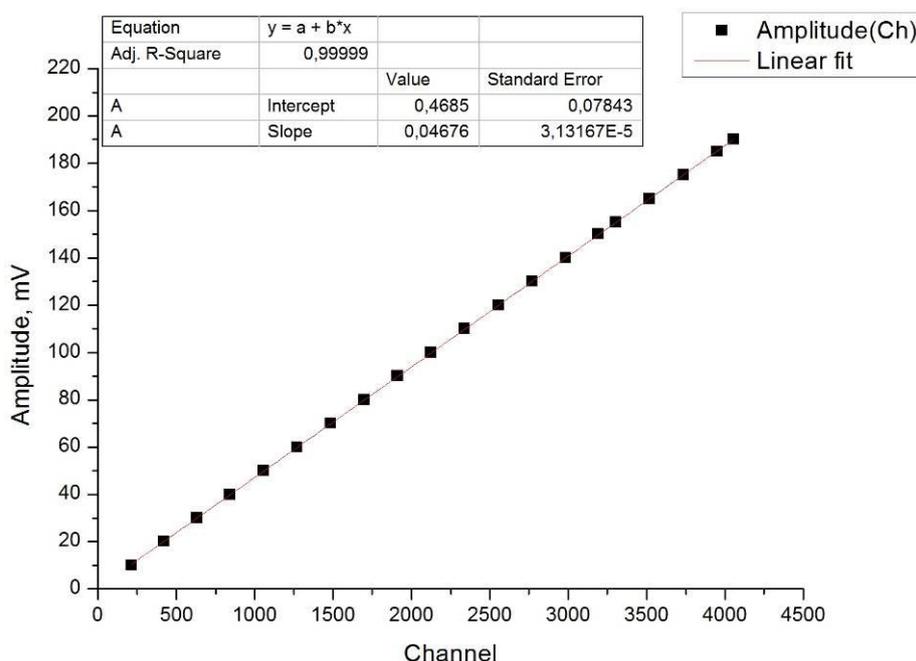


Рис.2.6. Зависимость амплитуды входного сигнала от номера канала QDC для первого энергетического тракта.

С помощью точного временного калибратора ORTEC 462 Time Calibrator [39] определена цена канала для системы время-амплитудный преобразователь и зарядо-чувствительный кодировщик (Phillips Scientific

7166). Длительность ворот для кодировщика 300 нс. Для рабочей области установки (рабочий диапазон 15 нс) удалось получить разрешение на уровне 14 пс. Спектр, полученный при градуировке временного тракта Start-PIN в первом плече, показан на рис.2.7.

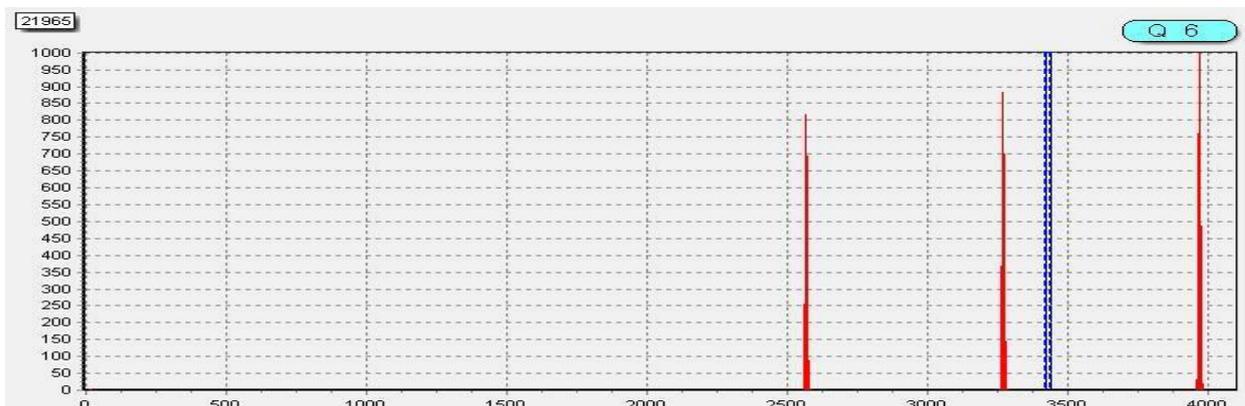


Рис.2.7. Спектр, полученный от генератора ORTEC 462 Time Calibrator в тракте измерения времени пролета PIN-диодом в плече №1.

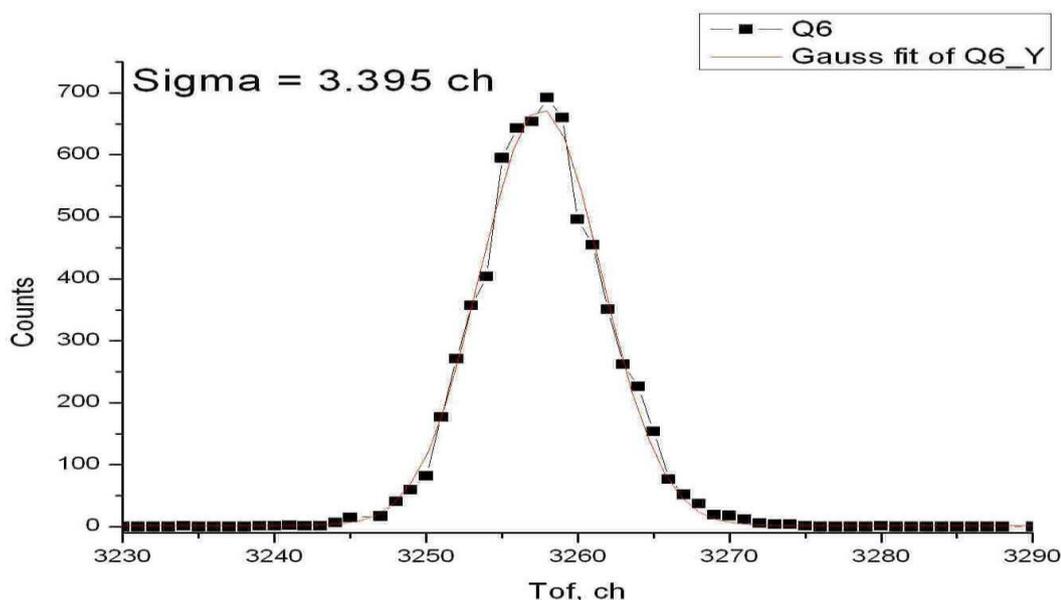


Рис.2.8. Пик, полученный от генератора ORTEC 462 Time Calibrator, аппроксимированный гауссом. Указано среднее квадратичное отклонение σ .

Название временного тракта	$\Delta T/\Delta ch$, расчет из [40]	$\Delta T/\Delta ch$, генератор
PIN1	0.0142	0.0142
PIN2	0.0143	0.0143
MCP1	0.0138	0.0138
MCP2	0.0129	0.0130

Таблица 2.1. Цена канала, рассчитанная с помощью точного временного калибратора ($\Delta T/\Delta ch$)_{kie}), в сравнении с рассчитанной на основе данных работы [40] ($\Delta T/\Delta ch$)_{exp}).

В таблице 2.1 приведены коэффициенты, полученные с помощью точного временного калибратора, и коэффициенты, рассчитанные из работы [40]. Расчет коэффициентов по данным работы [40] проводился следующим образом: с помощью аппроксимации гауссианом находились центры пиков альфа-частиц и осколков бинарного деления в спектрах времени; далее, полученным значениям центров пиков сопоставлялись времена, соответствующие опубликованным в [40] скоростям. После этого по полученным трем точкам проводилось линейное фитирование.

Глава 3. Калибровочные процедуры и восстановление масс.

3.1 Плазменная задержка и дефект амплитуды

Осколки деления, обладая значительной удельной ионизацией, создают при своем движении через PIN-диод настолько большую плотность электронно-дырочных пар, что трек осколка представляет собой, по существу, сгусток плазмы, вследствие чего внешнее поле полностью экранируется. Со временем этот сгусток плазмы разрушается из-за диффузии носителей заряда в область их меньшей концентрации и число носителей заряда,двигающихся по полю, увеличивается, пока не достигнет максимума. Описанный процесс определяет форму тока во внешней цепи: пока идет «распухание» трека ток мал, далее он начинает резко расти. Именно по этой части импульса осуществляется временная привязка. Абсолютная величина временного сдвига между моментом образования трека и моментом

срабатывания временного дискриминатора («плазменная задержка») зависит как от формы импульса тока, так и параметров (схемы) дискриминатора.

Амплитуды сигналов от тяжелых ионов меньше амплитуд сигналов от легких ионов, таких как протон или альфа-частица, при одинаковых энерговыделениях в кремниевом детекторе – эта разница в собранном детектором заряде называется *дефектом амплитуды*. Принято определять величину дефекта амплитуды как разницу между энергией тяжёлого иона и альфа частицы при одинаковой величине амплитуды импульса с кремниевого детектора [27].

Исследования дефекта амплитуды [24, 41, 42, 43] показывают, что полное значение величины дефекта $R(M, E)$ состоит из трех компонент, зависящих от массы и кинетической энергии регистрируемого иона:

$$R(M, E) = R_w(M, E) + R_n(M, E) + R_{rec}(M, E) \quad (3.1)$$

Величина $R_w(M, E)$ связана с потерями энергии во входном окне и мертвом слое кремниевого детектора. Величина $R_n(M, E)$ обусловлена неионизационными потерями энергии при упругих столкновениях движущегося тяжелого иона с атомами вещества детектора. Третья величина $R_{rec}(M, E)$ связана с потерей части сгенерированных ионом электронно-дырочных пар в результате их рекомбинации в плазменной колонке трека. Определение этой величины представляет наибольшую трудность при описании амплитудного дефекта. Это обусловлено тем, что величина $R_{rec}(M, E)$ зависит от многих факторов, связанных как с регистрируемой частицей, так и со свойствами детектора. Самое точное решение проблемы достигается измерением зависимости $R(E)$ для каждого значения массы M на ускорителе тяжелых ионов. Но такая техника дорога и не всегда доступна, поэтому обычно методы калибровки детектора основаны на применении различных эмпирических выражений для $R(M, E)$.

3.2 Восстановление масс в первом приближении

Данный метод восстановления масс частиц получил название «трехточечная калибровка». Он основан на предположении простых преобразований времени пролета TOF и энергии E , и удобен для мониторинга набираемых данных в режиме on-line, т.к. не требует особых вычислительных мощностей. Пренебрегая потерями энергий осколков деления в подложке источника и входном окне стартового детектора, используются следующие калибровочные зависимости для детекторов:

$$TOF[ns] = TOF[ch] \cdot \Delta T / \Delta k + T_0 \quad (3.2)$$

$$E[MeV] = A \cdot \exp\left(-\frac{E[ch]}{W}\right) + E_0 \quad (3.3),$$

Где $\Delta T / \Delta k$, T_0 , E_0 см. далее по тексту.

Из экспериментального TOF -спектра осколков деления $^{252}\text{Cf}(sf)$ определяются средние значения $TOF_H[ch]$ и $TOF_L[ch]$ для тяжелой и легкой групп осколков. Зная скорости этих осколков $V_H[cm/ns]$ и $V_L[cm/ns]$ [40], можно вычислить их $TOF_H[ns]$ и $TOF_L[ns]$:

$$TOF[ns] = L[sm] / V[cm/ns] \quad (3.4)$$

где L – путь, который пролетает осколок.

Цена деления по временной шкале (коэффициент $\Delta T / \Delta k$ в (3.2)) определяется следующим выражением:

$$\Delta T / \Delta k = \frac{TOF_H[ns] - TOF_L[ns]}{TOF_H[ch] - TOF_L[ch]} \quad (3.5)$$

Зная значение $\Delta T / \Delta k$, коэффициенты T_{0_H} и T_{0_L} в (3.2) можно найти по формуле:

$$T_0 = TOF[ns] - TOF[ch] \cdot \Delta T / \Delta k \quad (3.6)$$

Значения T_{0_H} и T_{0_L} отличаются несущественно, поэтому используется их среднее значение, т.е.

$$T0 = \frac{T0_H + T0_L}{2} \quad (3.7)$$

Для энергетической калибровки сначала из экспериментального E -спектра необходимо определить положения трех пиков: альфа-частиц, средних легких и средних тяжелых осколков. Средние значения энергии для данных пиков хорошо известны из работы [44]. С помощью фитирования полученных трех точек зависимостью (3.3), находятся коэффициенты A , W , $E0$ (см. рис.3.1).

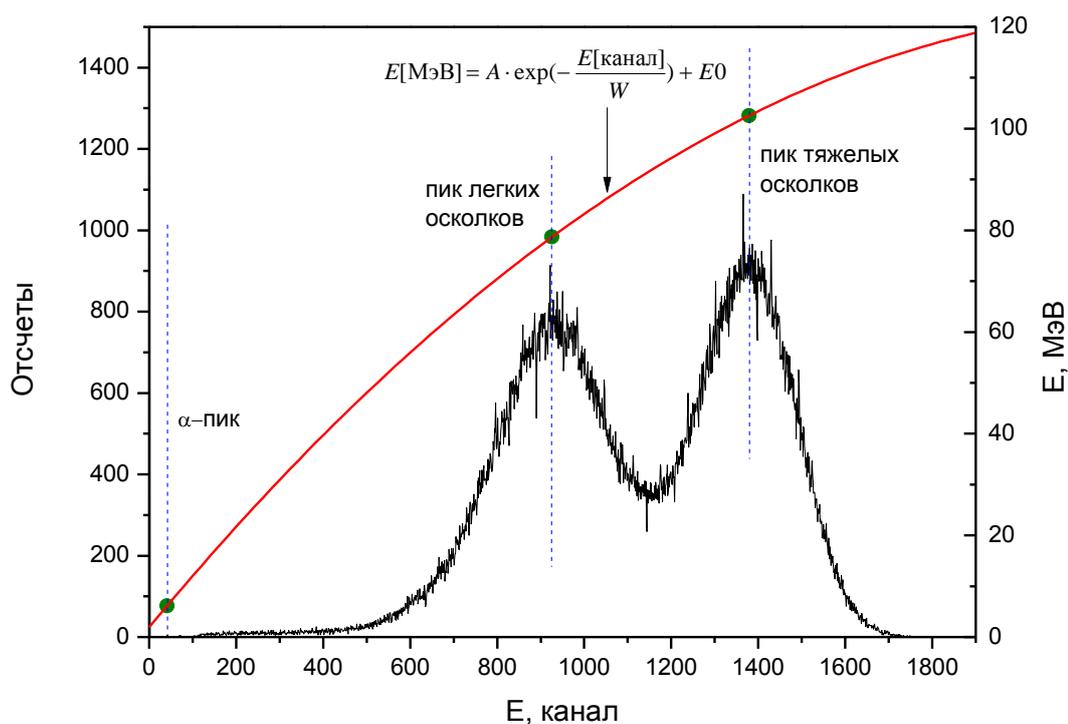


Рис.3.1. Иллюстрация для процедуры "3-х точечной" калибровки.

Далее, используя выражение (3.2), можно вычислить скорости осколков:

$$V[cm/ns] = L[cm] / TOF[ns] \quad (3.8)$$

И, используя выражения (3.3) и (3.8), восстановить массу:

$$M_i[amu] = \frac{1.9297 E_i[MeV]}{(V_i[cm/ns])^2} \quad (3.9)$$

Где i обозначает отдельное событие. Таким образом, обработав определенное количество событий, набирается массовый спектр.

3.3 Алгоритм «истинная» калибровка энергетического тракта

«Истинная» калибровка тракта измерения энергии позволяет восстановить массы продуктов деления с учетом дефекта амплитуд. Т.к. величина дефекта амплитуды зависит от энергии и массы осколка, воспользуемся алгоритмом, описанным в [45, 46].

Идея процедуры «истинной» калибровки состоит в подгонке текущего спектра квазимасс фрагментов спонтанного деления $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ M_{TE} , найденных методом «TOF – E», к известному спектру [47]. Эта процедура применяется для каждого отдельного детектора спектрометра.

Истинная энергия зарегистрированного осколка деления E определяется как сумма энергии E_{det} , определенной по калибровке детектора с помощью α -частиц и величины дефекта амплитуды $R(M, E)$:

$$E = E_{det} + R(M, E) \quad (3.10)$$

$$E_{det}[MeV] = E[ch] \cdot \Delta E / \Delta k + E0[MeV] \quad (3.11)$$

Коэффициенты $\Delta E / \Delta k$ и $E0$ определяются с помощью генератора точной амплитуды и источника α -частиц ^{252}Cf ($E_\alpha = 6.118 \text{ MeV}$).

В данной работе используется эмпирическое выражение, полученное С. Мульгиным и его коллегами в работе [43]:

$$R(M, E) = \frac{\lambda \cdot E}{1 + \varphi \cdot \frac{E}{M^2}} + \alpha \cdot ME + \beta \cdot E, \quad (3.12)$$

где $\{\lambda, \varphi, \alpha, \beta\}$ – параметры; M и E – масса и кинетическая энергия регистрируемых продуктов деления. Кроме того,

$$E = \frac{M \cdot V^2}{1.9297}, \quad (3.13)$$

где $E[\text{MeV}]$, $M[\text{amu}]$, $V[\text{cm/ns}]$ – энергия, масса и скорость соответственно. Скорость фрагментов деления вычисляется с помощью полученных коэффициентов временной калибровки.

Подставив (3.13), (3.11) и (3.12) в (3.10), получим уравнение для нахождения массы осколка деления при известных значениях параметров $\{\lambda, \varphi, \alpha, \beta\}$:

$$G(\{\lambda, \varphi, \alpha, \beta\}, M) = 0 \quad (3.14)$$

Это уравнение 3-го порядка относительно M . В явном виде оно выглядит следующим образом:

$$\frac{MV^2}{k} = E_{\text{det}} + \frac{\lambda \cdot \frac{MV^2}{k}}{1 + \varphi \cdot \frac{V^2}{Mk}} + \alpha \cdot \frac{M^2 V^2}{k} + \beta \cdot \frac{MV^2}{k} \quad (3.15)$$

Где $k = 1.9297$. Данное уравнение можно привести к виду:

$$M^3 + aM^2 + bM + c = 0, \quad (3.16)$$

Где

$$\begin{aligned} a &= \frac{\varphi V^2}{k} + \frac{\beta + \lambda - 1}{\alpha} \\ b &= \frac{kE_{\text{det}}}{\alpha V^2} + \frac{\varphi V^2}{\alpha k} (\beta - 1), \\ c &= \frac{\varphi E_{\text{det}}}{\alpha} \end{aligned} \quad (3.17)$$

После замены $M = y - \frac{a}{3}$, получится уравнение в каноническом виде:

$$y^3 + py + q = 0, \quad (3.18)$$

Где

$$p = \frac{3b - a^2}{3} \quad (3.19)$$

$$q = \frac{2a^3 - 9ab + 27c}{27}$$

Решение уравнения (3.18) можно получить с помощью формулы Кардано:

$$y = \sqrt[3]{-q/2 + \sqrt{q^2/4 + p^3/27}} + \sqrt[3]{-q/2 - \sqrt{q^2/4 + p^3/27}} \quad (3.20)$$

Подкоренное выражение $\Delta = \left(\frac{q}{2}\right)^2 + \left(\frac{p}{3}\right)^3$ называется дискриминантом кубического уравнения (3.18). Если дискриминант равен нулю, то мы имеем один однократный вещественный корень и один двукратный. Учитывая обратную замену $y = M + \frac{a}{3}$, выражения для корней будут выглядеть следующим образом:

$$m_1 = 2\left(\sqrt[3]{-q/2}\right) - a/3 \quad (3.21)$$

$$m_2 = m_3 = \sqrt[3]{q/2} - a/3$$

Если дискриминант меньше нуля, то имеем один вещественный и два сопряженных комплексных корня:

$$m_1 = \sqrt[3]{-q/2 + \sqrt{\Delta}} - \sqrt[3]{q/2 + \sqrt{\Delta}} - a/3$$

$$m_{2,3} = -0.5\left(\sqrt[3]{-q/2} - \sqrt[3]{q/2}\right) \pm \left(\sqrt[3]{-q/2} - \sqrt[3]{q/2}\right) \frac{\sqrt{3}}{2}i - a/3, \quad (3.22)$$

Если дискриминант больше нуля, то имеем три вещественных корня:

$$\begin{aligned}
m_1 &= 2\sqrt{-P/2} \cos\left(\frac{\theta}{3}\right) - a/3 \\
m_2 &= 2\sqrt{-P/2} \cos\left(\frac{\theta + 2\pi}{3}\right) - a/3, \\
m_3 &= 2\sqrt{-P/2} \cos\left(\frac{\theta + 4\pi}{3}\right) - a/3
\end{aligned} \tag{3.23}$$

Где

$$\cos \theta = \frac{-q}{2\sqrt{\left(-P/3\right)^3}}, \tag{3.24}$$

При выборе одного из трех корней руководствуются условием, что масса осколка является вещественным числом и не может быть отрицательной. В то же время выбираются значения массы, ближе всего лежащее к значению, полученному методом трехточечной калибровки.

Для поиска параметров $\{\lambda, \phi, \alpha, \beta\}$ применяется следующая итерационная процедура: для каждого обработанного события, на основе текущих значений параметров $\{\lambda, \phi, \alpha, \beta\}$ и экспериментальных значений скорости $V[\text{cm/ns}]$ и энергии $E[\text{MeV}]$ осколка деления, вычисляется его масса. После обработки определенного количества данных ($5 \cdot 10^4$ событий) набирается спектр масс осколков. Варьируя параметры $\{\lambda, \phi, \alpha, \beta\}$, процедура минимизирует целевую функцию F :

$$F = [(\langle ML_T \rangle - \langle ML \rangle)^2 + (\langle MH_T \rangle - \langle MH \rangle)^2] + \sum_{M_{TE}} \frac{(Y(M_{TE}) - Y_T(M_{TE}))^2}{Y(M_{TE})} \tag{3.25}$$

где $\langle ML \rangle$ и $\langle MH \rangle$ – средние массы легких и тяжелых осколков, вычисляемые из экспериментального массового спектра $Y(M_{TE})$. Здесь известные из опубликованных работ значения помечены индексом «Т». Основная часть процедуры основана на программном коде для поиска минимума многомерных функций MINUIT из математической библиотеки ЦЕРН [48].

3.4 Критерий согласия

В качестве критерия согласия экспериментального спектра квазимасс с известным, используется модифицированный критерий χ^2 Пирсона. При полученной статистике событий каждое значение экспериментального спектра квазимасс можно считать независимой случайной величиной, подчиняющейся стандартному нормальному распределению. Это значит, что можно воспользоваться критерием χ^2 и записать:

$$\chi^2 = \sum_{M_{TE}} \frac{(Y(M_{TE}) - Y_T(M_{TE}))^2}{Y(M_{TE})} \quad (3.26)$$

По определению, среднее значение $\langle \chi^2 \rangle = f$, где f является числом степеней свободы χ^2 распределения. В нашем случае $f = n$, где n - число слагаемых в сумме (3.25). Таким образом, условие $\chi^2 / n \sim 1$ является условием согласия экспериментального и эталонного спектров [47].

Но так же важно учитывать согласие положений центров масс распределений тяжелого и легкого осколков, которое можно выразить следующим образом:

$$F_M = (\langle ML_T \rangle - \langle ML \rangle)^2 + (\langle MH_T \rangle - \langle MH \rangle)^2 \quad (3.27)$$

Тогда условие $F_M \sim 0$ будет являться условием согласия. Функцией, включающей в себя выражения (3.26) и (3.27), является функция (3.25). Условием согласия при таком критерии является достижение функцией (3.25) своего минимального значения при определенном векторе параметров $\{\lambda, \varphi, \alpha, \beta\}$.

3.5 Стабильность данных.

Для того, чтобы быть уверенными, что результаты не являются методическим артефактом, создаваемым электроникой, для каждого энергетического и временного тракта проверяется стабильность набираемых данных. В качестве проверки используется следующий метод: все набранные

в тракте события последовательно делятся на группы по 2000 событий. Для каждой группы вычисляется среднее значение $\langle A \rangle$ и дисперсия. После чего строятся распределения «среднее значение группы – номер группы» и «дисперсия группы – номер группы». Из среднего значения дисперсии находится среднеквадратичное отклонение σ . Данные считаются стабильными, если средние значения всех групп лежат в интервале $(\langle A \rangle + 3\sigma, \langle A \rangle - 3\sigma)$. Пример получаемых распределений для энергетического тракта первого плеча приведен на рис.3.2.

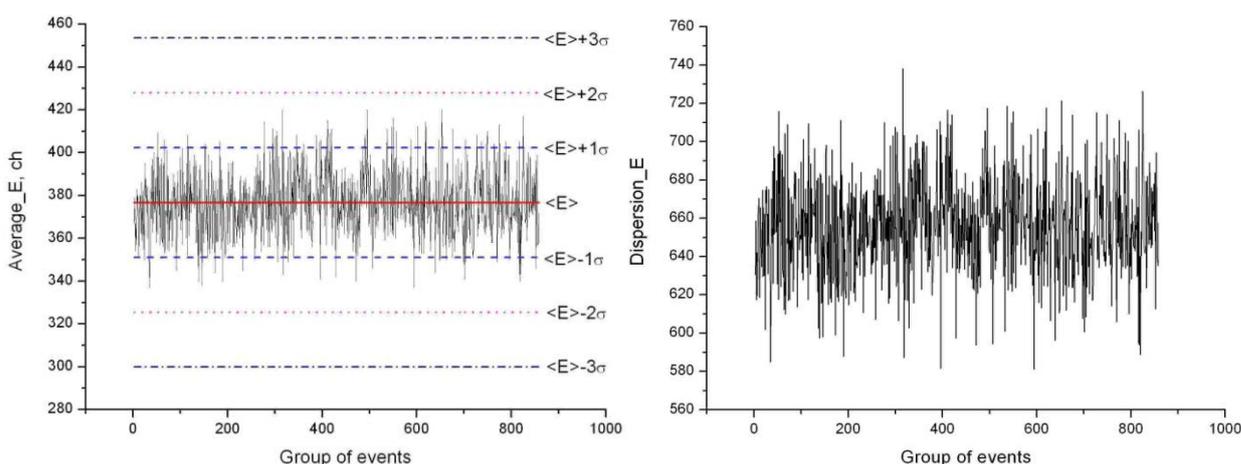


Рис.3.2. Распределение «среднее значение энергии – номер группы» («Average_E – Group of events») для энергетического тракта первого плеча установки (слева), и соответствующее распределение дисперсии (справа). Линиями отмечены среднее значение энергии $\langle E \rangle$ и интервалы $\langle E \rangle \pm 1\sigma$, $\pm 2\sigma$ и $\pm 3\sigma$.

На рис.3.2 показано среднее значение энергии $\langle E \rangle$ и интервалы $\langle E \rangle \pm 1\sigma$, $\pm 2\sigma$ и $\pm 3\sigma$. Из приведенного распределения следует, что обработанные данные стабильны.

При проверке стабильности всех набранных данных со всех энергетических и временных трактов не было выявлено значительных отклонений. Таким образом, нет необходимости вводить какие-либо поправки и можно приступать к калибровке трактов и последующему анализу данных.

Глава 4. Программное обеспечение

4.1 Программный комплекс

Для реализации вышеописанных методов восстановления масс частиц разработан специальный комплекс программ. Все программы написаны на языке Fortran 95 в среде VisualStudio2010. Данный комплекс включает в себя следующие составляющие:

- **SelectM2Raw** – программа отбора событий;
- **ECALIBpin** – программа поиска коэффициентов для «истинной калибровки» тракта измерения энергии;
- **M2Treatment** – программа восстановления масс.

Алгоритм работы программного комплекса следующий:

С помощью программы **SelectM2Raw** из «сырых» данных отбираются события из указанного диапазона измеренных параметров и записываются в hor-файл, содержащий информацию только об энергии и времени пролета осколков. Далее программой **ECALIBpin** осуществляется поиск коэффициентов «истинной калибровки» по энергии. Входными данными являются: hor-файл из программы **SelectM2Raw**, значения расстояний от источника до PIN-диодов (файл Ltof.dat), коэффициенты для преобразования времени (файл Tcalib.dat), эталонный спектр масс осколков деления (Wahl_m.tab), начальные значения коэффициентов для «истинной калибровки» по энергии для каждого PIN-диода (файлы **param.tab). Результатом работы **ECALIBpin** являются 3 файла:

- **error.out** – журнал ошибок MINUIT,
- **ecalibPIN.out** – журнал, содержащий начальные и конечные коэффициенты «истинной калибровки» по энергии и информацию о проведенных итерациях,

- **masses.dat** – «пробный» спектр восстановленных масс осколков для полученных коэффициентов для одного PIN-диода и эталонный спектр масс из [47].

Полученные коэффициенты используются программой **M2Treatment** для восстановления масс продуктов деления. Входные файлы: экспериментальные данные (hor-файлы), коэффициенты для преобразования времени (файл Tcalib.dat), конечные значения коэффициентов для «истинной калибровки» по энергии для каждого PIN-диода (файлы E_calib.dat и PHD_coeff.dat), значения расстояний от источника до PIN-диодов (файл Ltof.dat), имена обрабатываемых файлов. Результатом работы программы является файл, содержащий только отобранные события с рассчитанными физическими величинами (выходными параметрами), такими как: масса осколков, энергия осколков, скорость, импульс. Выходные параметры задаются пользователем.

4.2 Блок-схемы программ.

Программа **SelectM2Raw** состоит из двух модулей:

1. **hoopsy.f95** - отвечает за расшифровку hor-файлов.
2. **SelectM2.f95** - является основной программой.

С помощью **hoopsy.f95** расшифровываются обрабатываемые hor-файлы, в которых отбираются события, параметры которых принадлежат указанным диапазонам. Из отобранных событий формируется новый hor-файл.

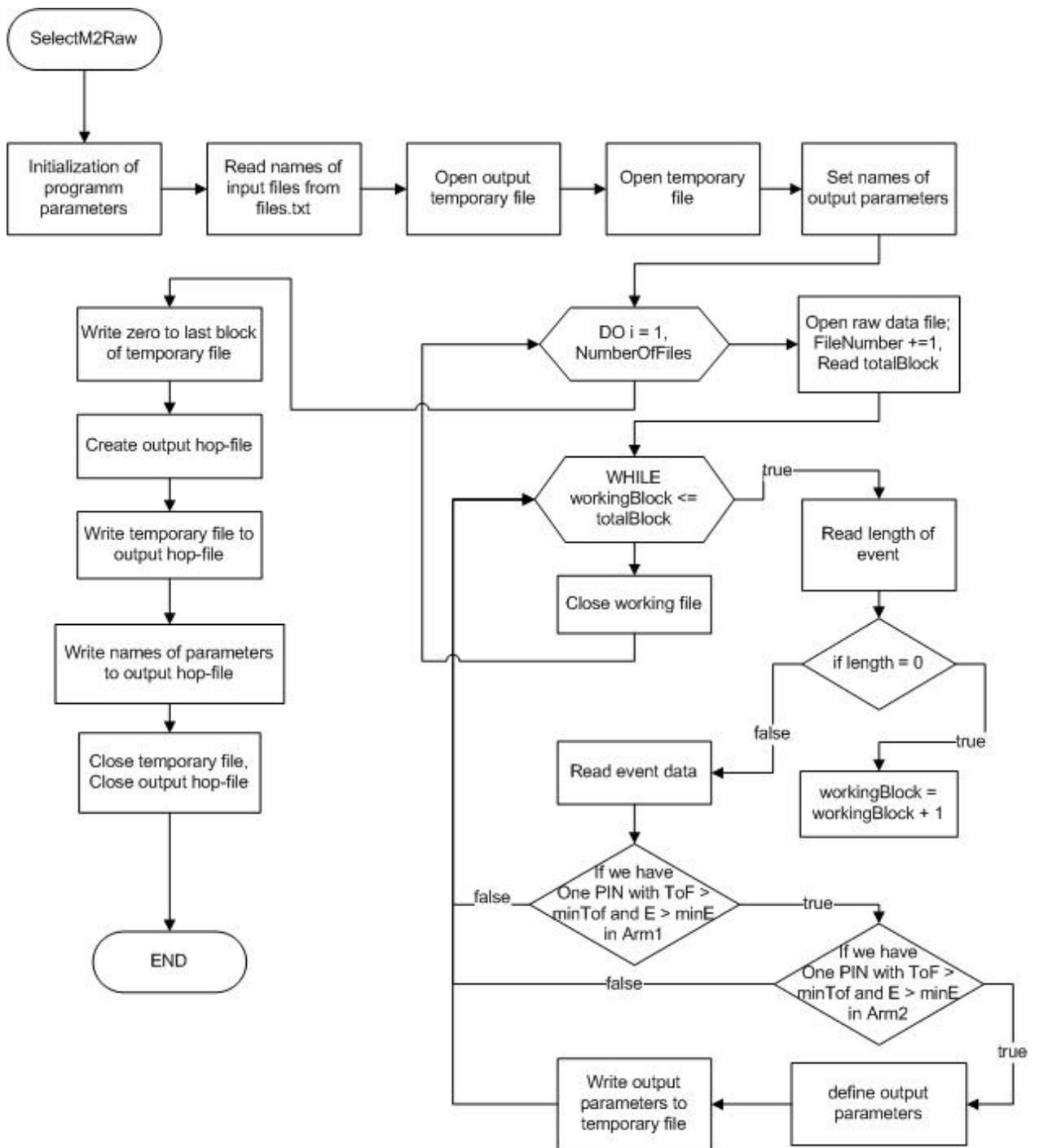


Рис.4.1. Блок-схема модуля SelectM2.f95.

Программа **ECALIBpin** состоит из модулей:

1. **hoopsy.f95** – отвечает за расшифровку hop-файлов,
2. **ECALIBPIN.f95** – основная программа,
3. **fcnECPIN.f95** – модуль расчета целевой функции,
4. **ECMod.f95** – содержит некоторые константы,
5. **minuit95.for** – библиотека MINUIT.

Модуль **ECALIBPIN.f95** является связующим и осуществляет ввод начальных значений параметров в процедуру минимизации.

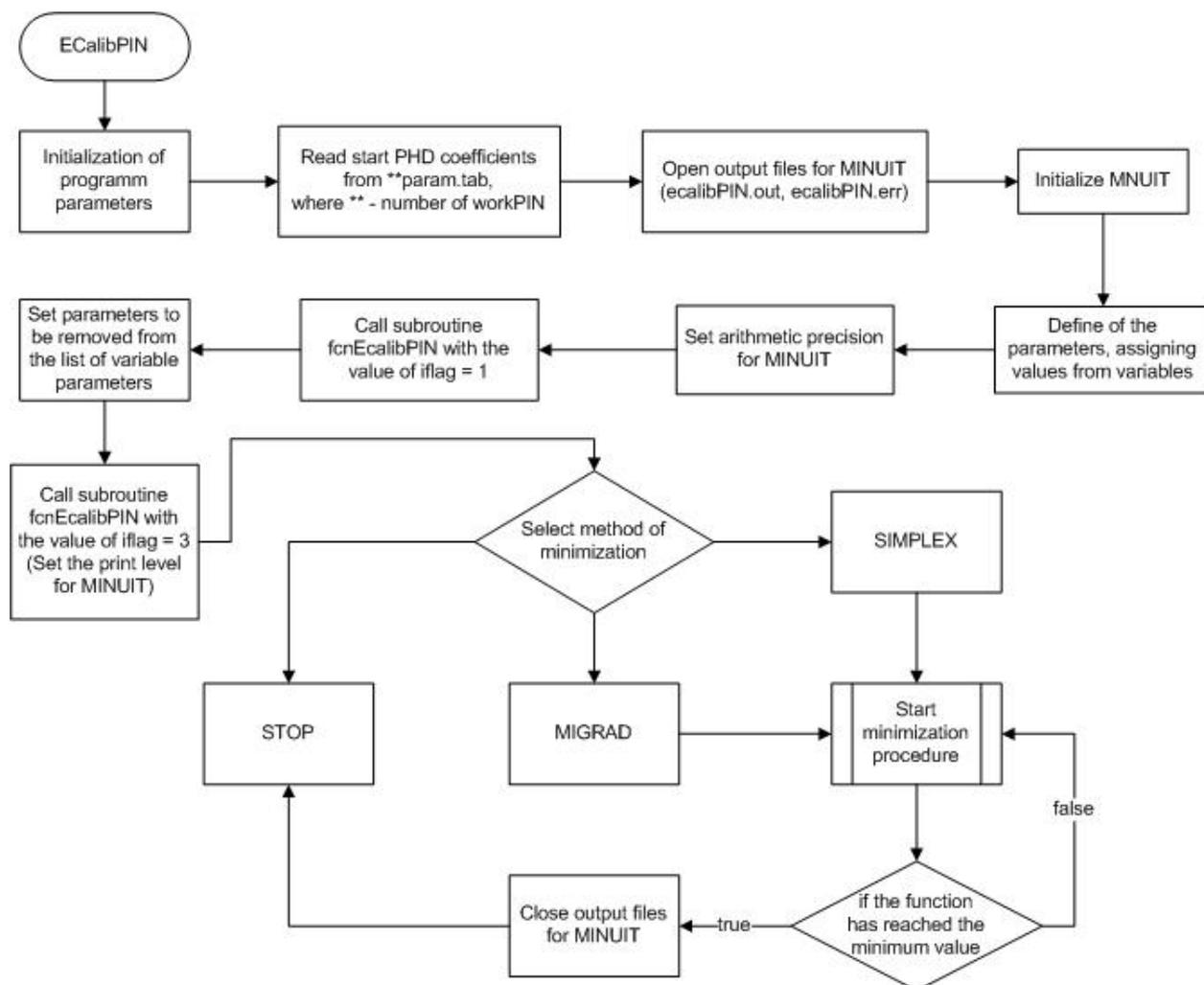


Рис.4.2 Блок-схема модуля **ECALIBPIN.f95**.

В модуле **fcnECPIN.f95** представлена процедура минимизации на основе библиотеки **minuit95.for**.

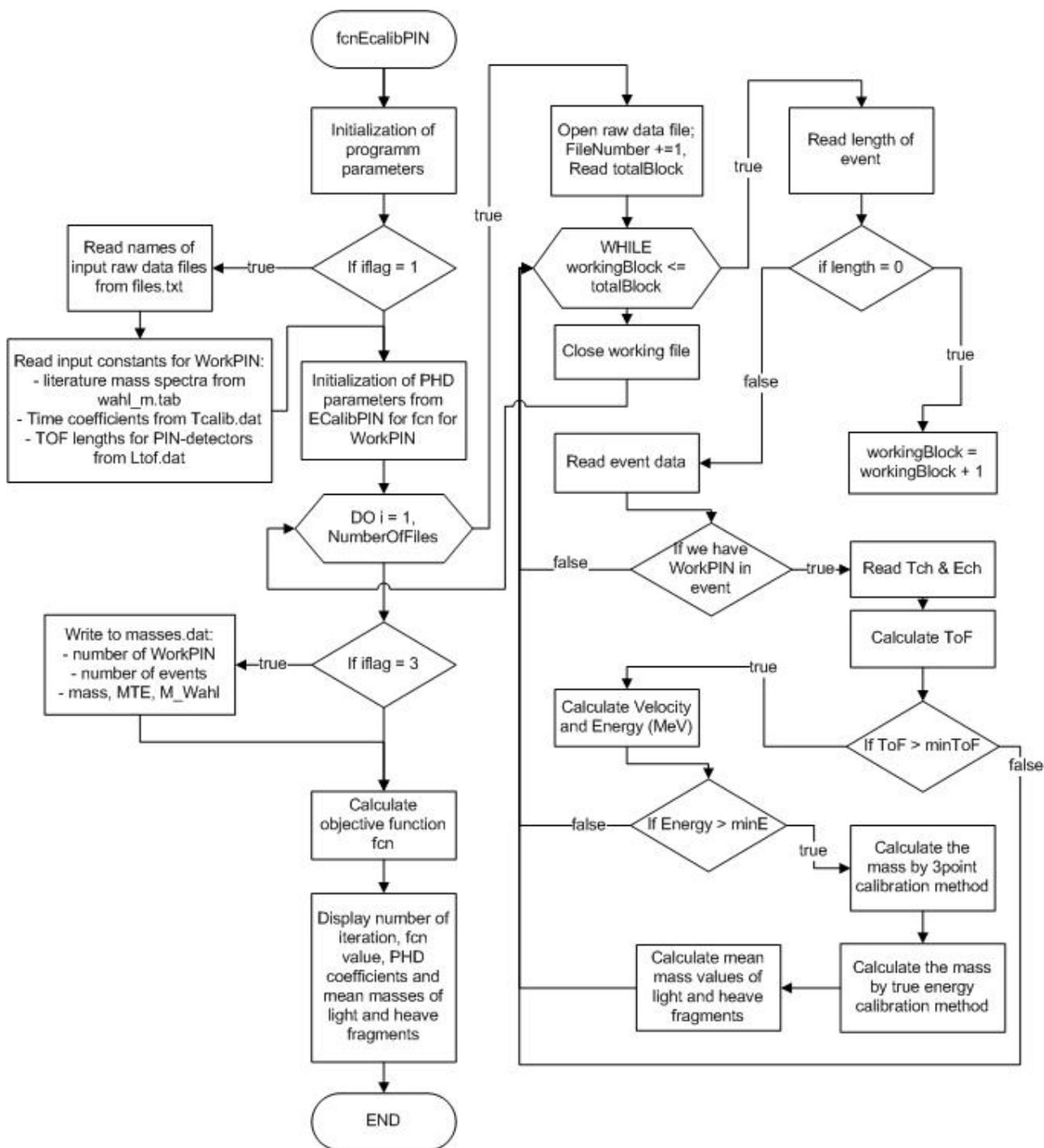


Рис.4.3. Блок-схема модуля **fcnECPIN.f95**.

M2Treatment состоит из:

1. **M2Treatment.f95** – основная программа,
2. **Calculation.f95** – модуль вычислений выходных параметров,
3. **DetInfo.f95** – описание структуры переменных,
4. **hoopsy.f95** – отвечает за расшифровку hor-файлов.

Программа вычисляет новые параметры на основе коэффициентов «истинной калибровки энергии» и добавляет их в hor-файлы исходных данных.

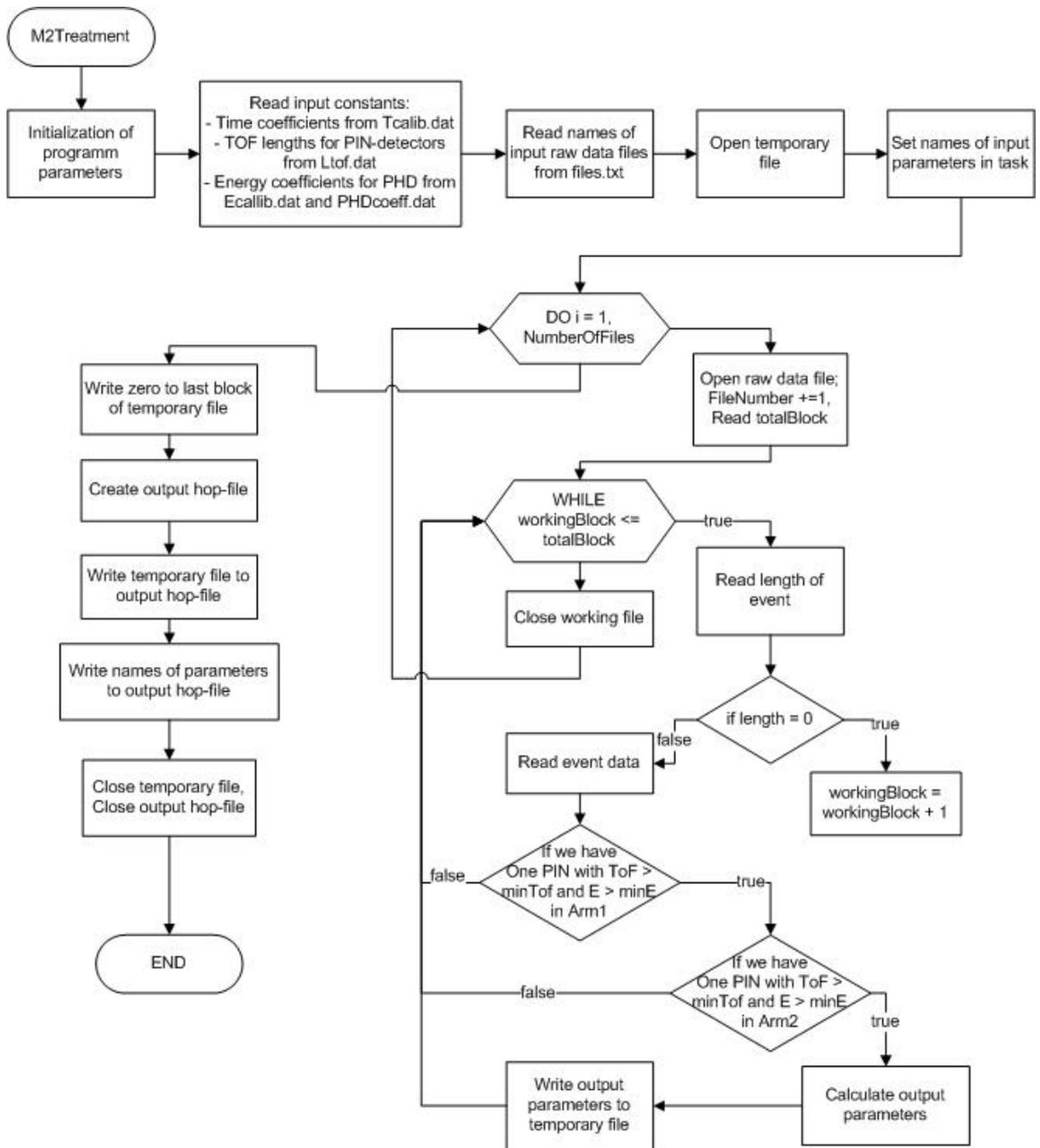


Рис.4.4. Блок-схема модуля M2Treatment.f95.

Глава 5. Результаты предварительных измерений

5.1 Измерение времени пролета PIN-диодами.

В данном разделе приведены результаты, полученные при измерении времени пролета осколков PIN-диодами. Для всех трактов измерения времени и энергии была проведена процедура трехточечной калибровки с учетом стабильности набираемых данных.

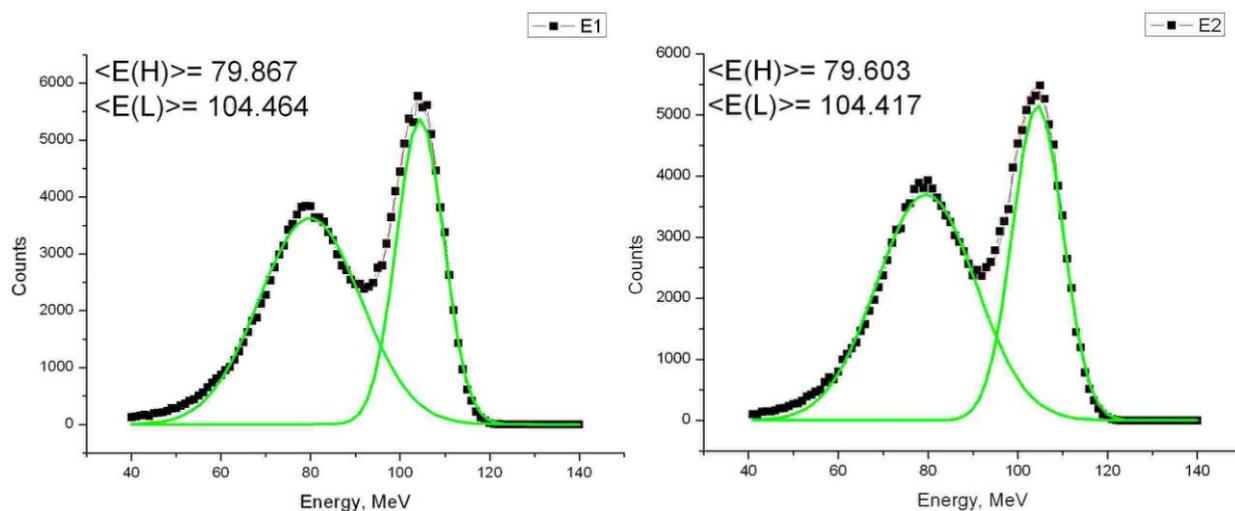


Рис. 5.1. Энергетические спектры осколков деления E1 и E2 для первого и второго плеча соответственно. На рисунке приведены средние значения энергии для каждого из пиков.

На рис.5.1 приведены спектры энергии осколков бинарного деления. Среднеквадратичное отклонение по энергии для среднего легкого осколка не превышает $\sigma(E_L) \leq 4.49$ МэВ, а для среднего тяжелого: $\sigma(E_H) \leq 9.66$ МэВ. Среднее значение энергии для легкого осколка составило $\langle E_L \rangle = 104.4$ МэВ, для тяжелого $\langle E_H \rangle = 79.8$ МэВ. В соответствии с опубликованными данными [26]: $\langle E_L \rangle = 106.2$ МэВ, $\sigma(E_L) = 5.86$ МэВ, $\langle E_H \rangle = 80.3$ МэВ, $\sigma(E_H) = 8.53$ МэВ. Наблюдающееся отличие может быть связано с тем, что приведенные оценки получены не усреднением, а фитированием.

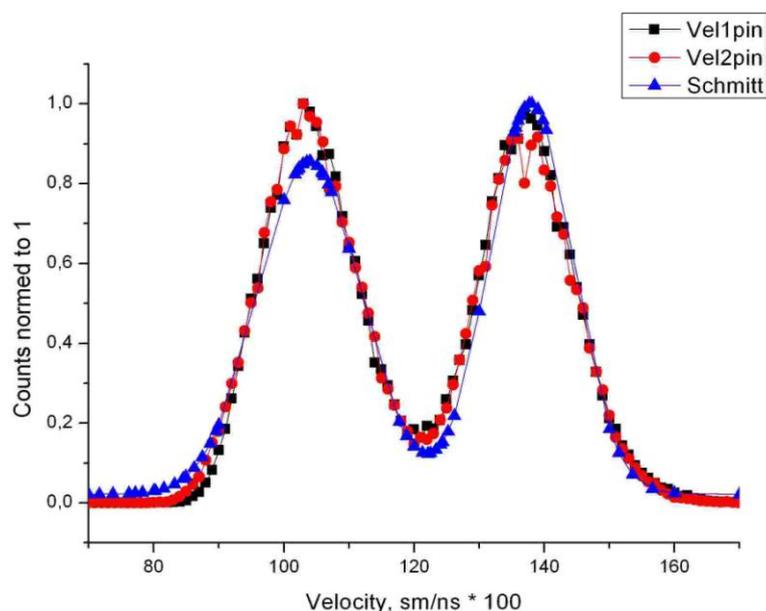


Рис.5.2. Спектр скоростей осколков деления Vel1pin и Vel2pin в сравнении с опубликованными данными [23].

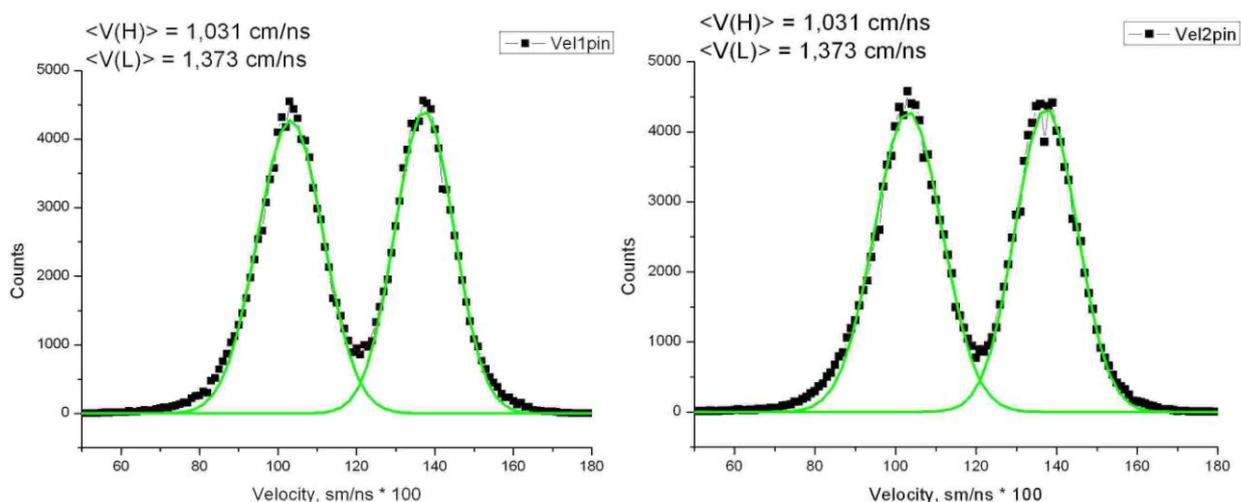


Рис.5.3. Спектры скоростей осколков деления Vel1pin и Vel2pin. На рисунке указаны средние значения скорости для среднего легкого($\langle V(L) \rangle$) и среднего тяжелого ($\langle V(H) \rangle$) осколков.

Среднеквадратичное отклонение по скорости для легкого осколка не превышает $\sigma(V_L) \leq 0.0653 \text{ см/нс}$, для тяжелого $\sigma(V_H) \leq 0.0713 \text{ см/нс}$. Среднее значение скорости для легкого осколка составило $\langle V_L \rangle = 1.373 \text{ см/нс}$, для тяжелого $\langle V_H \rangle = 1.031 \text{ см/нс}$. По данным работы [24]: $\langle V_L \rangle = 1.373 \text{ см/нс}$, $\sigma(V_L) = 0.014 \text{ см/нс}$, $\langle V_H \rangle = 1.025 \text{ см/нс}$, $\sigma(V_H) = 0.034 \text{ см/нс}$.

Параметр	Плечо №1	Плечо №2	Опубликованные данные		
			[24]	[40]	[27]
$\langle V_L \rangle$, см/нс	1.373 ± 0.077	1.373 ± 0.083	1.375 ± 0.007	1.369 ± 0.009	
$\langle V_H \rangle$, см/нс	1.031 ± 0.083	1.031 ± 0.088	1.036 ± 0.005	1.035 ± 0.007	
σ_{V_L} , см/нс	0.064	0.065	0.067	0.064	
σ_{V_H} , см/нс	0.072	0.072	0.080	0.078	
$\langle E_L \rangle$, МэВ.	104.46 ± 0.06	104.41 ± 0.06			103.9
$\langle E_H \rangle$, МэВ.	79.86 ± 0.016	79.61 ± 0.14			80.3
σ_{E_L} , МэВ.	4.47	4.49			5.8
σ_{E_H} , МэВ.	9.66	9.66			6.2

Таблица 5.1. Рассчитанные средние значения скоростей и энергий в сравнении с опубликованными данными.

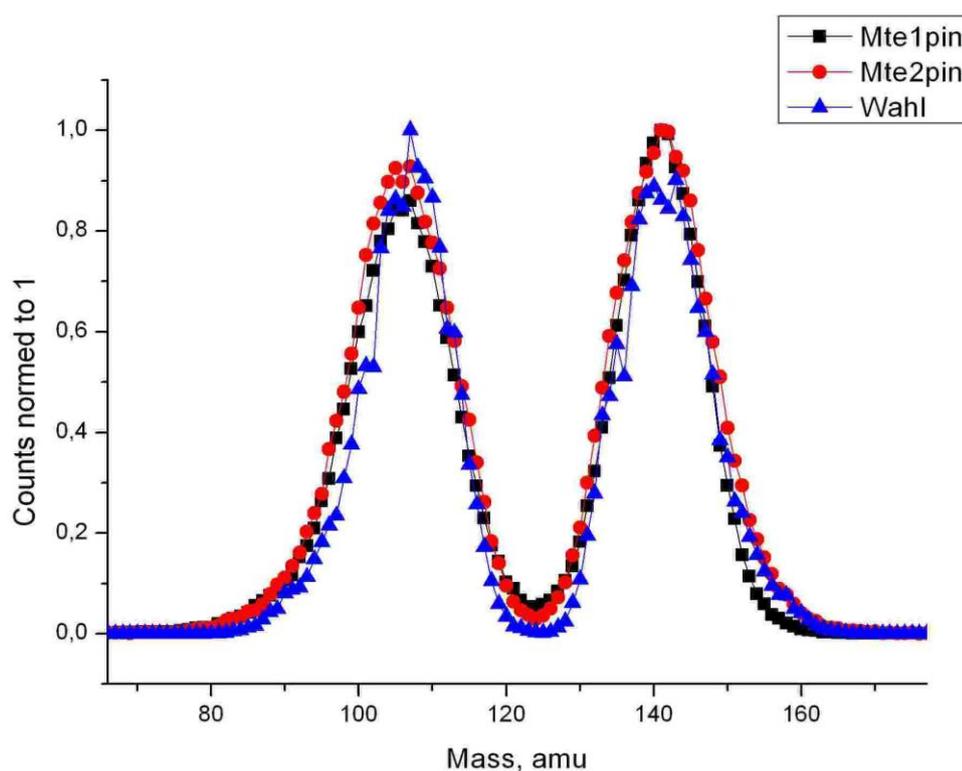


Рис.5.4. Спектры масс для первого (Mte1pin) и второго (Mte2pin) плечей, рассчитанных методом трехточечной калибровки, в сравнении со спектром в работе [49].

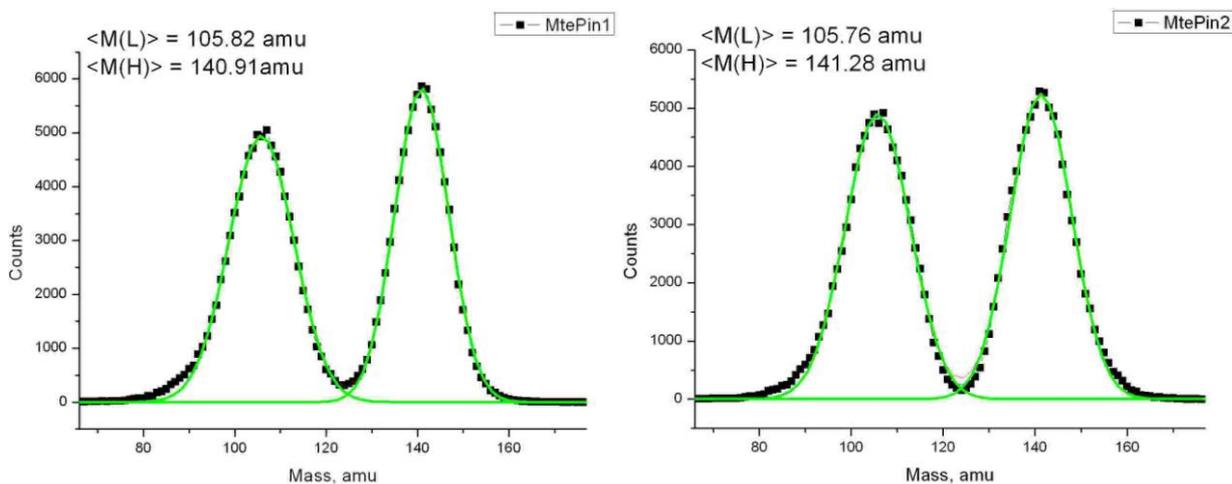


Рис.5.5. Спектры масс осколков деления MtePin1 и MtePin2, рассчитанные методом «трехточечной калибровки». На рисунке приведены средние значения масс для среднего легкого($\langle M(L) \rangle$) и среднего тяжелого($\langle M(H) \rangle$) осколков.

Среднеквадратичное отклонение по массе для легкого осколка не превышает $\sigma(M_L) \leq 6.04$ а.е.м., для тяжелого $\sigma(M_H) \leq 5.67$ а.е.м.. Средние значения масс, рассчитанных методом трехточечной калибровки, получились для легкого осколка $\langle M_L \rangle = 105.82$ а.е.м. в первом плече и $\langle M_L \rangle = 105.76$ а.е.м. во втором плече, для тяжелого $\langle M_H \rangle = 140.91$ см/нс в первом плече и $\langle M_H \rangle = 141.28$ во втором. По данным работы [47] $\langle M_L \rangle = 106.91$ а.е.м., $\sigma(M_L) = 7.03$ а.е.м., $\langle M_H \rangle = 141.46$ amu, $\sigma(M_H) = 7.03$ а.е.м..

Параметр	Плечо №1	Плечо №2	данные [47]
$\langle M_L \rangle$, а.м.у.	105.82 ± 0.045	105.76 ± 0.065	106.91
$\langle M_H \rangle$, а.м.у.	140.91 ± 0.035	141.28 ± 0.059	141.46
σ_{M_L} , а.м.у.	6.0	6.0	5.8
σ_{M_H} , а.м.у.	5.7	5.7	6.2

Таблица 5.2. Средние значения масс, рассчитанных методом трехточечной калибровки, в сравнении с опубликованными данными.

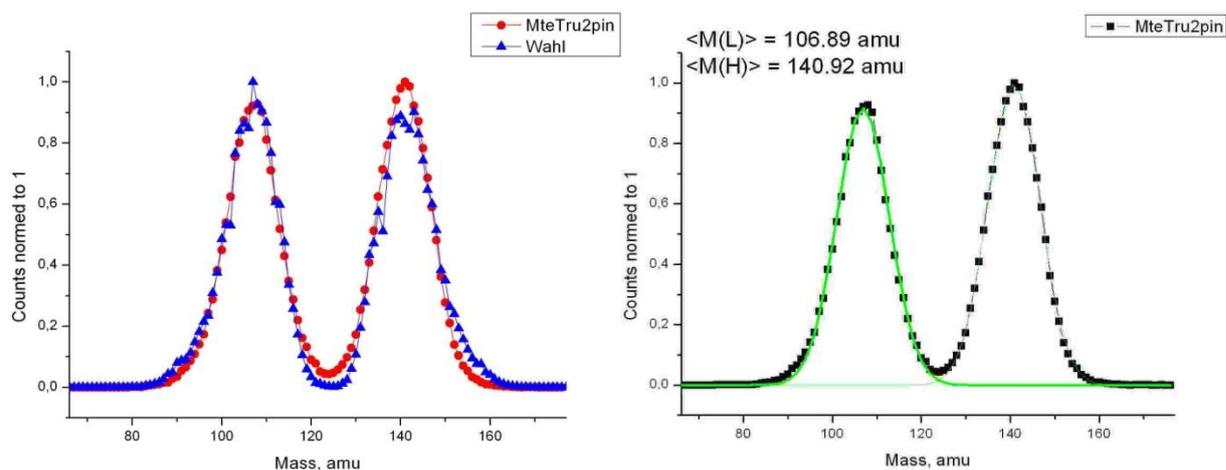


Рис.5.6. Спектр масс осколков деления MtePin2, рассчитанный методом «истинной калибровки по энергии», в сравнении с результатами [49] (слева), и его аппроксимация гауссом (справа). На рисунке приведены средние значения масс для среднего легкого($\langle M_{\text{true}}(L) \rangle$) и среднего тяжелого($\langle M_{\text{true}}(H) \rangle$) осколков.

На рис.5.6 приведен спектр масс осколков деления для второго плеча (MteTrue2pi), рассчитанный методом «истинной калибровки по энергии».

Parameter	Плечо №1	Плечо №2	данные [47]
$\langle M_L \rangle$, a.m.u.	106.65 ± 0.06	106.89 ± 0.06	106.91
$\langle M_H \rangle$, a.m.u.	140.59 ± 0.05	140.92 ± 0.05	141.46
σ_{M_L} , a.m.u.	6.0	6.0	5.8
σ_{M_H} , a.m.u.	5.7	5.7	6.2

Таблица 5.3. Средние значения масс, рассчитанных методом истинной калибровки по энергии, в сравнении с опубликованными данными.

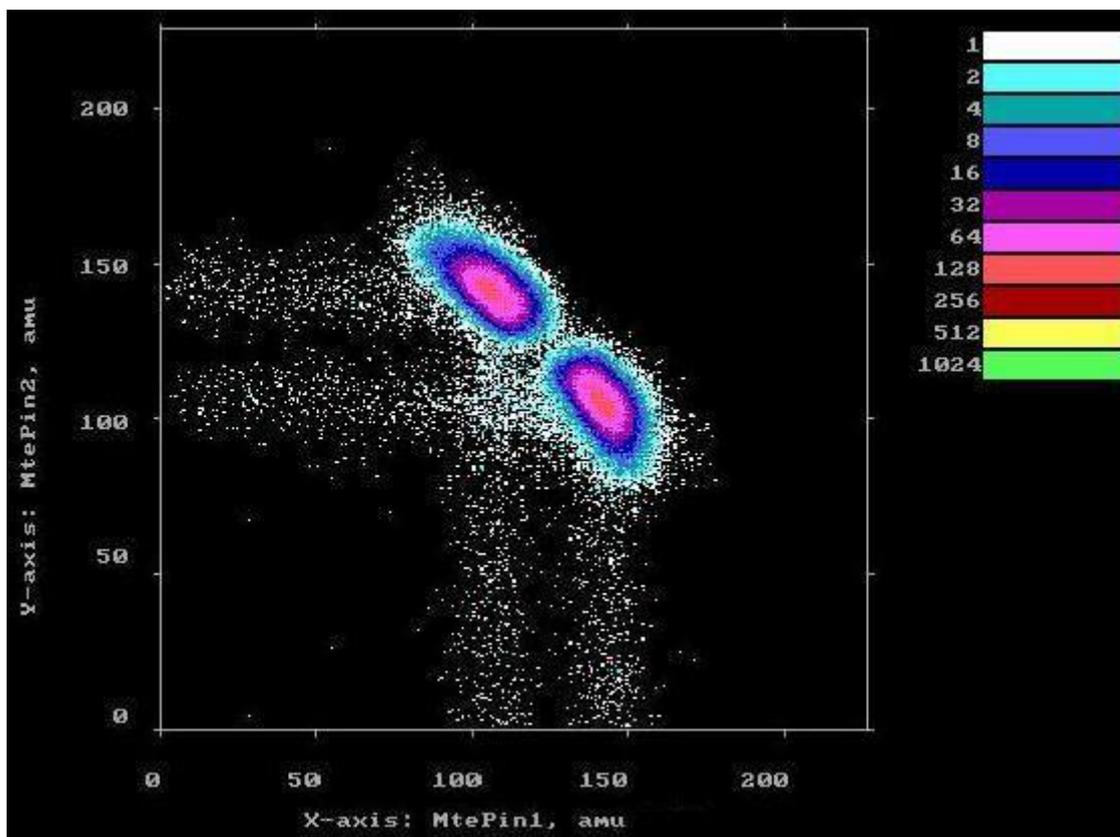


Рис.5.7. Распределение массы фрагмента в плече №1 (MtePin1) - масса фрагмента в плече №2 (MtePin2).

На рис.5.7. представлено распределение «масса зарегистрированного фрагмента в плече №1 - масса зарегистрированного фрагмента в плече №2» для источника $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$. Как видно из рис.5.7, локусы бинарного деления лежат на прямой $M\text{tePin1} + M\text{tePin2} = \text{const}$, что говорит о правильности полученных массовых распределений.

Как видно из вышеприведенных распределений, методы «трехточечной калибровки» и «истинной калибровки по энергии» позволяют эффективно восстанавливать массы фрагментов деления. Несмотря на то, что не учитывается плазменная задержка (полагается постоянной), экспериментальные спектры масс удовлетворительно согласуются с опубликованным в работе [49].

5.1 Измерение времени пролета детекторами временной отметки.

В данном разделе приведены результаты обработки данных, полученные в результате измерения времени пролета осколков детекторами временной отметки (МКП). Использовались те же энергетические распределения, что и в предыдущем разделе.

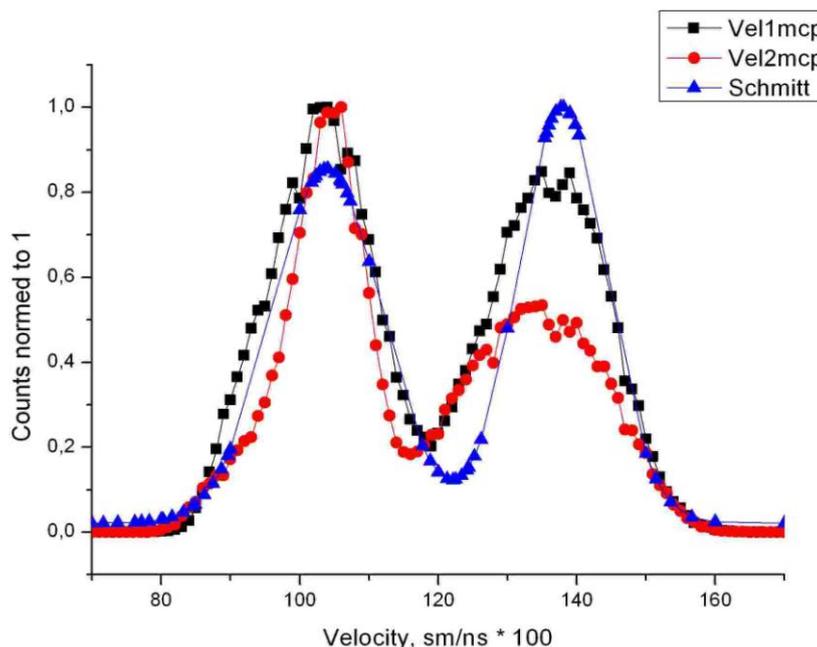


Рис.5.8. Спектр скоростей осколков деления Vel1mcp и Vel2mcp в сравнении с опубликованными данными [24].

На рис.5.8 представлены спектры скоростей осколков деления Vel1mcp и Vel2mcp в сравнении с данными [24]. Наблюдаемые искажения негативно сказывается на восстановлении масс фрагментов деления (рис.5.9).

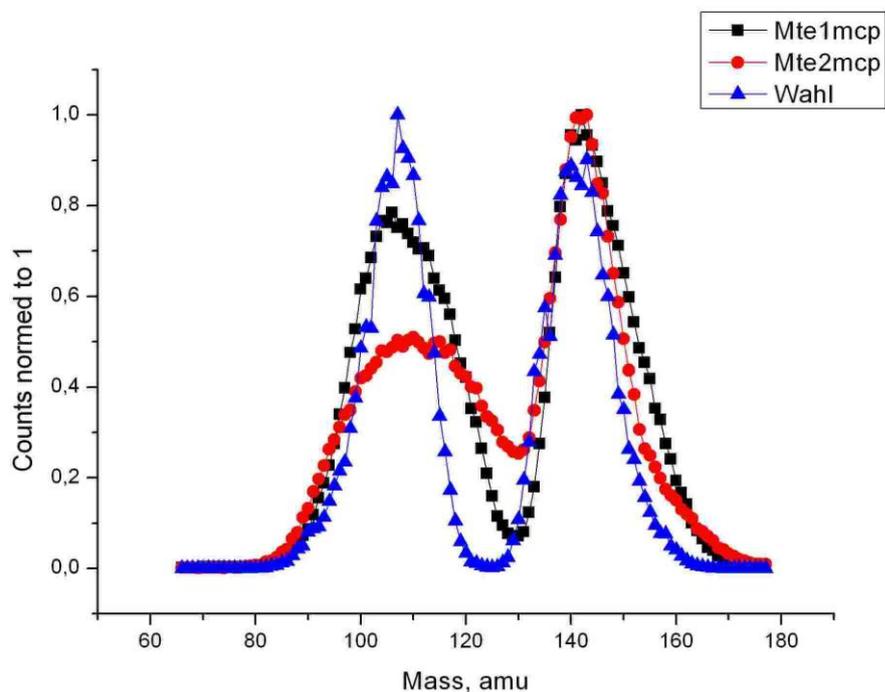


Рис.5.9. Спектры масс для первого (Mte1mcp) и второго (Mte2mcp) плечей, рассчитанных методом трехточечной калибровки, в сравнении со спектром в работе [47].

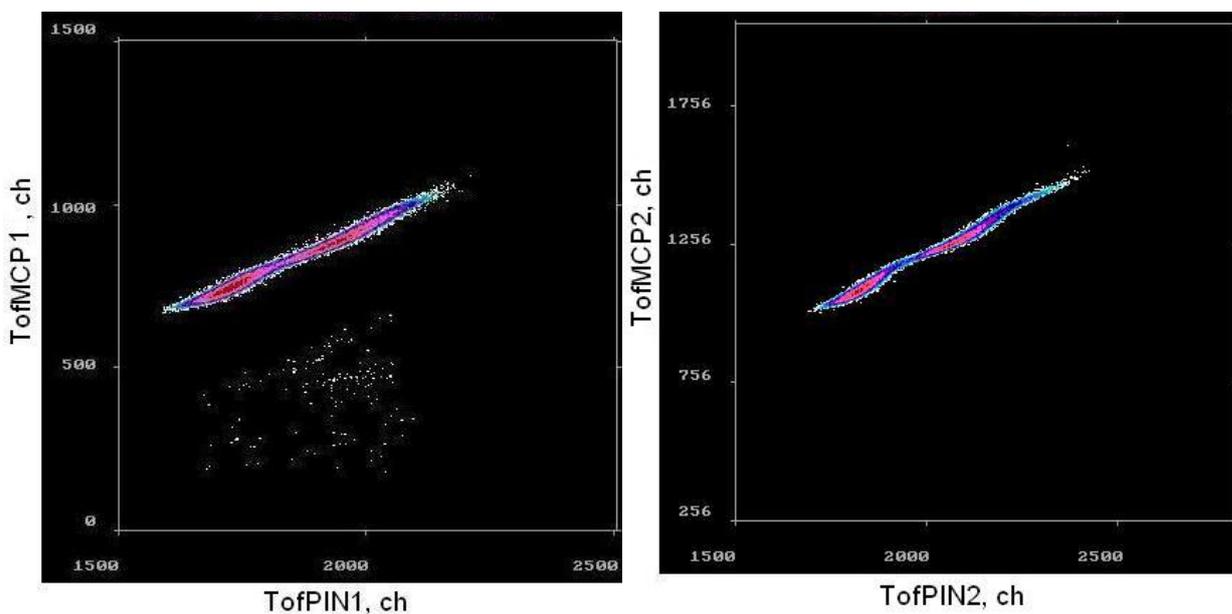


Рис.5.10. Распределения ToFPin - ToFMCP для первого (слева) и второго (справа) плечей.

На рис.5.10 приведены распределения «время пролета с МКП – время пролета с PIN-диодов» для одних и тех же осколков для обоих плечей установки. Так как экспериментальные спектры, полученные при измерении времени пролета PIN-диодами, удовлетворительно согласуются с

опубликованными данными, источником наблюдаемых нелинейных искажений являются тракты измерения времени пролета детекторами временной отметки.

Для устранения выявленной неисправности были внесены измерения в модуль ТАС (рис.2.5), что уменьшило взаимное влияние каналов друг на друга при наборе данных. После внесенных исправлений распределения «время пролета с МКП – время пролета с PIN-диодов» для всех регистрируемых событий выглядят следующим образом (рис.5.11):

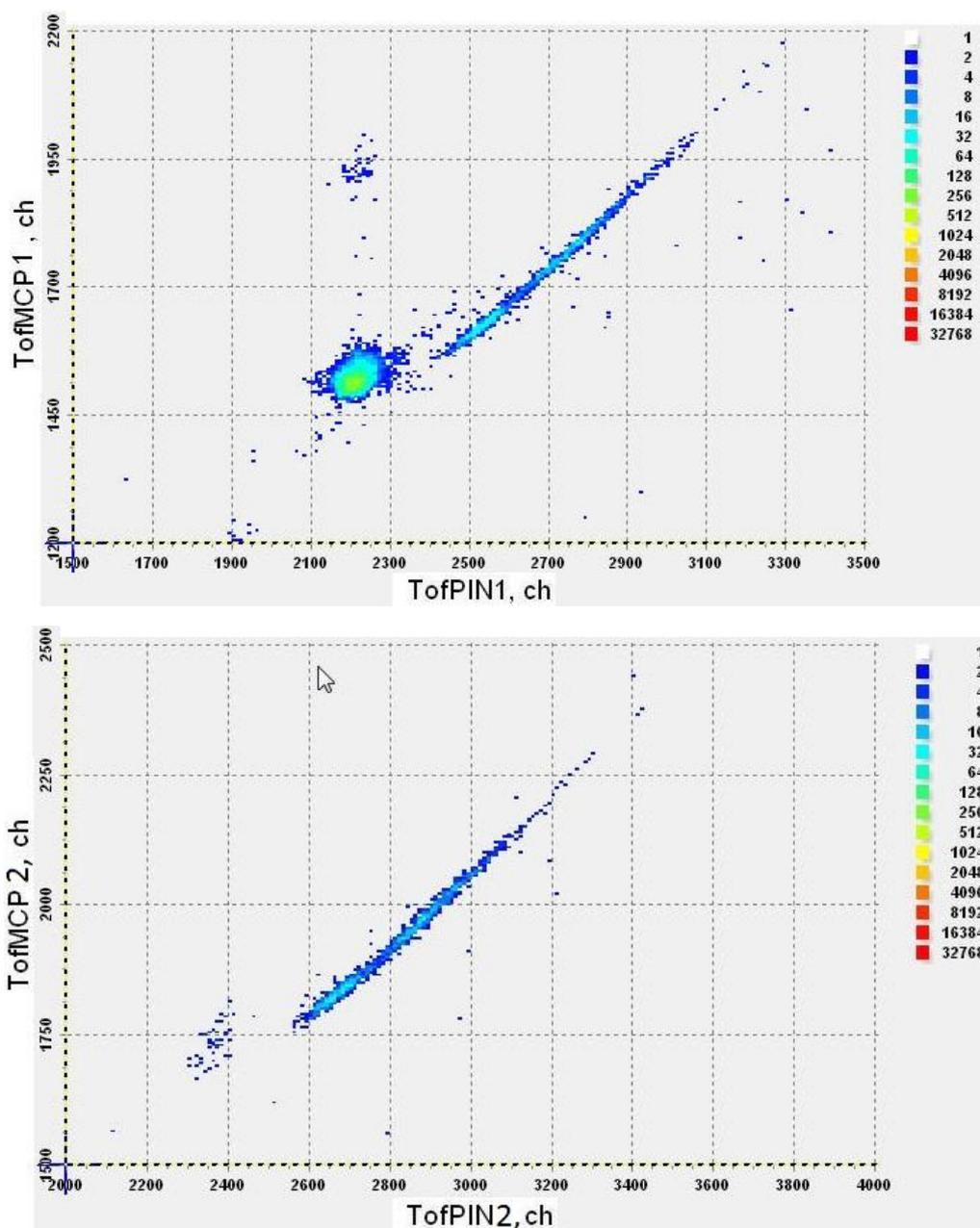


Рис.5.11. Распределения TofPin - TofMCP для всех регистрируемых событий в первом (сверху) и втором (снизу) плечах.

Заключение

Основные результаты представленной работы следующие:

1. В Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ собран времяпролетный масс-спектрометр ядерных фрагментов Light Ion investigation System (LIS) на основе кремниевых PIN-диодов и временных детекторов на микроканальных пластинах, предназначенный для исследования деления тяжелых ядер в широкой области низких энергий.
2. Создана система сбора данных на основе электроники стандарта КАМАК.
3. Разработан комплекс программ для сбора и обработки данных спектрометра LIS. Реализованы методы «трехточечной калибровки» и «истинной калибровки по энергии» для восстановления масс регистрируемых низкоэнергетичных фрагментов.
4. Начаты тестовые эксперименты на источнике спонтанного деления ^{252}Cf . По полученным данным двумя разными методами («трехточечной калибровки» и «истинной калибровки по энергии») восстановлены спектры масс зарегистрированных фрагментов. Оба подхода позволили получить массовые спектры осколков бинарного деления, удовлетворительно согласующиеся с известными литературными данными.

В заключении автор выражает глубокую благодарность за научное руководство Пяткову Юрию Васильевичу и Каманину Дмитрию Владимировичу. Автор очень благодарен коллективу группы №1 сектора №5 ЛЯР ОИЯИ за совместную работу по созданию установки и проведению эксперимента.

Литература.

1. O. Hahn, F. Straßmann. Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle// Die Naturwissenschaften.- 1939.- v.27, N 1.- p.11-15.
2. L. Meitner, O. R. Frisch. Disintegration of uranium by neutrons: a new type of nuclear reaction. Nature, 143 (1939) 239—240.
3. 1941 - Present R.D. Possibility of ternary fission // Phys. Rev. - 1941.- v.59.- p.466.
4. Swiatecki W. J. Proc. of Second UN Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy // - Pergamon, New York, 1960, 15, P/651, Genf.- 1958.-1958.- p. 248.
5. Перфилов Н. А., Романов Ю. Ф., Соловьева З. И., Деление тяжелых ядер с испусканием длиннопробежных α -частиц, "УФН", 1960, т. 71, в. 3, с. 471.
6. Muga M.L., Ternary fission of ^{235}U induced by thermal neutrons, Phys. Rev. Lett. **11** (1963) 129.
7. Piasecki E., Dakowski M., Krogulski T., Tys J. and Chwaszczewska J. Evidence of the polar emission of alpha-particles in the thermal neutron fission of ^{235}U // Physics Letters B.- 1970.- v.33.- p.568.
8. Pyatkov Yu. V., Kamanin D. V., Alexandrov A.A., Alexandrova I. A., Khlebnikov S.V., Mitrofanov S. V., Pashkevich V. V., Penionzhkevich Yu. E., Ryabov Yu.V., Sokol E. A., Tishchenko V. G., Tjukavkin A. N., Unzhakova A. V. and Yamaletdinov S. R. New Indications of Collinear Tripartition in $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ Studied at the Modified FOBOS Setup // Physics of Atomic Nuclei.- 2003.- v.66.- p.1631-1635.
9. Tsien San-Tsiang, Ho Zah-Wei, R. Chastel, L. Vigneron. On the new fission processes of uranium nuclei // Phys.Rev.-1947.-v.71.- p.382.

10. Rosen Louis and Hudson Alvin M. Symmetrical tripartition of ^{235}U by thermal neutrons // Phys. Rev.-1950.- v.78.N 5.-, p.533-538.
11. Muga M.L., Rice C.R., Sedlacek W.A., Ternary fission of heavy nuclei, Phys. Rev. Lett. **18** (1967) 404.
12. Muga M. L., Rice C. R., Sedlacek W. A., Ternary fission of Uranium-236* and -234*, Phys. Rev. **161** (1967) 1266.
13. Muga M.L., Rice C.R., Ternary fission of ^{240}Pu and ^{242}Pu , Proc. of 2nd IAEA Symp. on the Physics and Chemistry of Fission, Vienna, 28 July - 1 August 1969 (IAEA-SM-122/99), 1969, p. 107.
14. Steinberg E. P., Wilkins B. D., Kaufman S. B., Fluss M. J. Alternative evaluation of ternary-fission data // Phys. Rev. C.- 1970.- v.1.- p.2046 – 2050.
15. Roy J. C. On the production of ^7Be , ^{28}Mg , and ^{66}Ni in the slow neutron fission of ^{235}U // Can. J. Phys.- 1961.- v.39, N 2.- p.315-325.
16. Stoenner R. W., Hillman M. Search for radiochemical evidence for ternary fission of ^{235}U by thermal neutrons // Phys. Rev.- 1966.- v.142, N3.- p.716 – 719.
17. Kugler G., Clarke W. B. Mass-spectrometric search for neon and argon isotopes in ternary fission of ^{235}U // Phys. Rev. C.- 1971.- v.3, N2.- p.849 - 853.
18. Schall P., Heeg P., Mutterer M., Theobald J. P. On symmetric tripartition in the spontaneous fission of ^{252}Cf // Phys. Lett. B.- 1987.- v.191, N4.- p.339 - 342.
19. Piasecki E., Nowicki L. Polar emission in fission // IAEA, Vienna.: Proc. of an int. symp. Phys. and Chem. of Fission.- 1979.- p.193.
20. Nowicki L. et al. Investigation of polar emission in ^{252}Cf and $^{235}\text{U}+n_{\text{th}}$ fission // Nucl. Phys. A.- 1982.-v.375.- p.187.
21. Kordyasz A.J. et al. Angular distributions of light charged particles from ^{252}Cf fission in the range $0-46^\circ$ and $134-180^\circ$ // Nucl. Phys. A.- 1985.- v.439.- p.28.
22. Ю.В.Пятков и др. препринт ОИЯИ 315-98-263, Дубна, 1998г.
23. Kravtsov A. V. and Solyakin G. E. Search for spontaneous collinear tripartition of ^{252}Cf nuclei // Phys. Rev. C.- 1999.- v.60.- 017601.

24. Schmitt H.W., Kiker W.E., Williams C.W. Precision measurements of correlated energies and velocities of ^{252}Cf fission fragments // *Phys. Rev.*- 1965.- v.137.- N.4B.
25. Кондратьев Н.А., Мульгин С.И., Околович В.Н., Русанов А.Я. Метод быстрой спектрометрии парных осколков деления с отбором событий по времени пролета // *ПТЭ.*- 1990.- №2.- УДК 539.1.08 + 539.173.
26. Айвазян Г.М. et al. Двухплечевой времяпролетный масс-спектрометр ядерных фрагментов // *ПТЭ.*- 1997.- №1.- с.39-43.
27. Yamaletdinov, Ph.D. Thesis, Department of physics University of Jyväskylä, research report No. 9/2007,- Jyväskylä, Finland,- 2007.- 126 p.
28. Pyatkov Yu V et al. 2010 *European Physics Journal A*45 p 29.
29. Pyatkov Yu. V. et al. Manifestation of clustering in the $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$ and $^{249}\text{Cf}(\text{nth},\text{f})$ reactions // *Nucl. Phys. A* – 1997.- v.624.- p.140-156.
30. Camac Crate Controller CBV 1000, Technical Manual.
31. Дискриминатор со следящим порогом CFD FZR 5386 3 CFT.
32. Модуль высокого напряжения ВИНК-Д, тех.описание.
33. Блок питания высокого напряжения типа POLON1904 – инструкция по эксплуатации 15266-00000-002.
34. Время амплитудный преобразователь ТАС, тех.описание.
35. Phillips Scientific 16 Channel Time to Digital Converter 7186 passport, тех.описание.
36. Модуль запуска, тех.описание.
37. Индикатор магистрали ZFK 5315 Dataway Display, тех.описание.
38. ORTEC 448 Research Pulser.
39. ORTEC 462 Time Calibrator.
40. J. Kiesewetter, S. Okretic, F.M. Baumann, K. Brinkmann, H.Freiesleben, H. Gassel, R. Opara, Precise determination of mean velocities of fragments from spontaneous fission of ^{252}Cf // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*314 (1992) 125-130.

41. Kaufman S.B., Steinberg E.P., Wilkins B.D., Unik J., Gorsky A.J., Fluss M.J. A calibration procedure for the response of silicon surface-barrier detectors to heavy ions // NIM.- 1974.- v.115.- p.47 - 55.
42. Ogihara M., Nagashima Y., Galster W., Mikumo T. Systematic measurements of pulse height defects for heavy ions in surface-barrier detectors // NIM A.- 1986.- v.251.- p.313 -320.
43. Mulgin S., Okolovich V.N., Zhdanov S.V. Two-parametric method for silicon detector calibration in heavy ion and fission fragment spectrometry // NIM A.- 1997.- V.388.- P.254 - 259.
44. H. Henschel, A. Kohnle, H. Hipp, G. Gonnenswein, Absolute measurement of velocities, masses and energies of fission fragments from $^{252}\text{Cf}(\text{sf})$. // Nuclear Instruments and Methods 190 (1981) 125-134 125.
45. Pyatkov Yu., Trzaska W., Mutterer M., Yamaletdinov S., Bolgov D., Kamanin D., Khlebnikov S., Kopach Yu., Kuznetsova E., Lavrova J., Lyapin V., Sillanpää M., Tishchenko V., Tjukavkin A., Tyurin G., Peculiarities of data processing in experiment aimed at searching for rare decays of Pu* isotopes, Proc. 14th International Seminar On Interaction Of Neutrons With Nuclei: «Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics» May 24-27, 2006, Dubna, Russia. Dubna (2007) 134.
46. Pyatkov Yu., Trzaska W., Mutterer M., Yamaletdinov S., Bolgov D., Kamanin D., Khlebnikov S., Kopach Yu., Kuznetsova E., Lavrova J., Lyapin V., Sillanpää M., Tishchenko V., Tjukavkin A., Tyurin G., Searching for Rare Decay Modes in the Reaction $^{238}\text{U}+^4\text{He}$ (40 MeV), Proc. International Symposium on Exotic Nuclei (EXON-2006), July 17-24, 2006, Khanty-Mansiysk, Russia, AIP Conference Proceedings, Melville, New York, Volume **912** (2007) 144.
47. Wahl C. Atomic data and nuclear data tables.-1988.-V.39.- P.60-61.
48. MINUIT, Function Minimization and Error Analysis, <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>.