

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

Физический факультет

На правах рукописи

Леонтьев Владимир Викторович

Высокоточное восстановление импульса  
малоэнергетических продуктов рп-взаимодействия в  
области энергий единиц ГэВ микроstriповыми  
детекторами

Специальность: 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
д.ф.-м.н. Меркин Михаил Моисеевич

Москва – 2016

## Оглавление

Введение .....	5
Актуальность темы. ....	5
Цель работы.....	5
Научная новизна работы.....	6
Научно-практическая значимость работы. ....	7
Положения, выносимые на защиту. ....	7
Личный вклад автора. ....	7
Апробация работы.....	8
Объем и структура диссертации. ....	8
Глава 1. Назначение КТТ и экспериментальное окружение.....	9
Раздел 1.2 Ускоритель COSY .....	9
Раздел 1.2 Экспериментальная установка ANKE.....	9
Глава 2 Описание системы КТТ.....	12
Раздел 2.1. Применяемые кремниевые детекторы. ....	12
2.1.1. Описание детекторов. ....	12
2.1.2 Описание процедуры принятия детекторов в эксплуатацию. ....	14
Раздел 2.2. Электроника считывания и съёма данных.....	18
2.2.1 Электроника считывания, контроль стабильности работы .....	18
2.2.2 Электроника съёма данных.....	28
Раздел 2.3 Сборка одного модуля STT .....	28
Глава 3 Калибровка и анализ. Измерение энергии.....	31
Раздел 3.1. Работа метода на уровне базового элемента измерения. ....	31
3.1.1. Процедура калибровки.....	31
3.1.2 Энергетическое разрешение .....	40
Раздел 3.2 Реконструкция потерь энергии частицы в детекторе.....	41
3.2.1 Интегрирование показаний измерительных элементов. ....	41

3.2.2 Использование полной информации для коррекции измерений в канале.....	44
Раздел 3.3 Использование метода для телескопа в целом. Реконструкция начальной энергии продукта реакции.....	49
3.3.1 Реконструкция потерь в мертвых слоях.....	49
3.3.2 Полная кинетическая энергия.....	51
3.3.3 Точность измерения энергии телескопом.....	53
Раздел 3.4 Результаты проверки метода в условиях эксперимента.....	53
3.4.1 Краткое описание условий эксперимента ANKE.....	53
3.4.2 Калибровка измерения абсолютной величины энергии.....	55
3.4.3 Измерения ионизационных потерь в нескольких детекторах.....	62
3.4.4 Проверка метода идентификации частиц.....	67
3.4.5 Метод восстановления начальной энергии продуктов реакций.....	69
Раздел 3.5 Выводы для измерения энергии.....	70
Глава 4. Калибровка и анализ. Измерение времени.....	73
Раздел 4.1 Измерение времени электроникой на базе микросхем VA32TA2.....	73
4.1.1 Калибровка измерения времени.....	74
4.1.2 Временное разрешение.....	76
4.1.3 Коррекция эффекта time walk.....	77
Раздел 4.2 Измерение времени электроникой на базе микросхем МАТЕЗ.....	80
4.2.1 Лабораторная установка с $\beta$ -источником.....	80
4.2.2 Лабораторная установка с источником $\alpha$ -частиц.....	82
4.2.3 Анализ лабораторных измерений.....	83
Раздел 4.3 Измерения времени системой КТТ.....	89
4.3.1 Время-пролетная идентификация продуктов реакции.....	89
4.3.2 Идентификация частицы по измерению времени дрейфа заряда в детекторе.....	93
Раздел 4.4 Выводы.....	97

Глава 5 Калибровка и анализ. Реконструкция треков частиц.....	100
Раздел 5.1 Конфигурация установки.....	100
Раздел 5.2 Определение направления трека .....	101
Раздел 5.3 Определение координат вершины реакции .....	106
5.3.1 Восстановление вершины реакции по единичным трекам .....	106
5.3.2 Восстановление вершины реакции по парным трекам .....	109
Раздел 5.4 Выводы. ....	111
Глава 6 Расширение научной программы КТТ. ....	112
Раздел 6.1 Текущая научная программа с применением КТТ .....	112
Раздел 6.2 Мотивация для расширения программы.....	114
Раздел 6.3 Анализ перспектив применения улучшенных характеристик КТТ .....	117
6.3.1 Восстановление начальной энергии частиц.....	117
6.3.2 Идентификация детектором остановленной в нем частицы.....	118
6.3.3 Восстановление положения вершины реакции по трекам двух ее продуктов .....	119
Раздел 6.4. Первая экспериментальная проверка регистрации пары протонов системой КТТ.....	120
Раздел 6.5 Выводы главы.....	122
Заключение.....	124
Благодарности. ....	126
Библиография.....	127
Приложение А. Результаты тестирования детекторов ВаВаг-IV типа.....	131
Приложение Б. Результаты электронной калибровки.....	136
Приложение В. Разброс энергетических потерь (стрегглинг) протонов и дейтронов в относительно толстом поглотителе. ....	139

## **Введение**

### ***Актуальность темы.***

В настоящий момент исследования спиновой адронной физики являются одним из приоритетных направлений, поскольку развитие этой области науки позволит вывести знания человечества о структуре материи на новый уровень. Проводимые и планируемые исследования спиновой физики нуклон-нуклонного взаимодействия в области энергий несколько ГэВ, изучение околорогового рождения мезонов и барионов, спин-фильтрационные исследования на ускорителях требуют регистрации малоэнергетических продуктов реакций, в частности, протонов и дейтронов с кинетической энергией от 0,5 до 200 МэВ. Существенная часть этих исследований требует не только восстановления треков и идентификацию типа частиц, но и получения всего комплекса энергетической, временной, пространственной информации о них с высокой точностью.

Работа является частью проекта создания системы детектирования малоэнергетических частиц, состоящей из нескольких двусторонних микростриповых полупроводниковых детекторов (ППД). Отличительной особенностью такой системы кремниевых трековых телескопов (КТТ) является значительное число энергетических и временных каналов измерения. Компактность модулей системы (размер сборки из трех детекторов с электроникой -  $12 \times 12 \times 30 \text{ см}^3$ ) позволяет поместить их в вакууме в непосредственной близости от мишени. Это обеспечивает полноту восстановления наблюдаемых величин продуктов реакций с малым пробегом и дает возможность обеспечить точность реконструкции физического сигнала и самоконтроль системы.

Создание методики калибровки и анализа первичных данных для всей совокупности энергетических, временных и пространственных каналов информации повышает эффективность реконструкции физического сигнала установки, использующей трековые ППД до качественно нового уровня. Существенно возрастает точность измерения дифференциальных сечений и возможность анализа реакций  $pd \rightarrow pp(n)$ ,  $pd \rightarrow pp(\Delta^0)$  с регистрацией пары протонов с малыми энергиями, упругого рассеяния  $pd \rightarrow pd$  с малыми углами и регистрацией дейтрона с малой энергией.

Именно этими задачами определяется актуальность настоящей работы.

### ***Цель работы.***

Целью работы является получение в системе КТТ максимальной, близкой к аппаратурному пределу, точности энергетических и временных

измерений, применение их совместно с восстановлением треков частиц для расчета кинематических параметров продуктов исследуемых реакций, и максимальное расширение области определения этих параметров. Вторым направлением является изучение перспектив применения таких характеристик системы в будущих экспериментах.

### ***Научная новизна работы.***

Разработана и протестирована в эксперименте ANKE методика преобразования информации со всех каналов системы кремниевых трековых телескопов в экспериментальные наблюдаемые величины изучаемых реакций с высокой точностью.

1. Разработана и применена оригинальная методика тестирования микростриповых детекторов и электроники считывания (front-end). Впервые в рамках этой методики использована комбинация электронной калибровки и регистрации излучения радиоактивных источников, что позволило выявить и скомпенсировать ряд неизвестных до этого нерегулярностей функции отклика детекторной системы такого типа [1].

2. Разработана и экспериментально подтверждена методика кросс калибровки системы кремниевых трековых телескопов на основе комбинации данных, полученных от радиоактивных источников в лаборатории и данных по регистрации продуктов опорной реакции (упругого рассеяния протонов) в условиях научного эксперимента [1].

3. Разработан и использован в эксперименте метод восстановления начальной энергии малоэнергетических продуктов реакции с высокой точностью, для протонов с кинетической энергией  $1 \div 40$  МэВ относительная погрешность измерения составила менее 1%. При этом повышена верхняя граница области определения энергии в два раза, с 35 до 70 МэВ [1,2].

4. Проработан метод измерения времени пролета частиц, впервые для полупроводниковых детекторов получена погрешность измерения временных интервалов менее 0,54 нс (в лабораторных условиях). Тем самым продемонстрирована возможность использования системы кремниевых трековых телескопов для время-пролетных измерений, а также для идентификации частиц, остановленных в детекторе, по их пробегу. Этот метод позволил снизить нижнюю границу области измерения энергии частиц с 5,5 МэВ до 1,5 МэВ [2].

5. Исследованы возможности системы кремниевых трековых телескопов для расширения научной программы ANKE-PAX по изучению спинового протон-нейтронного взаимодействия [3,4], в частности, для измерения

дифференциальных сечений реакций  $pd \rightarrow pp(n)$ ,  $pd \rightarrow pp(\Delta^0)$  с регистрацией системой кремниевых трековых телескопов пары протонов с малой энергией возбуждения ( $\sim$ МэВ), а также для изучения упругого рассеяния на малые углы с регистрацией низкоэнергетического дейтрона [2].

### ***Научно-практическая значимость работы.***

Автор внес вклад в создание компактной системы детектирования протонов и дейтронов малых энергий в условиях вакуума в непосредственной близости от мишени. В результате система кремниевых трековых телескопов обеспечила получение всего комплекса энергетической, временной, пространственной информации с высокой точностью в экспериментах на ANKE-COSY. Как результат проведены исследования развала дейтрона и деполяризации пучка спин-флипом.

Полученные по разработанной методике характеристики системы кремниевых трековых телескопов, а также ее модульность и быстрая расширяемость обеспечивают условия успешного применения этой системы в планируемых экспериментах, таких как, например, PAX-FAIR.

Полученные в работе результаты экспериментальных и модельных оценок точности измерения и области определения кинематических параметров позволили обосновать использование системы КТТ для расширения научной программы ANKE-PAX.

Разработанный по теме диссертации инструментарий используется автором в лабораторном практикуме и спецкурсах кафедры физики элементарных частиц физического факультета МГУ.

### ***Положения, выносимые на защиту.***

1. Высокоточный метод восстановления векторной величины импульса протонов и дейтронов, как малоэнергетических продуктов реакций, регистрируемых для изучения спинового  $pn$ -взаимодействия.
2. Применение высокоточного метода измерения времени для идентификации протонов и дейтронов, как по длине пробега внутри единичного детектора, так и по времени пролета.
3. Методика тестирования и кросс калибровки системы КТТ, обеспечивающую достижение максимально высокой точности измерения.
4. Предложения для расширения научной программы ANKE-PAX по изучению протон-нейтронного взаимодействия.

### ***Личный вклад автора.***

Автором лично в рамках данной работы были получены следующие результаты:

1. Создан комплекс программ анализа первичных данных калибровки микростриповых детекторов и электроники считывания (front-end). Испытаны все модули электроники при помощи тестового оборудования, введенного в эксплуатацию автором. Создана процедура коррекции выявленных в испытаниях нерегулярностей.
2. Разработаны методы высокоточной калибровки системы кремниевых трековых телескопов на основе анализа данных набора радиоактивных источников, а также продуктов референсной реакции. Разработана процедура высокоточного восстановления кинематических параметров малоэнергетических продуктов реакций. Созданы методы расширения области определения системы кремниевых трековых телескопов на основе экстраполяции кинематических параметров для пролетных частиц. Разработан метод идентификации типа частицы одним микростриповым детектором по измерению времени и величины энерговыделения.
4. При определяющем вкладе автора проведен анализ результатов научного эксперимента и сравнение с результатами численного моделирования, что позволило оценить точность и область определения экспериментальных наблюдаемых для ряда перспективных исследований спинового нуклон-нуклонного взаимодействия в области энергий порядка нескольких ГэВ.

#### ***Апробация работы.***

Результаты работ, на которых основана диссертация, были представлены лично автором и обсуждались на международной конференции «Nucleus-2013» (МИФИ, Москва), на семинарах Института ядерной физики Исследовательского центра Юлих (FZ Juelich), на рабочих совещаниях коллаборации ANKE (в FZ и в ОИЯИ), на ежегодных конференциях немецкого физического общества DPG (Кельн, 2005; Мюнхен, 2006; Гиссен, 2007), на конференции «Ломоносов» (физический факультет МГУ, Москва, 2008), на конференции «ОМУС» (ОИЯИ, Дубна, 2010).

Основные результаты опубликованы в 3 статьях в российских и зарубежных рецензируемых журналах ВАК, в том числе, высокорейтинговых.

Достоверность результатов подтверждается экспериментальными результатами, полученными на установке ANKE-COSY.

#### ***Объем и структура диссертации.***

Диссертационная работа состоит из настоящего введения, шести глав, выводов, четырех приложений и списка литературы. Работа содержит 140 страниц, 15 таблиц и 95 иллюстраций.



## **Глава 1. Назначение КТТ и экспериментальное окружение.**

Детекторная система Кремниевых Трековых Телескопов (КТТ) или Silicon Tracking Telescopes (STT) [5] была разработана для установки ANKE [6], расположенной на внутреннем пучке ускорителя COSY [7], а также будет применяться в экспериментах PAX@FAIR [8]. При разработке системы КТТ ставились задачи измерения степени поляризации пучка ускорителя, контроля светимости, а также определения положения вершины реакции. Данные задачи можно решить, регистрируя низкоэнергетические продукты опорных реакций. Измерение ионизационных потерь и определение места и времени попадания частиц в детекторы обеспечивает идентификацию продуктов искомым реакций, восстановление их треков, а также подавление фоновых событий.

### ***Раздел 1.2 Ускоритель COSY***

Ускоритель Cooler Synchrotron COSY ускоряет неполяризованные и поляризованные протоны и дейтроны в интервале импульсов от 0.3 ГэВ/с до 3.7 ГэВ/с и накапливает частицы в кольце. На ускорителе применяется метод электронного охлаждения пучка с импульсами на уровне инъекции и метод стохастического охлаждения для диапазона импульсов от 0.8 ГэВ/с до максимума. Используются как внутренние мишени, так и внешние, с выводением пучка. Для того, чтобы избежать перегрузок детектирующих систем при высокой светимости, пучок COSY дебанчируется. Высокая светимость может быть достигнута даже для очень тонких внутренних мишеней, поскольку интенсивность пучка в области внутренней мишени до  $10^6 \text{ с}^{-1}$ . Для неполяризованного пучка максимальное количество сохраняемых в кольце ускоренных частиц составляет  $1.3 \div 1.4 \times 10^{11}$ . Для поляризованных пучков число накопленных протонов меньше примерно в 15 раз, а число дейтронов примерно в 20 раз. Степень векторной или тензорной поляризации протонов достигает 75%, а поляризации дейтронов обычно до 60%. На ускорителе был поставлен ряд экспериментов с внутренней мишенью, ANKE, WASA, COSY-11, PISA и EDDA, а также эксперименты на выведенном пучке: TOF, MOMO, GEM, NESSY и JESSICA.

### ***Раздел 1.2 Экспериментальная установка ANKE***

Экспериментальная установка The Apparatus for Studies of Nucleon and Kaon Ejectiles (ANKE) представляет собой магнитный спектрометр, размещенный на одной из позиций для внутренних мишеней ускорителя COSY. Установка состоит из магнитной системы, нескольких детекторных систем и набора мишеней. Схема установки показана на рис. 1.1. Магнитная

система состоит из трех дипольных магнитов D1, D2 и D3, которые формируют изгиб пучка в кольце ускорителя. Магниты D1 и D3 отклоняют и возвращают пучок на его номинальную орбиту, а что касается большого смещающего магнита D2, то его поле используется для высокоточного измерения импульса заряженных продуктов реакций, вылетающих вперед (направление вылета близко к направлению оси пучка).

Для регистрации быстрых, вылетающих вперед заряженных частиц используется детектирующая система Forward Detector (FD). FD содержит сцинтилляционные годоскопы и трековые детекторы (многопроволочные пропорциональные камеры). Отклоняемые влево полем D2 более медленные отрицательно заряженные частицы регистрируются системой Negative Side Detector (ND), а отклоняемые вправо положительно заряженные частицы – системой Positive Side Detector (PD).

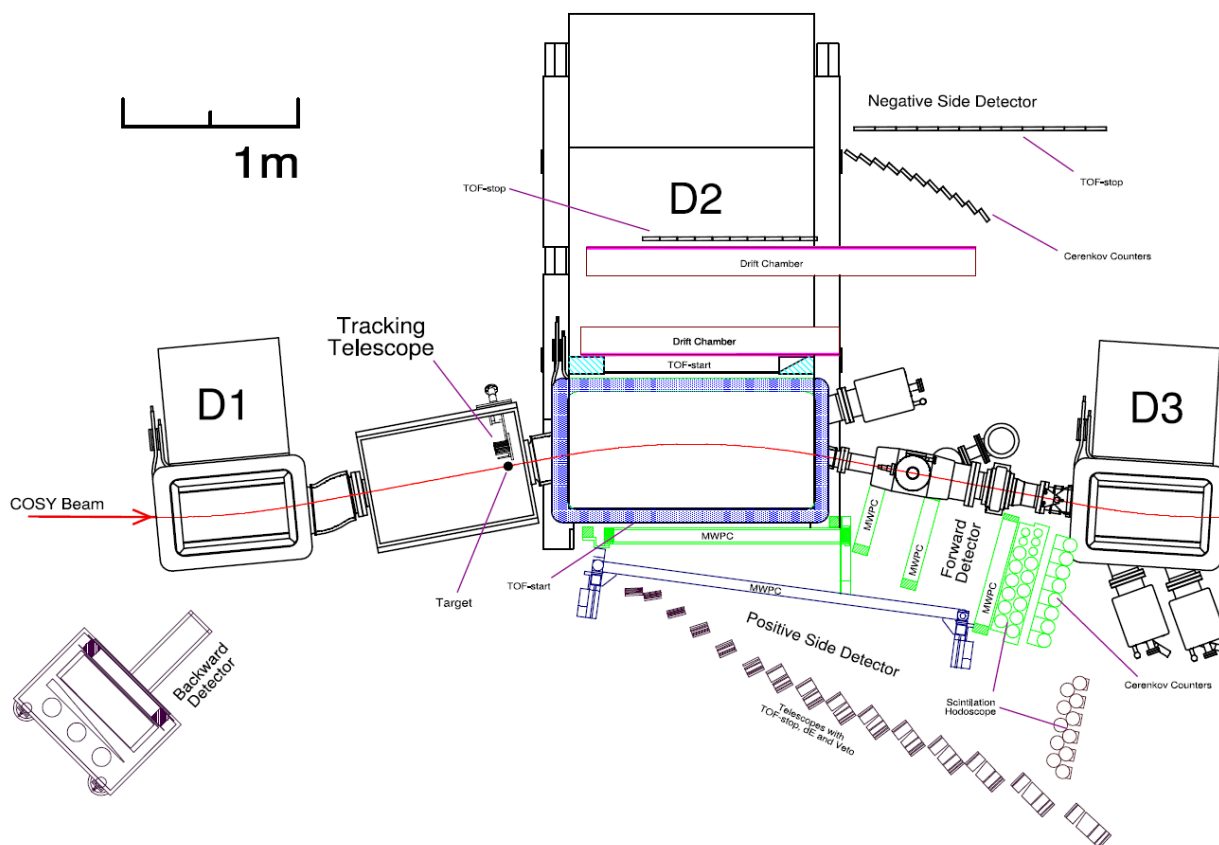


Рисунок 1.1. Схема установки ANKE.

На установке накоплен большой опыт работы с тонкими твердотельными мишенями, а также с т.н. кластерными мишенями (в виде замороженных микрокапель). Когда применяются такие мишени, то область взаимодействия практически точечная и ее координаты хорошо известны. Поэтому по данным с детекторов FD, PD и ND можно восстановить параметры треков регистрируемых частиц, что обеспечивает возможность

определения начальных импульсов продуктов исследуемых реакций. Для экспериментов с поляризованными частицами применяется газовая мишень Polarized Internal Target (PIT). Даная мишень состоит из источника атомов водорода или дейтерия Atomic Beam Source, поляриметра лэмбовского сдвига, а также накопительной ячейки. Как правило, ячейка представляет собой квадратную в сечении трубку длиной около 40 см и гранью около 20 мм. Применение ячейки необходимо для обеспечения достаточной интенсивности взаимодействия пучка ускорителя с газом мишени. Для такой пространственной мишени координаты вершин реакции определяются при помощи детекторной системы Кремниевых Трековых Телескопов КТТ.

## Глава 2 Описание системы КТТ.

В экспериментах спиновой физики промежуточных энергий зачастую необходимо изучать продукты реакций (протоны, дейтроны) с кинетической энергией от 0,5 до 100 МэВ. В таком случае длина пробега частицы в легком веществе, например в кремнии, составляет нескольких миллиметров. Для решения данной задачи были выбраны микростриповые кремниевые детекторы с двусторонним считыванием сигнала. Важным для экспериментов небольшого масштаба является применение коммерчески доступных компонентов, использование которых обеспечивает существенное снижение стоимости и продолжительности разработки. Самостоятельным модулем КТТ системы является т.н. телескоп, который состоит из следующих компонентов:

- набор из кремниевых детекторов (обычно три), расположенных друг за другом на расстоянии около 2 см от мишени в сверхвысоком вакууме ускорителя;
- вакуумная часть электроники считывания (front-end), размещенная непосредственно рядом с детекторами;
- интерфейсная часть электроники считывания, работающая в нормальных условиях, она размещается на фланце мишенного узла вакуумной трубы ускорителя;
- электроника съёма данных стандарта VME, которая размещается на платформе ANKE электроники в зале ускорителя.

### *Раздел 2.1. Применяемые кремниевые детекторы.*

#### **2.1.1. Описание детекторов.**

В описываемой системе применяется два типа микрополосковых детекторов [5]. Детекторы одного типа сделаны по *pin* технологии, ее преимущество в том, что такие детекторы могут быть сделаны тонкими (в частности, 69 мкм). Малая толщина нужна для детектора, которые размещается в телескопе первым на пути следования частицы, тогда частицы малой энергии проходят через него и могут быть зарегистрированы в следующем детекторе. Самые же удобные детекторы такого типа имеют толщину 300 мкм, они наиболее надежны, стабильны и сравнительно недороги.

Детекторы второго типа – литий-дрейфовые. Преимуществом таких Si(Li) детекторов является возможность получения чувствительной зоны микрополоскового детектора большой толщины, порядка 1 см и более. Такой детектор выгодно ставить в качестве последнего детектора в телескопе.

Тогда именно в нём останавливаются достаточно быстрые продукты реакций (например, протоны с начальными энергиями 70-100 МэВ), что заметно улучшает возможности по их идентификации и измерению их энергии. Кроме того, у Si(Li) детекторов толщина мертвого слоя на поверхности получается в несколько раз меньше, чем у детекторов первого типа.

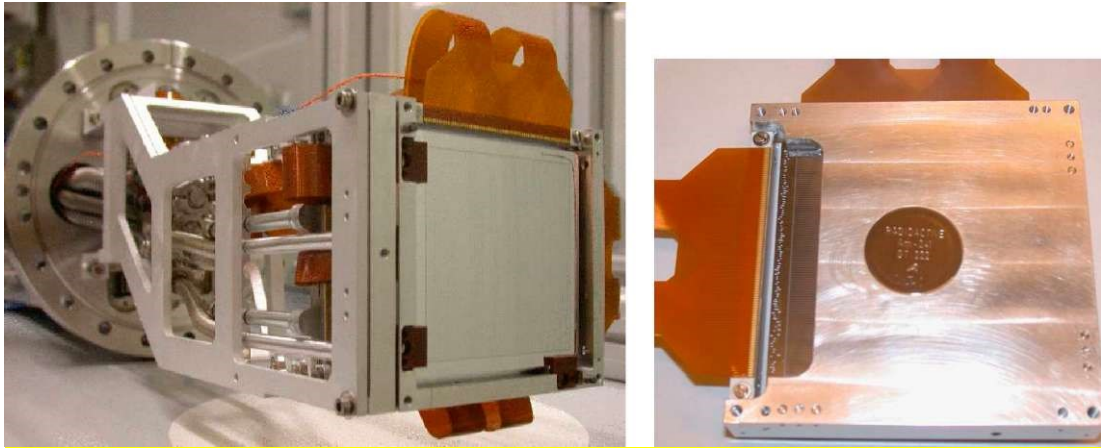
В обоих случаях поверхность двух сторон детектора делится на микрополоски, а группы этих полосок электрически объединяются в так называемые чувствительные сегменты. Сегменты на противоположных сторонах детекторов ориентированы перпендикулярно, в результате по номеру сработавших сегментов есть возможность получить две координаты прохождения трека частицы через детектор.

Детекторы модифицированного ВаВаг-IV типа производятся компанией Micron Semiconductor Ltd., Великобритания [9]. Детекторы такого типа (рис. 2.5) имеют следующие характеристики:

- толщина чувствительной зоны при полном обеднении либо 69, либо 300 (500) мкм;
- размеры активной области детектора 51x66 мм, p-стрипы расположены вдоль длинной стороны;
- эффективный шаг считывания (ширина чувствительного сегмента) ~400 мкм;
- толщина мертвого слоя на поверхности детектора несколько микрон (детали будут приведены в следующей главе).

Детекторы Si(Li) типа изготовлены в полупроводниковой лаборатории института ИКР[10]. Детектор показан на рис. 2.1 и имеет следующие характеристики:

- Толщина 5500 (10000) мкм;
- активная площадь 64 x 64 мм<sup>2</sup>;
- эффективный шаг считывания 666 мкм;
- толщина мертвого слоя около 1 мкм;



(а)

(б)

Рисунок 2.1. (а) Si(Li) детектор в опорной рамке;  
(б) Обратная сторона рамки с детектором, для контроля работоспособности на ANKE эксперименте в отверстие по центру этой рамки встроен источник  $\alpha$ -частиц.

### 2.1.2 Описание процедуры принятия детекторов в эксплуатацию.

Для обеспечения высокой точности измерения собираемого каждым чувствительным сегментом заряда была разработана автоматизированная процедура проверки работоспособности сегментов.

Проверка партии из пяти 300 мкм детекторов была проведена в лабораторных условиях. Каждый детектор размещался в вакууме с источником  $\alpha$ -частиц  $^{241}\text{Am}$ , расположенным на расстоянии 5 см от р-стороны. После 12-часовой экспозиции набранные данные использовались для построения энергетических спектров каждого сегмента. Под энергетическим спектром в данном случае подразумевается распределение событий по энергетическому эквиваленту собранного данным сегментом заряда. Кроме того, анализировались двумерные графики распределения заряда между парами соседних сегментов. Среди общей массы сегментов со стандартным поведением были обнаружены сегменты с особенностями отклика.

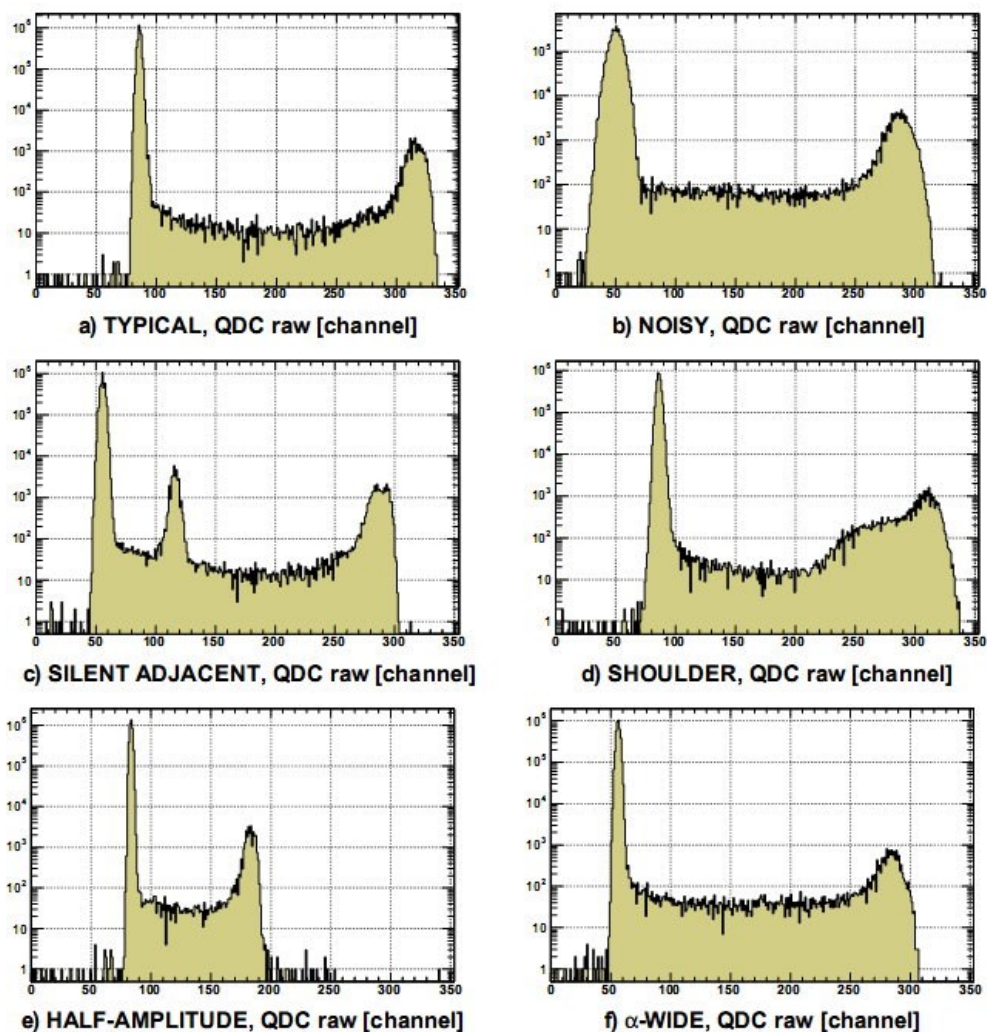


Рисунок 2.2. Индивидуальные энергетические спектры чувствительных сегментов детектора.

(a) Стандартная форма; (b-f) нетипичные формы разного рода.

С хорошей точностью можно считать, что стандартный энергетический спектр (рис. 2.2.a) состоит из двух пиков гауссовой формы и небольшого фона между ними: первый пик - пьедестал электроники, а второй от полностью собранного на этот сегмент заряда, созданного  $\alpha$ -частицей. Детализация полученных спектров будет обсуждаться в следующей главе. Были обнаружены и получили индивидуальные рабочие обозначения следующие пять видов отклонений от регулярного спектра:

- «Сегменты с шумом» (рис. 2.2.b). Оба пика в 2-3 раза шире обычного, при этом разделяющий их фон повышен примерно в 5 раз.

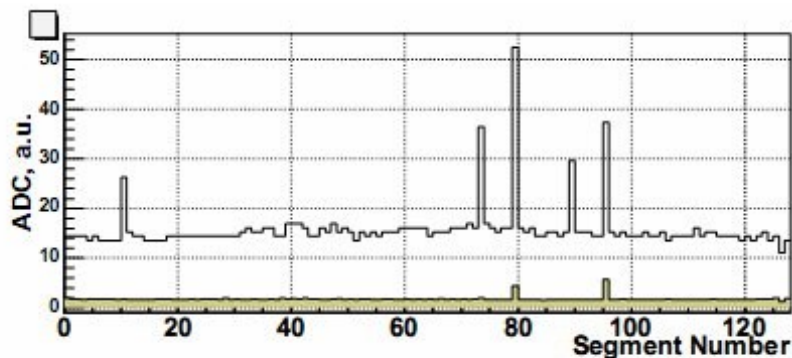
- «Сегменты без отклика», спектры которых не имеют пика от  $\alpha$ -частиц. Заряд, по-видимому, перетекает на соседние сегменты, потому что соседи всегда имеют на спектре дополнительный пик с амплитудой (расстоянием до пика пьедестала) примерно в 4 раза меньшей, чем регулярный пик от  $\alpha$ -частиц (рис. 2.2.c).

- «Сегменты с плечом». Пик от  $\alpha$ -частиц имеет заметный характерный хвост слева, а фон между пиками увеличен примерно в 10 раз.
- «Сегменты половинной амплитуды». Пики обычной формы и интенсивности, однако амплитуда сигнала (положение пик от  $\alpha$ -частиц по пика пьедестала) примерно в два раза меньше обычной.
- «Сегменты с  $\alpha$ -уширением». Пик пьедестала обычной формы, зато пик  $\alpha$ -частиц шире обычного и менее интенсивный, повышен фон.

Любая из описанных нерегулярностей приводит к неточности энергетических измерений данным сегментом, и некоторые из них к наводкам на соседние сегменты. По корреляциям с сигналом с противоположной стороны было установлено, что нетипичный сегмент сохраняет одну и ту же нерегулярность отклика по всей своей длине. Для получения общей картины качества всех чувствительных сегментов одного детектора строились графики (рис. 2.3.б). По оси X данной двумерной гистограммы номера сегментов p-стороны детектора, по оси Y номера сегментов n-стороны, показано распределение интенсивности событий при экспозиции на источнике  $\alpha$ -частиц. Под событием подразумевался факт превышения амплитуды сигнала порогового значения, которое рассчитывалось как положение пика  $\alpha$ -частиц минус одна ширина пика. Под шириной понималась, дисперсия нормального распределения ( $\sigma$ ), описывающего пик. Помимо сегментов с нерегулярным откликом, на рис. 2.3 видно плавное изменение интенсивности, связанное с изменением телесного угла, внутри которого виден источник  $\alpha$ -частиц для каждой комбинации сегментов на n- и на p-стороне. Было показано, что после корректировки данного эффекта все регулярные сегменты имеют равные скорости счета.



а)



б)

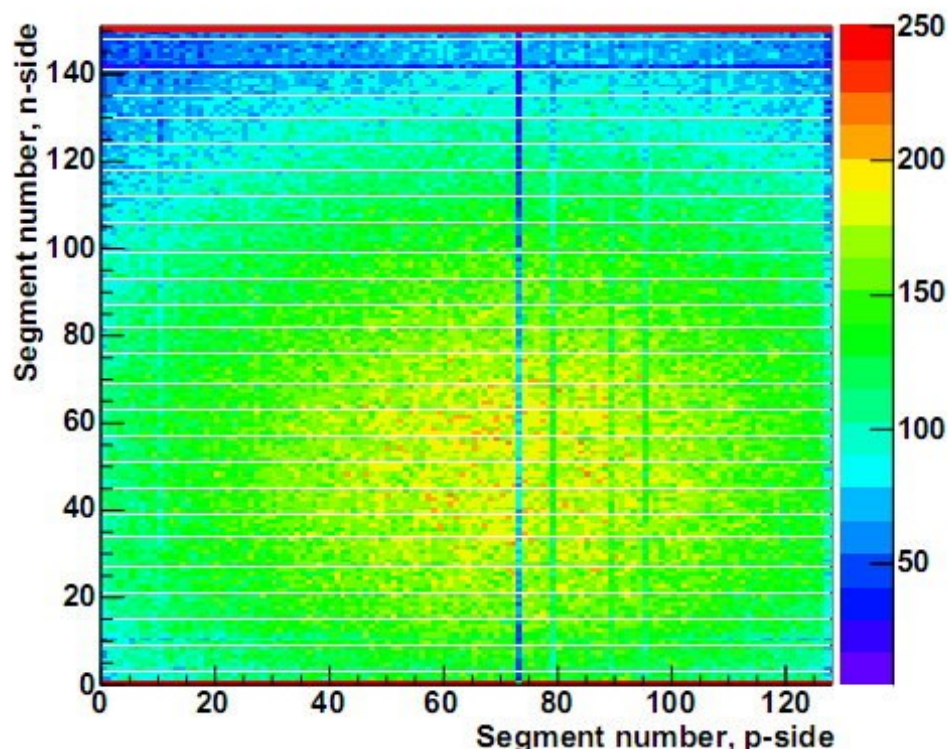


Рисунок 2.3. а) Ширина пика пьедестала (закрашенная гистограмма) и пика  $\alpha$ -частиц (не закрашенная) для всех сегментов р-стороны детектора; б) Скорость счета для каждой комбинации сегментов на n- и на р-стороне детектора.

В разработанной процедуре автоматизированной проверки сегменты с нестандартными откликами определяются программным обеспечением, анализирующим ширину пика пьедестала и пик  $\alpha$ -частиц для каждого сегмента. Рисунок 2.3.а иллюстрирует этот анализ. Рисунок 2.3.а и рисунок 2.3.б получены при помощи разных программ, однако их сравнение показывает совпадение обнаруженных нерегулярностей. В результате для обнаружения нерегулярностей и записи их в базу данных был выбран метод Рисунка 2.3.а, поскольку его формализация проще.

По спецификации производителя 99% чувствительных сегментов поставляемых детекторов являются полностью рабочими. Однако описанные здесь исследования показали, что для нашего уровня точности безупречными

являются меньший процент сегментов - 97% (см. Приложение А). Отсюда следует, что для двумерной реконструкции попадания частицы в детектор 6% от площади детектора будет иметь несколько ограниченную функциональность, а с привлечением двух последовательных детекторов, такая же ограничения проявляются для 12% телесного угла телескопа. Данные результаты вместе с вольт-амперными характеристиками были предоставлены разработчику, компании Micron Semiconductor. Эти данные были основой для последующих обсуждений по улучшению технологии производства следующих поколений детекторов для системы КТТ.

## ***Раздел 2.2. Электроника считывания и съёма данных.***

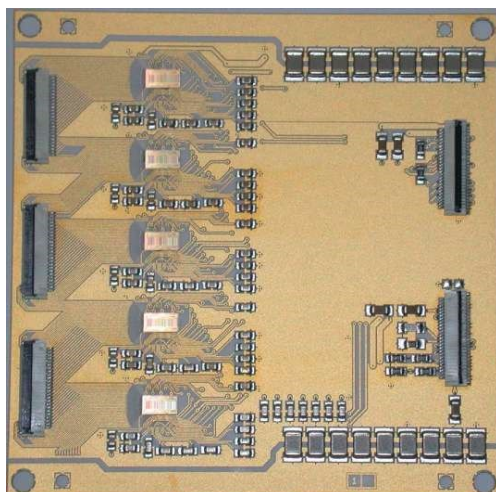
Особое внимание было уделено разработке электроники, настройке её рабочих напряжений, а также процедуре считывания. В ходе эксплуатации системы был обнаружен ряд неизвестных ранее особенностей работы электроники, негативное влияние которых было либо скорректировано, либо учтено.

### **2.2.1 Электроника считывания, контроль стабильности работы**

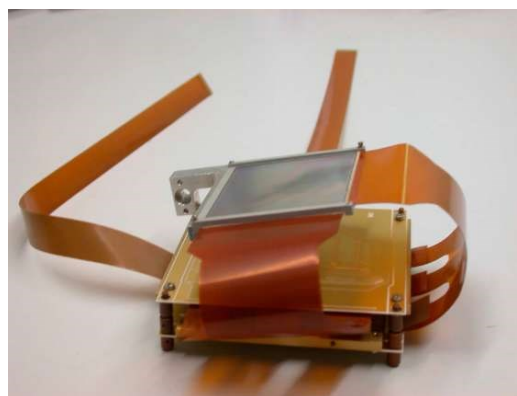
В качестве основы для электроники считывания были выбраны микросхемы VA32TA2[12] МАТЕ3[13], определяющим критерием выбора была возможность автозапуска считывания и большой динамический диапазон. Кроме того, в этих микросхемах есть опция внутренней калибровки, т.е. возможность генерировать тестовые импульсы заданной амплитуды и подавать их на входы каждого считывающего канала.

### **Печатные платы на базе микросхем VA32TA2 и МАТЕ3**

Микросхема VA32TA2 содержит 32 канала, каждый из которых оборудован одним медленным усилителем-формирователем (shaper amplifier) и одним быстрым. Быстрый усилитель-формирователь в связке с дискриминатором используется для быстрой выработки сигнала запуска и для метки времени (т.н. ТА выход). Для измерения амплитуды сигнала (т.н. ВА выход) медленные формирователи-усилители работают как интеграторы, собирая заряд с типичной длительностью нарастания фронта 2 мкс. Пиковая амплитуда считывается, при получении сигнал «HOLD», который необходимо подать в момент максимума сигнала. Мультиплексированный аналоговый выходной сигнал формируется с частотой до 10 МГц. Поскольку данная электроника разработана для функционирования в вакууме, то базой для нее является  $Al_2O_3$  керамическая двусторонняя печатная плата, размеры ее  $90 \times 90$  мм<sup>2</sup> (рис. 2.4).



**Рисунок 2.4**



**Рисунок 2.5**

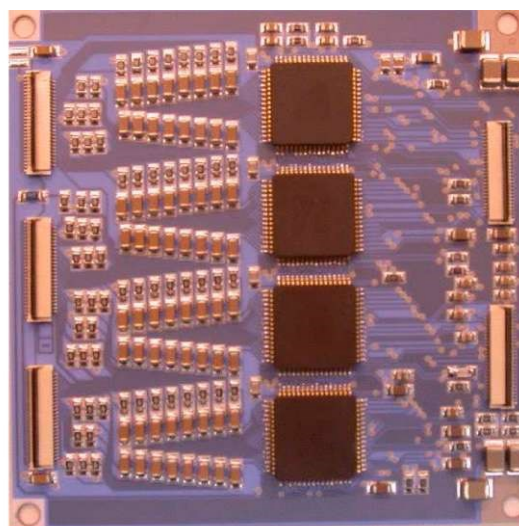
Рисунок 2.4. Плата с пятью VA32TA2 микросхемами. Три входных разъема позволяют подключить ее ко всем чувствительным сегментам на одной стороне детектора.

Рисунок 2.5. Сборка из одного детектора с двумя платами, подключёнными каждая к своей стороне. Видны два выходных полиимидных шлейфа.

На одной плате расположены пять микросхем, что соответствует 160 входным каналам. Этого достаточно, чтобы подключить все чувствительные сегменты на одной стороне детектора (максимум 151 на стороне). Таким образом, одна плата подключается к одной стороне детектора, а вторая к обратной стороне (рис. 2.5). Аналогично устроена плата с МАТЕ3 микросхемами (рис. 2.6 и рис. 2.7).



**Рисунок 2.6**



**Рисунок 2.7**

Рисунок 2.6. Прототип платы МАТЕ3 для лабораторных исследований.

Рисунок 2.7. Платы МАТЕ3эксперимента #ANKE172.0.

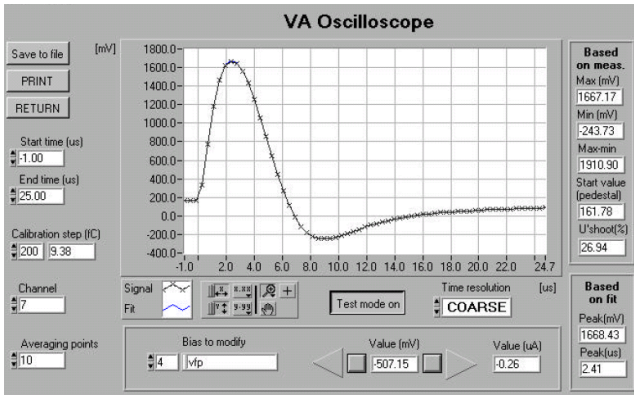
## Процедура испытаний плат.

Перед началом измерений в лаборатории и затем в установке каждая плата тестировалась. Характеристики электроники по измерению амплитуды сигнала и времени его прихода-окончания определялись при помощи тестовой электронной системы VA-DAQ (коммерческая разработка Ideas [11]).

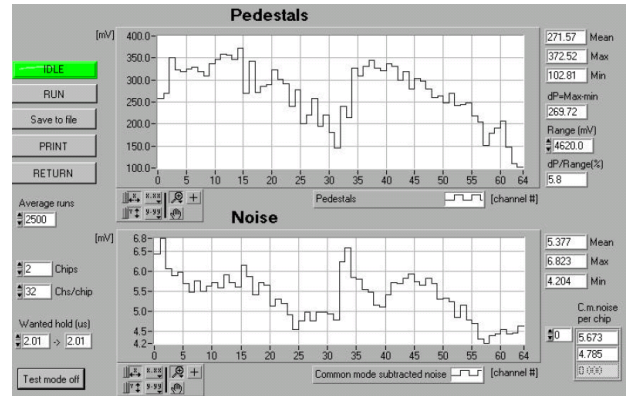
Система VA-DAQ это совокупность настольного прибора, подключаемого к проверяемой плате, и программного пакета на основе графической среды программирования LabVIEW, устанавливаемого на подключенный к прибору ПК. Система обеспечивает проведения ряда различных тестов, часть из которых вошла в процедуру тестирования КТТ электроники. Система подаёт тестовые импульсы на вход печатной платы с VA32TA2 микросхемами и исследует ответ амплитудного (VA) и быстрого цифрового (TA) выходов. Программный интерфейс позволяет установить величины напряжения питания, напряжений и токов смещения, а также значения регистров микросхемы, определяющих последовательность считывания.

Процедура испытания начинается с применения инструмента "VA Oscilloscope" (рис. 2.8), который отображает на виртуальном экране осциллографа время-амплитудную характеристику с VA выхода, построенную на выбранном количестве измерений с частотой 32 кГц. Анализ формы получаемого VA пика позволяет определять временную задержку «hold delay» для сигнала TA выхода до выработки сигнала «HOLD».

Во втором тесте определяется положения пьедестала и уровень шума для каждого канала VA32TA2 микросхем на плате. Величины измеряются для выбранного значения «hold delay» (рис. 2.9), тестовые импульсы на вход исследуемой платы не подаются. Во-первых, такое исследование позволяет определить качество экранирования электроники (для проведенных измерений типичный уровень шума получался около 8-11 мкВ). С другой стороны, исследование позволяет обнаружить зашумленные каналы.



**Рисунок 2.8**



**Рисунок 2.9**

Рисунок 2.8. Интерфейс инструмента «VA осциллограф».  
Рисунок 2.9. Интерфейс инструмента «Пьедесталы и шум».

В третьем тесте проверяется коэффициент передачи «VA gain». Данный коэффициент рассчитывается делением разницы амплитуд двух откликов на разницу амплитуд двух входных тестовых импульсов. Амплитуды тестовых импульсов при этом выбираются вблизи нуля ( $\pm 100$  мкВ). Для электроники считывания КТТ используется и другое определение коэффициента усиления, приводимое в Разделе 3.1.1. Результаты данного теста (рис. 2.10) позволяют принять окончательное решение, которые из каналов VA части электроники полностью удовлетворяют требованиям.

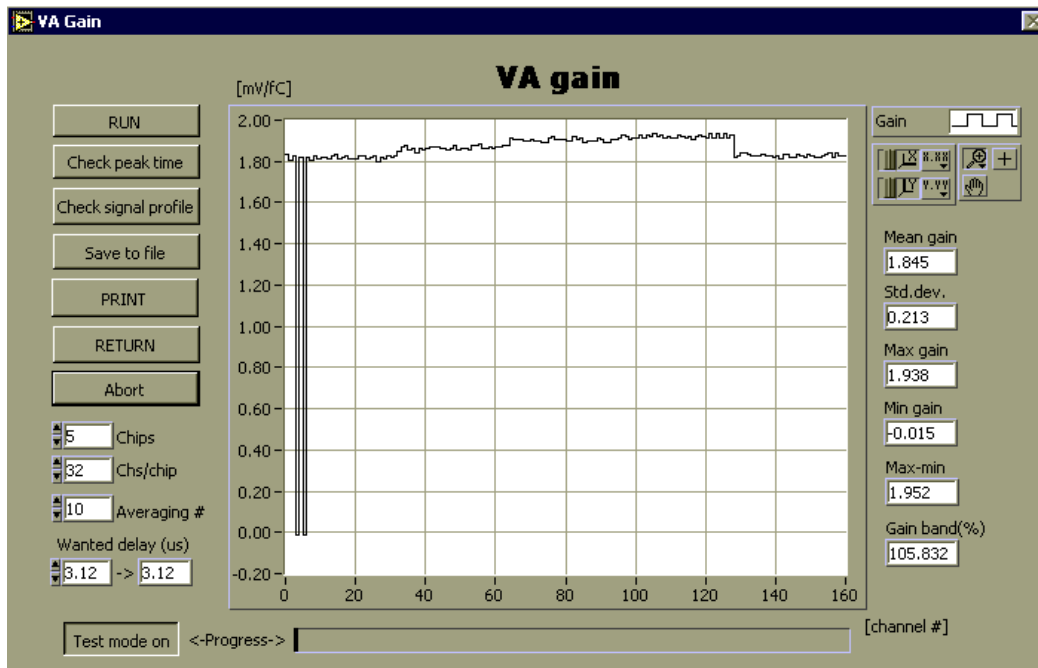


Рисунок 2.10. Результат применения инструмента «VA Gain».

На рисунке 2.11 показана процедура, теста ТА канала электроники. Критерием для выработки выходного ТА сигнала является факт превышения текущей амплитудой входного сигнала определенного порога. Во время теста

последовательность из заданного количества (в данном случае – 100) тестовых импульсов заданной амплитуды подаются на вход, и сравнивается с количеством получаемых сигналов на ТА выходе. Автоматизированное сканирование вдоль доступного диапазона амплитуд входных сигналов позволяет найти такое значение амплитуды, в окрестности которого отношение количества выходных и входных импульсов меняется от 0% до 100% (рис. 2.11). Зависимость данного отношения к амплитуде входного сигнала в пороговой области описывается в терминах т.н. «ТА коэффициент» (threshold TA gain), который представляет собой первую производную от функции, огибающей данную зависимость, в точке, где вторая производная равна нулю.

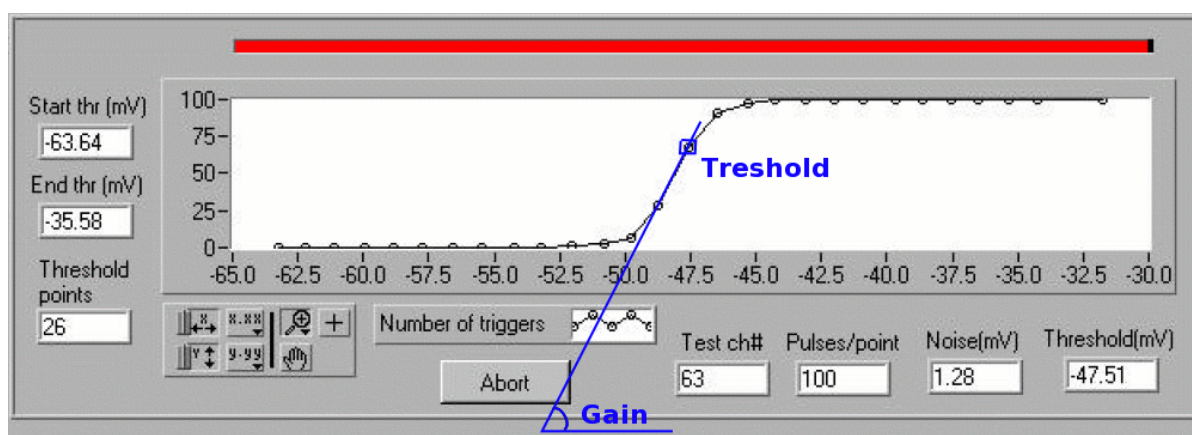


Рисунок 2.11. Процедура проверки ТА части одного входного канала. По оси X амплитуда, с которой посылаются сотня тестовых импульсов (в мкВ), по оси Y количество сигналов на ТА выходе.

На рис. 2.12 показаны полученные при помощи инструмента "TA gain from Q scan" величины коэффициента TA gain для всех входных каналов тестируемой платы. Такие графики строились для каждой платы с целью поиска каналов, у которых ТА часть не функционирует нормальным образом. С целью формализации процесса поиска было принято решение во время серийной проверки использовать только две последовательности тестовых импульсов с такими амплитудами, что одна последовательность должна иметь 0% отклика, а вторая 100% отклика. Показано, что в этом случае величина TA gain одинакова для всех нормально функционирующих каналов, и резко отличается у неработающих каналов (рис. 2.12).

В Таблице 2.1 приведены результаты проверки плат, подготовленных к работе на весеннем сеансе 2006 г. Следует отметить, что некоторое количество каналов не работало, в дальнейшем процедура подготовки плат была улучшена. При этом проверки при помощи VA-DAQ показали, что

существуют каналы с корректным измерением амплитуды сигнала, но с особенностями выработки сигнала запуска (или метки времени).

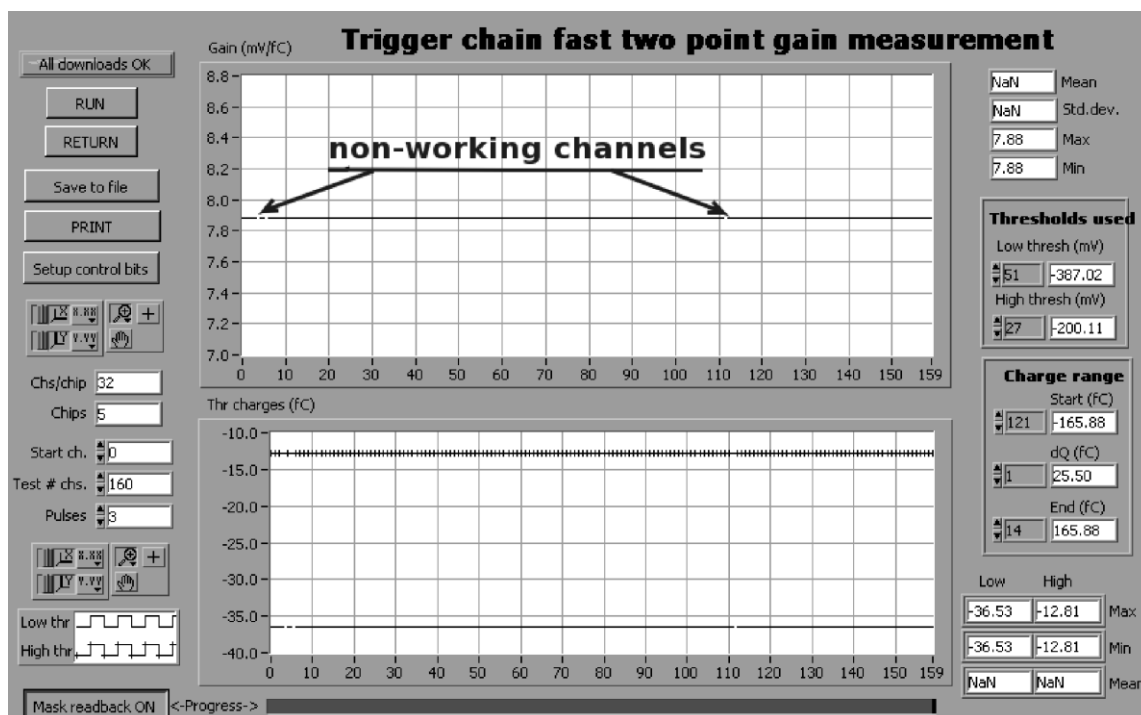


Рисунок 2.12. Пример результатов проверки ТА части всех каналов платы. Одна последовательность импульсов имеет амплитуду -200.11 мкВ (соответствует заряду 36.53 фКл), вторая эквивалент 12.81 фКл. При такой проверке величина «ТА gain» для регулярных каналов должна быть равна этой разнице зарядов, деленной на количество импульсов в последовательности ( $23.7 \text{ фКл}/3 = 7.88 \text{ фКл}$ ).

### Настройка печатных плат.

Микросхема считывания VA32TA2 имеет множество настраиваемых параметров, что, с одной стороны, обеспечивает гибкость настроек, с другой стороны, усложняет поиск оптимальных параметров. Настройка включает в себя установку восьми напряжений смещения, запись в управляющий регистр, а также определения временной диаграммы управляющих сигналов. Основной целью настройки является приведение к минимуму зависимости времени нарастания выходного сигнала от амплитуды входного. В идеальном случае регистрации сигналов одинаковых амплитуд управляющий сигнал «HOLD» лучше вырабатывать в момент максимума входного импульса (когда собран весь заряд с чувствительного сегмента детектора). Это можно сделать, вырабатывая сигнал «HOLD» с фиксированной задержкой после прихода сигнала ТА части, в том случае, когда время нарастания известно и постоянно.

**Таблица 2.1:** Таблица количества входных каналов с неполной функциональностью на проверенных платах.

Номер платы	Дефект VA части	Примечание	Дефект ТА части	Примечание
1	2	-	3	Два из их имеют также неработоспособность VA части
2	4	-	4	Не работает и VA, и ТА часть
3	3	-	3	-
4	0	-	1	-
5	1	-	1	-
6	20	Последняя половина 5-ой микросхемы	1	-
7	32	5-я микросхема полностью	0	-

При настройке временной диаграммы считывания необходимо также принять во внимание эффект (рис. 2.13) перекрестных наводок от сработавшего входного канала на соседние. Видимо, причиной наводок является то, что промежуток времени между тактами последовательного считывания нельзя сделать настолько большим, чтобы обеспечить полный разряд емкости блока общего чтения. Таким образом, как это показано на данном рисунке, если есть входной сигнал в одном канале (т.н. сработавшем канале), то в том канале, который считывается сразу после него, будет наблюдаться наведенный сигнал с амплитудой 3-5% от основного. В третьем по номеру считывания канале также будет наблюдаться наводка, следующего порядка малости. Более подробная информация о коррекции данного эффекта будет представлена в разделе 3.2.2, величина эффекта зависит настройки электроники.



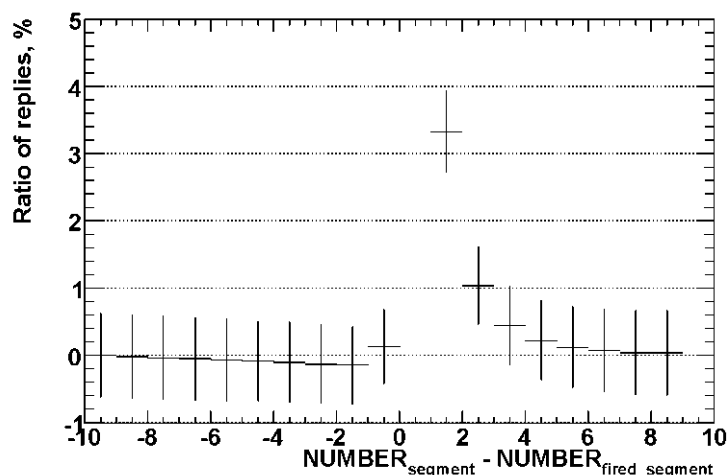


Рисунок 2.13. Перекрестные наводки в каналах, соседствующих по последовательности считывания с каналом, куда был послан тестовый импульс (сработавший). Сработавший канал имеет номер 1 по оси X и амплитуду в 100%, остальные каналы пронумерованы относительно него.

### Проверка стабильности работы во время эксперимента

Необходимо не только добиться высоких характеристик системы, но и обеспечить устойчивую работу в течение эксперимента. Для корректного измерения энергии необходимо в каждый момент времени иметь информацию о положении пьедесталов электроники. В применяемой процедуре анализа данных предусматривается мониторинг стабильности пьедесталов. Пример результатов мониторинга во время работы КТТ системы в лаборатории представлен на рис. 2.14. Здесь показано изменение положения пьедесталов в течение одного 14-часового цикла измерений (описаны в Разделе 2.1.2). Показано, что изменения являются монотонными и непрерывными, за 10 часов непрерывного набора данных суммарный сдвиг не превышает 1 канала АЦП, что соответствует 21 кэВ в системе. На представленных изображениях видно, что наибольшее смещение пьедесталов наблюдается у каналов, расположенных в середине каждой микросхемы. Это говорит о том, что наибольшее влияние на смещение пьедесталов оказывает постепенный прогрев микросхем во время работы (термостабилизация еще не была обеспечена).

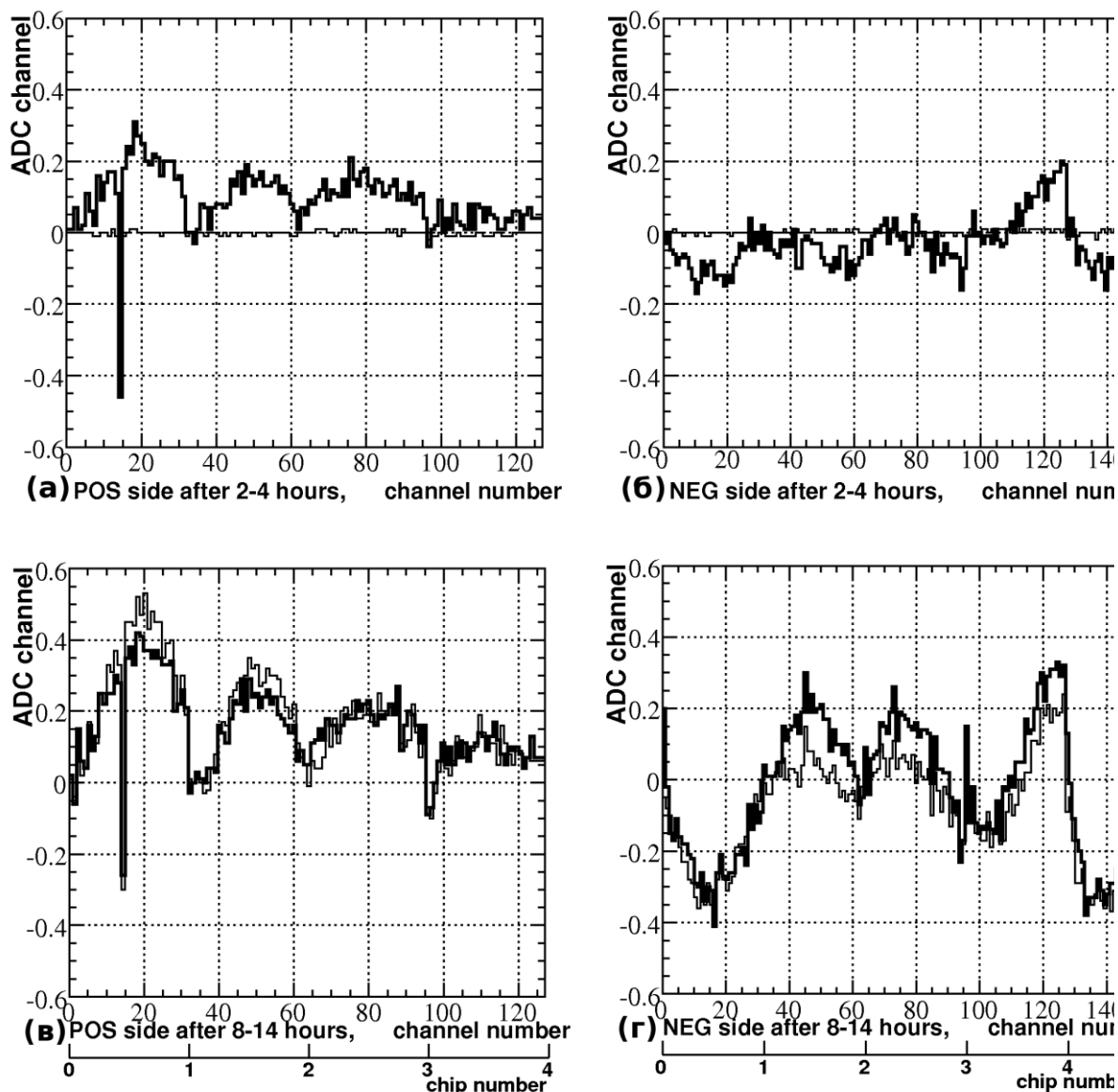


Рисунок 2.14. Сдвиг пьедесталов, по оси X показаны номер канала и номер микросхемы.

Далее, стабильность положения пьедесталов изучалась в условиях работы на эксперименте ANKE (данные run6764-5). Рисунок 2.15 показывает сравнительно большой сдвиг по сравнению с лабораторными данными, для большинства каналов дрейф около 1 канала АЦП (21 кэВ) в течение характерного времени непрерывного набора данных (1-2 часа). Из Рисунка 2.15.б можно сделать вывод, что основной вклад в смещение проявляется в сдвиге общего уровня для всех каналов, поэтому оно может быть компенсировано с помощью т.н. коррекции базовой линии (Common Mode correction), описанной в разделе 3.2.2.

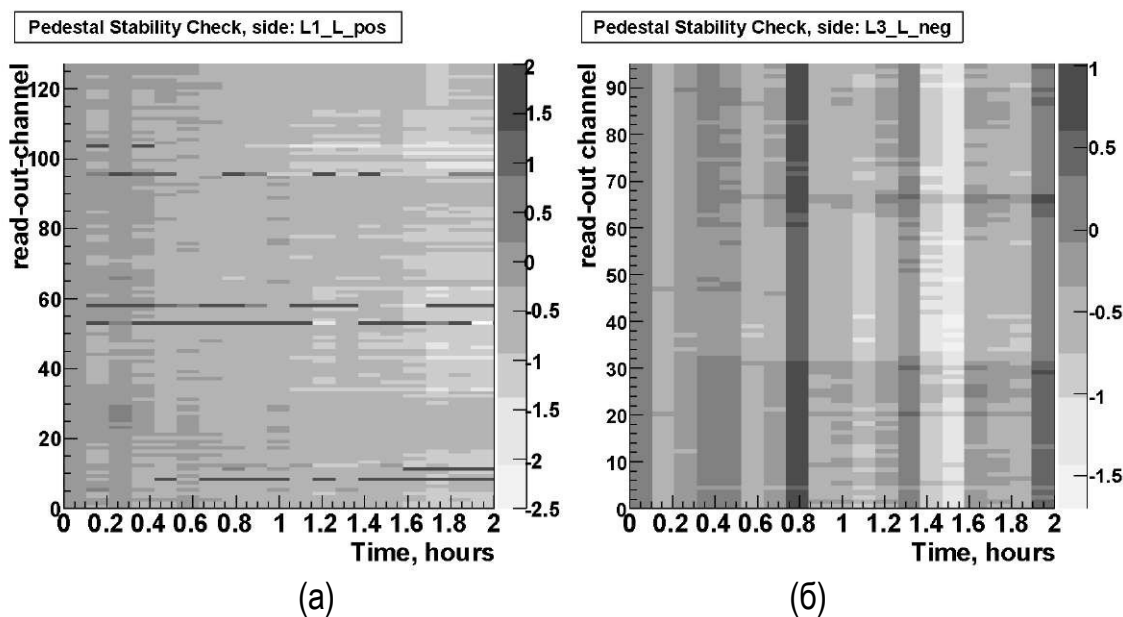


Рисунок 2.15. Сдвиг пьедесталов в течение ANKE эксперимента. (а) р-сторона детектора толщиной 69 мкм, (б) n-сторона детектора толщиной 5 мм.

Полученные данные показали необходимость изучения влияния температуры на характеристики КТТ системы [14], а также необходимость стабилизации температуры вакуумной части электроники и детекторов. Было показано, что термостабилизация снимает проблему дрейфа пьедесталов и коэффициента передачи во время работы.

### **Внешняя часть электроники считывания.**

Внешняя часть электроники считывания обеспечивает связи между работающими в вакууме керамическими платами электроники считывания и электроникой съема данных VME стандарта, размещаемой отдельно на т.н. ANKE платформе. Основными компонентами данной части являются специально разработанные печатные платы, т.н. RCard (блок-схема показана на Рисунке 2.16). Основным назначением плат RCard является электрическая развязка всех напряжений смещения и контрольных напряжений, подаваемых на микросхемы электроники считывания. Для них минимальным уровнем является напряжение обеднения микрополосковых детекторов, достигающее 1.5 кВ. Каждый детектор комплектуется двумя RCard платами, по одной на каждую сторону.

Со стороны выхода на VME электронику плата RCard оборудована разъемом для плоского кабеля для всех цифровых сигналов управления. На одну общую шину можно включить до 16 плат RCard, присвоив каждой свой адрес. Таким образом, все необходимые сигналы управления для микросхем считывания одного модуля КТТ и все установки сигнала запуска передаются

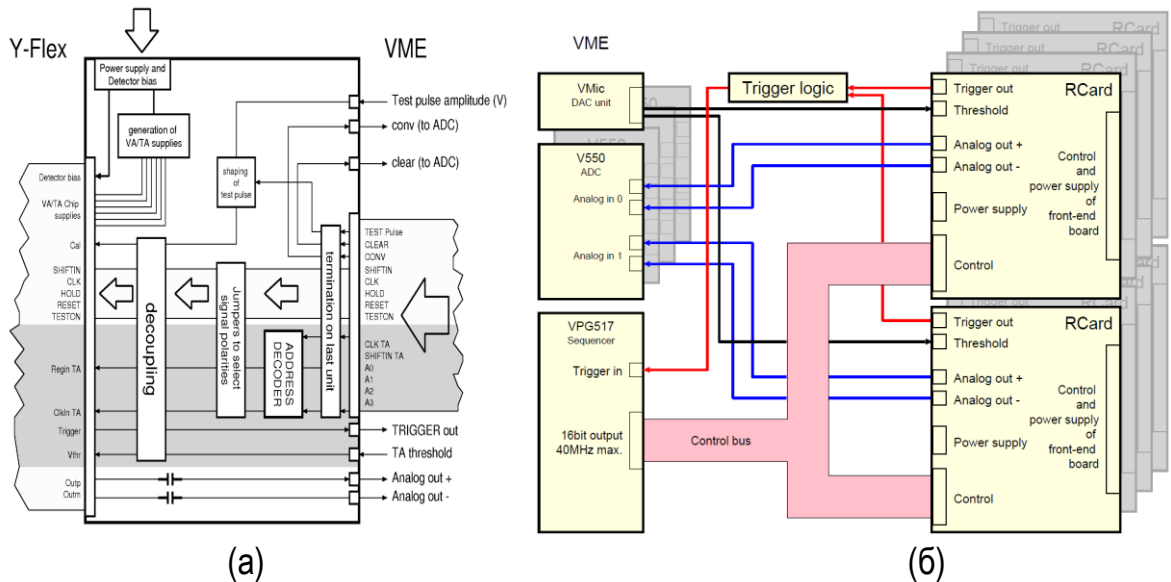


Рисунок 2.16: (а) Блок-схема RCard платы. При помощи полиамидных плоских кабелей Y-Flex плата подключается к вакуумной части электроники. (б) Блок-схема электроники съема данных с подключением к электронике считывания одного детектора через две платы RCard.

через один плоский кабель. Поскольку своевременная выдача сигналов «HOLD» имеет решающее значение для обеспечения высоких характеристик системы, то предусматривается индивидуальная регулировка задержки данного сигнала для каждой платы RCard. Для настройки порогов триггера VA32TA2 микросхем плата RCard использует внешний 16-битный ЦАП. Можно индивидуально настраивать значение каждого порога срабатывания.

### 2.2.2 Электроника съема данных.

Электроника съема данных (DAQ) стандарта VME состоит из блока ЦАП обеспечивающего выставление порогов (VMic), блока управляющих сигналов VPG517 и набора блоков АЦП V550 (по одному блоку на каждый детектор КТТ модуля). Блоки V550 имеют разрешение 12 бит и специально разработаны для считывания мультиплексированных аналоговых сигналов с микрополосковых кремниевых детекторов. Блок-схема электроники со всеми компонентами VME стандарта показано на Рисунке 2.16.б.

### Раздел 2.3 Сборка одного модуля STT

После проверки детекторов и компонентов электроники считывания, они устанавливаются в сборку, которая показана на рис. 2.17. Детектор закрепляется на опорных рамках, расстояние между ними составляет 2 сантиметра. Кроме того, впервые на эксперименте ANKE с целью мониторинга за дальним от мишени детектором крепился источник  $\alpha$ -излучения, как это показано на Рисунке 2.1.б.

Чувствительные сегменты детекторов подключены к входным каналам электроники с помощью гибких плоских кабелей (полиамидных шлейфов). Вакуумная часть электроники соединяется с внешней частью через разъемы вакуумных соединителей, проходящих сквозь фланец вакуумной камеры мишенного узла установки.

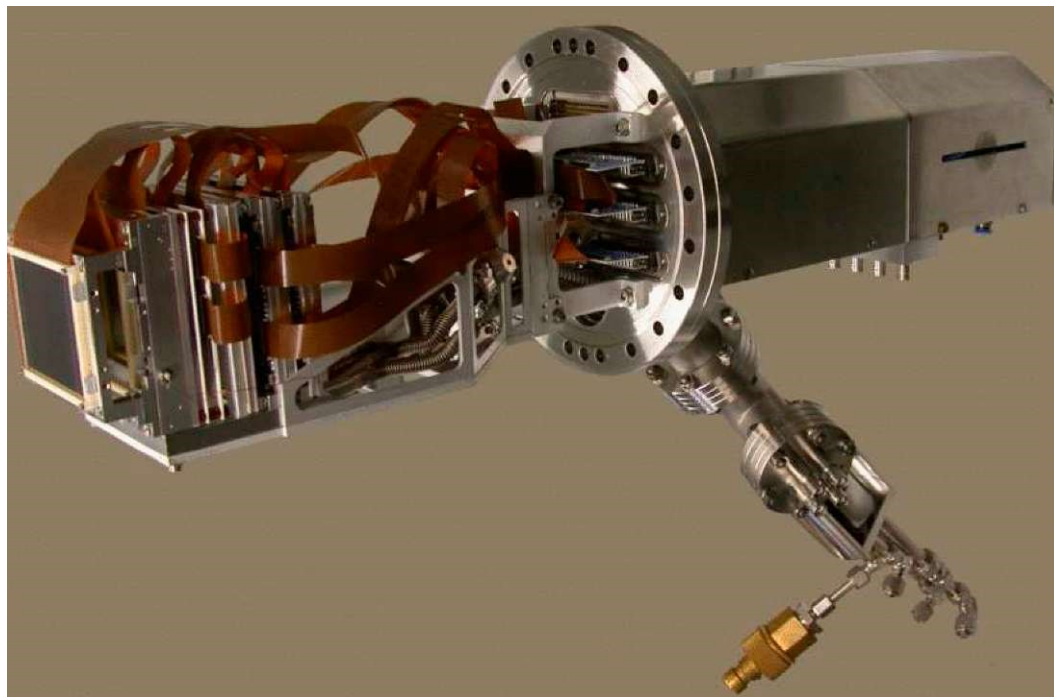


Рисунок 2.17. Сборка одного КТТ модуля. Показан телескоп из трех детекторов, вакуумная часть электроники и атмосферная часть (в кожухе), разделенные фланцем. Также виден фланец системы температурной стабилизации.

Внешняя часть электроники считывания устанавливается в металлический защитный кожух, показанный на рис. 2.17. Все элементы сборки закреплены на фланце камеры мишени. Разъемы для сигнальных коаксиальных кабелей расположены на поверхности кожуха. При помощи этих кабелей аналоговые выходные сигналы поступают на электронику съема данных VME стандарта, размещенную на платформе электроники ANKE эксперимента внутри кольца ускорителя. Также через коаксиальные кабели на электронику считывания подаются сигналы управления и напряжения питания.

#### **Первоначальные характеристики:**

Описанная в работе [15] КТТ система предыдущего поколения уже имела следующие возможности:

- Идентификация протонов с кинетическими энергиями от 2.5 МэВ до 34 МэВ методом  $dE/E$ , с разрешающей способностью 150-250 кэВ (FWHM).

- Восстановление треков частиц с угловым разрешением от  $1^\circ$  до  $6^\circ$ .
- Возможность выработки собственного сигнала запуска.
- Возможность работать на высоких нагрузках ( $\sim 1000$  событий в секунду), используя быстрые (timing) предусилители входных каналов.

Это поколение системы претерпело следующие улучшения: в телескопах впервые установлено по три детектора, введен новый вариант электроники считывания с микросхемой МАТЕЗ, использован новый VME блок АЦП с увеличенным (12-битным) разрешением, введен контроль температуры детекторов и вакуумной части электроники. В последующих главах описывается, какие новые возможности появились в связи с этими новшествами и с развитием процедур калибровки и анализа.

### **Глава 3 Калибровка и анализ. Измерение энергии.**

Глава содержит описание процедуры калибровки и анализа первичных данных энергетических каналов системы. Рассмотрена методика работы на уровне одного чувствительного элемента, одного детектора и модуля системы в целом для восстановления первоначальной энергии идентифицируемого продукта реакции. В мировой практике точность около 20 кэВ при измерении потерь энергии в падовых кремниевых детекторах при комнатной температуре является стандартом. Новшеством, полученным в системе КТТ, является обеспечение точности такого же уровня для микростриповых детекторов с двусторонним считыванием сигнала, а также обеспечение этой точности в широком энергетическом диапазоне. В данной работе показано, что при измерении энергии телескопом из таких детекторов полезно включить в рассмотрение тип частицы и параметры ее трека. Эта информация позволяет определить не только значения потерь энергии внутри чувствительных слоев, но и значение начальной энергии частицы.

#### ***Раздел 3.1. Работа метода на уровне базового элемента измерения.***

В системе КТТ базовое единичное измерение потерь энергии производится одним каналом считывающей электроники, соединенным с одним чувствительным сегментом детектора. Соответственно, под базовым элементом измерения будет подразумеваться связка канала и сегмента.

##### **3.1.1. Процедура калибровки.**

Обозначим как  $E_{meas}$  энергетический эквивалент электрического заряда, который собран одним сегментом детектора. Целью калибровки измерительного элемента является определение функции отклика  $F(N_{ADC})$ , которая позволит вычислять  $E_{meas}$  по значению  $N_{ADC}$ , выдаваемому АЦП считывающей электроники. Здесь и ниже во всем разделе 3.1.1 подразумевается, что значение пьедестала уже вычтено из  $N_{ADC}$ .

Первоначально для калибровки каждого элемента исследуется отклик от последовательности тестовых импульсов, подаваемых на вход канала считывания, возможность генерации таких импульсов предусмотрена в разработанной электронике считывания (front-end). Затем производится набор и анализ данных по регистрации  $\alpha$ -излучения на лабораторной экспериментальной установке, что обеспечивает, с одной стороны, повышение качества определения  $F(N_{ADC})$ , а с другой стороны, определение толщины и структуры мертвого слоя на поверхности калибруемого сегмента.

### Калибровка тестовыми импульсами.

В разделе 2.2.1 обсуждалось использование внутренней калибровки для контроля функционирования, здесь же описывается применение тестовых импульсов для первого этапа калибровки. Электронная калибровка по тестовым импульсам обеспечивает соответствие между амплитудой сигнала, поданного на вход электроники и соответствующего отклика в виде числа отсчетов АЦП. На Рисунке 3.1 показано, как АЦП отображает серию тестовых импульсов со ступенчатым увеличением амплитуды, поданных на один входной канал. Положение пиков на полученных гистограммах аппроксимируется функцией Гаусса и данные затем представляются в виде зависимости величины отклика канала на величину амплитуды импульсов (рис. 3.2) и, соответственно, на величину электрического заряда в случае работы с реальной частицей. Величина заряда может быть выражена в единицах энергетического эквивалента, как было сделано на рис. 3.2, принимая во внимание, что для получения одной электрон-дырочной пары необходимо 3.6 эВ, и предполагая, что заряд собирается полностью.

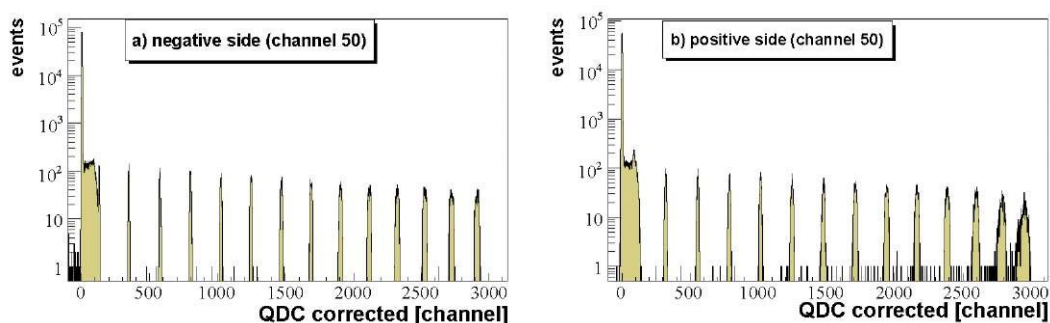


Рисунок 3.1. Отклик на серию тестовых импульсов, для канала, подключенного к p- (а) и n- (б) стороне 300 мкм детектора. Применена коррекция базовой линии (Common Mode эффекта). Фон (менее ~ 100 каналов АЦП) является видимым вкладом от наводок, описанных в п. 3.2.2.



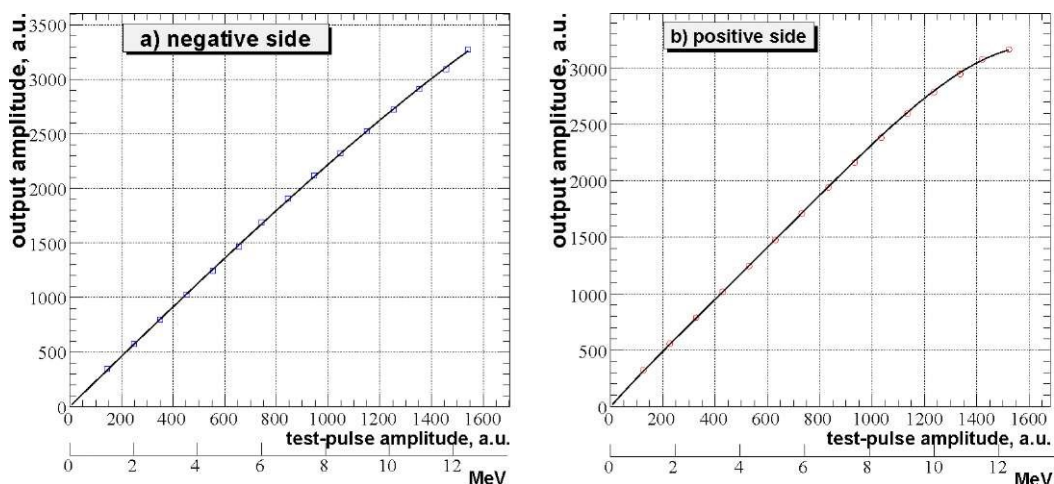


Рисунок 3.2. Корреляция отклика с амплитудой тестовых импульсов. Дополнительная горизонтальная шкала отображает энергетический эквивалент: (а) отклик канала, подключенного к р- стороне; (б) к п- стороне. Аппроксимация точек полиномом 4-го порядка.

Из рисунка видно, что полученная зависимость линейна в диапазоне до 10 МэВ в энергетическом эквиваленте и может быть точно описана во всем динамическом диапазоне полиномом 4-го порядка  $f(N_{ADC})$ :

$$f(N_{ADC}) = P_0 + P_1 \cdot N_{ADC} + P_2 \cdot N_{ADC}^2 + P_3 \cdot N_{ADC}^3 + P_4 \cdot N_{ADC}^4 \quad (3.1)$$

Постольку существует дополнительная информация о поведении электроники, то на эту функцию можно наложить добавочные условия. Во-первых, отклик должен быть нулевым при отсутствии входного сигнала, поэтому параметр  $P_0=0$ . Параметр  $P_1$  определяет  $f(N_{ADC})$  при малых амплитудах, поэтому  $P_1$  должен быть в прямой зависимости от эффективной емкости входного канала. Эта емкость зависит от физического расположения каналов на плате, а также от реальных значений использованных конденсаторов. В Приложении Б представлены примеры результатов калибровки электроники считывания, там же приводится экспериментальная проверка обоснованности сформулированных ограничений на функцию  $f(N_{ADC})$ . В работе [16] показано, что уточненная функция отклика  $F(N_{ADC})$  прямо пропорциональна полиному, полученному калибровкой:

$$E_{meas} = F(N_{ADC}) = k \cdot f(N_{ADC}), \quad (3.2)$$

где коэффициент  $k$  представляет собой отношение реальной эффективной емкости к полученному значению параметра  $P_1$ .

Обычно процедура калибровки систем ППД ограничивается только анализом отклика на тестовые импульсы. Однако необходимое повышение точности требует дополнительной калибровки для учёта возможного разброса значения эффективных входных емкостей, коррекции технологического разброса элементов электроники, вариаций времени сбора заряда с сегментов детекторов и т.д. Ниже рассматривается способ решения

этой задачи, а также проработка еще одного аспекта повышения точности: учет скрытых ионизационных потерь в мертвых слоях на поверхности детекторов.

### **Энергетическая калибровка с помощью $\alpha$ -источника**

Цель этого этапа калибровки – связать полученную после электронной калибровки функцию отклика с результатами измерений откликов от реальных  $\alpha$ -частиц известной начальной энергии,. Для этого необходим анализ полученных энергетических спектров.

Созданная для этих измерений установка описана в подразделе 2.1.2. В случае  $\alpha$ -частиц величина ионизационных потерь в слое вещества толщиной порядка  $\sim 1$  мкм уже играет заметную роль, поэтому необходимо ввести в рассмотрение величину потерь энергии в мертвых слоях  $E_{dead}$ . Введем также обозначение «угол наклона» для угла падения частицы, зарегистрированной выбранным сегментом детектора. Получаемый на энергетическом спектре пик от  $\alpha$ -частиц фиксированной энергии получается характерной размазанной формы, представленной на рис. 2.2.а, поскольку угол наклона в условиях простого набора всех сигналов с сегмента меняется в диапазоне от  $0^\circ$  до  $45^\circ$ . В результате коэффициент влияния  $E_{dead}$  варьируется в диапазоне  $1 \div 1.4$ .

Данное размазывание можно подавить, используя информацию с противоположной стороны детектора. Это можно сделать, отбирая для спектра только такие события, в которых на противоположной стороне только один сегмент имеет сигнал с амплитудой в области пика от  $\alpha$ -частицы. В этом случае величина угла наклона будет постоянной. В целях увеличения скорости набора, на практике для фиксации угла наклона в пределах выбранной точности выбирались события не только со срабатыванием выбранного сегмента с противоположной стороны, а одного сегмента из выбранной компактной группы. Полученные в линейном масштабе после применения этой процедуры спектры (рис. 3.3) показали, что от одного практически моноэнергетического источника на самом деле регистрируются два пика.

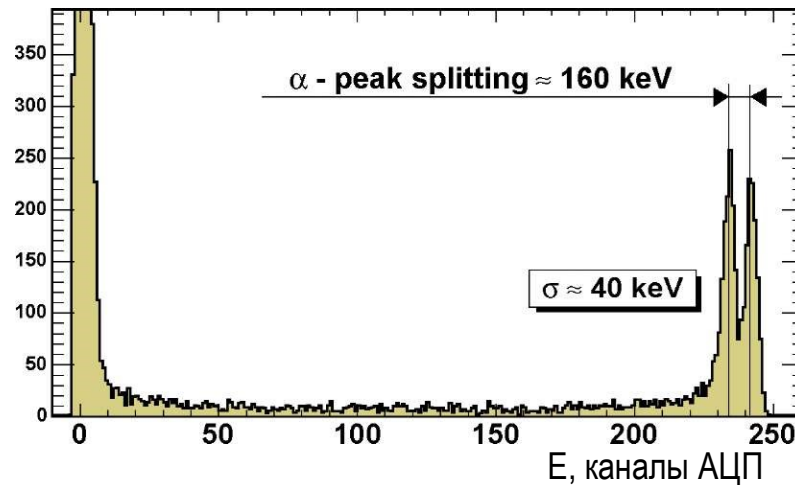


Рисунок 3.3. Характерный энергетический спектр при регистрации одним сегментом  $\alpha$ -частиц с фиксированным углом наклона от источника  $^{241}\text{Am}$ .

В результате обсуждения с компанией-изготовителем детекторов (Micron Semiconductor) этого неожиданного расщепления было выяснено, что на обеих чувствительных поверхностях детектора мертвый слой имеет двухуровневую структуру, показанную на рис. 3.4.а. Разница между уровнями в  $\sim 1$  мкм и приводит к расщеплению массива событий  $E_{dead}$  около 160 кэВ, а также, в прямой связи с этим, к расщеплению и  $E_{meas}$ .

В предыдущем разделе говорилось, что  $E_{meas}$  может быть описана функцией  $k \cdot f(N_{ADC})$ , где  $f(N_{ADC})$  многочлен, а  $k$  это коэффициент масштабирования. Величина  $E_{dead}$  может быть рассчитана по информации о начальной энергии  $\alpha$ -частицы  $E_{ini}$  и толщине мертвого слоя  $d$ , поэтому функция расчета  $E_{dead}$  может быть описана как  $L(E_{ini}, d)$ .

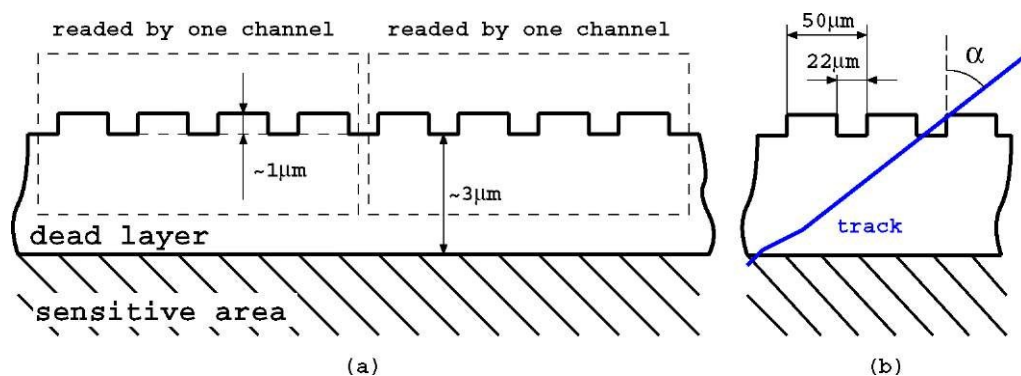


Рисунок 3.4:а) Схема структуры мертвого слоя на поверхности детектора ВаВаг-IV типа; б) иллюстрация эффекта тени от элементов структуры мертвого слоя при больших углах наклона.

В условиях вакуума сумма  $E_{meas}$  и  $E_{dead}$  равна величине начальной кинетической энергии частицы  $E_{ini}$ :

$$E_{ini} = k \cdot f(N_{ADC}) + L(E_{ini}, d) \quad (3.3)$$

**Таблица 3.1:** Линии спектров использованных источников  $\alpha$ -частиц  
(данные взяты из [17], см. также [18]).

Источник	Энергия, МэВ	Относительная интенсивность, %	Комментарий
$^{244}\text{Cm}$	5.805	76.7	-
	5.763	23.3	-
$^{241}\text{Am}$	5.486	86.0	-
	5.443	12.7	-
	5.388	1.3	отброшен из-за малого вклада

Поскольку структура мертвого слоя двухуровневая, то для ее описания требуется ввести в рассмотрение два значения толщины  $d_1$  и  $d_2$ , а для завершения калибровки измерительного элемента должны быть определены три величины:  $k$ ,  $d_1$  и  $d_2$ . Соответственно, система из трех уравнений типа 3.3 должна быть построена и решена.

Регистрация излучения от двух источников  $\alpha$ -частиц может быть применена для получения спектров, содержащих серию из четырех пиков при хорошем разрешении, что дает достаточно значений, чтобы построить такую систему. Из доступных источников были выбраны  $^{241}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Cm}$ , как комбинация с наиболее отстоящими друг от друга пиками. Однако ещё необходимо учесть, что каждый из этих источников излучает  $\alpha$ -частицы с некоторым расщеплением по энергии, как это показано в Таблице 3.1. Таким образом, для каждого пика в качестве аппроксимирующей функции была выбрана комбинация двух гауссианов, для которых взаимное расположение максимумов и их ширины были фиксированными в соответствии с Таблицей 3.1. На рис. 3.5 показано, как выглядит интегрирующая аппроксимирующая функция при регистрации  $\alpha$ -частиц от одного источника.

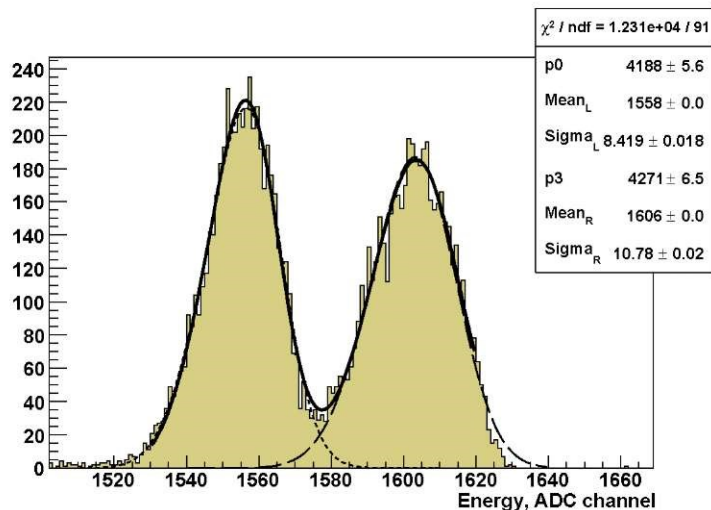


Рисунок 3.5. Спектр источника  $^{244}\text{Cm}$ . Функция для левого пика (сумма двух связанных гауссианов) отображена пунктирной линией. Штриховая линия отображает аналогичную функцию для правого пика. Интегрирующая функция обозначена сплошной линией.

В реализованной процедуре построения системы уравнений используются данные о положении максимума правого пика от источника  $^{241}\text{Am}$  и максимумов обоих пиков от  $^{244}\text{Cm}$  (уравнение с оставшимся левым пиком от  $^{241}\text{Am}$  зарезервировано для перекрестной проверки).

Теперь необходимо выразить явным образом функцию расчета энергетических потерь в мертвом слое  $L(E_{ini}, d)$ . В общем случае функция  $L(E_{ini}, d)$  может быть выражена в виде определенного интеграла функции Бете-Блоха [19] (стр. 24). Однако, такое выражение довольно сложно для использования в системе уравнений. Поэтому в частном случае (учитывая границы изменения толщин мертвого слоя и зная свойства материала) при сохранении достаточной точности была использована приближенная функция в виде полинома второго порядка. Для получения этого полинома были использованы модельные данные, поставляемые программным пакетом SRIM [20]. Пакет программ SRIM (Stopping Power and Range of Ions into Matter), использует полное квантово-механическое описание столкновений ионов и атомов, позволяет определить останавливающую способность вещества и длины пробега ионов (с энергией на нуклон в диапазоне 10 эВ÷2 ГэВ). Функция длины пробега  $\alpha$ -частиц в материале детектора показана на Рисунке 3.6.а, где точками обозначены результаты обработки данных SRIM, а отображенные метки погрешностей соответствуют полученным значениям разброса длин пробега. Согласно утверждению разработчиков SRIM[21], точность расчетов длин пробега находится в пределах нескольких процентов, что вполне удовлетворяет поставленной задаче. Однако при оценке разброса ионизационных потерь при

прохождении через тонкий слой вещества заявленная относительная погрешность SRIM может достигать 100%, особенно для тяжелых ионов. Поэтому для оценки энергетического разброса здесь и далее была выбрана теоретически обоснованная феноменологическая кривая Гейзенберга [22], представленная на Рисунке 3.6.б.

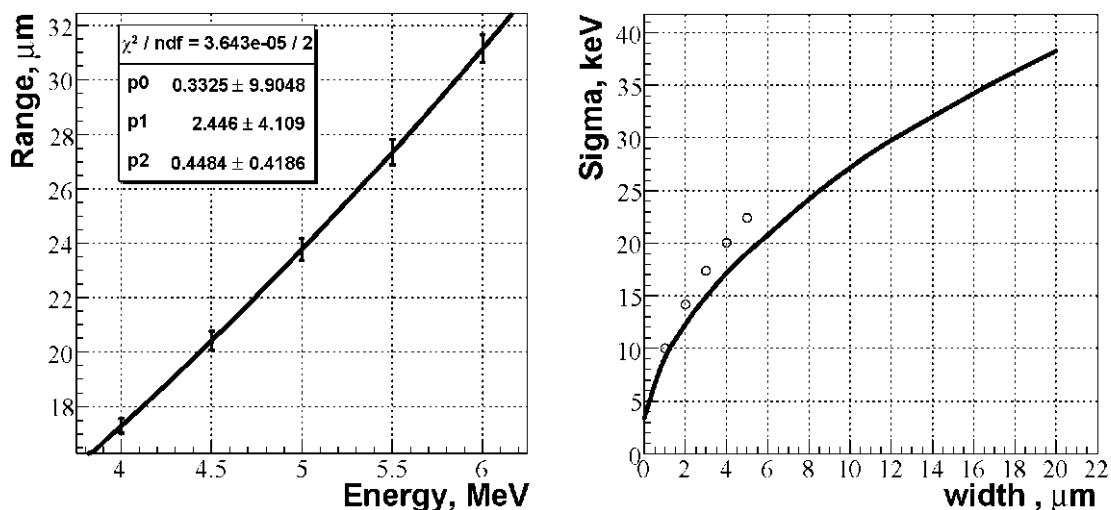


Рисунок 3.6. а) Данные SRIM зависимости длины пробега  $\alpha$ -частиц в кремнии (алюминии) от начальной энергии, а также аппроксимирующий полином;

б) Зависимость разброса потерь энергии  $\alpha$ -частицы от толщины слоя кремния, линия – кривая Гейзенберга, кружки – расчет SRIM.

Таким образом получен полином, определяющий зависимость длины пробега  $\alpha$ -частицы от ее начальной энергии в нужном диапазоне, а затем, используя обратную функцию, было получено достаточно простое аналитическое выражение искомой зависимости  $L(E_{ini}, d)$ , в результате чего была построена система уравнений.

Поскольку аналитическое решение получаемой системы нелинейных уравнений довольно нетривиальная процедура, то для решения был выбран численный метод. В этом методе уравнения сначала линейризуются, выражая функцию  $L(E_{ini}, d)$  как  $L(E)_{iter} \cdot d$ , где итератор  $L(E)_{iter}$  это значение удельных потерь энергии при текущем значении энергии частицы  $E$ . После линейризации система может быть решена аналитически и дает уточненное значение  $L(E)_{iter}$  для следующей итерации. Было установлено, что если рассматриваются слои кремния (или алюминия) с толщиной порядка 1-2 мкм, то на практике двух итераций уже достаточно для получения результатов с погрешностью описания  $L(E_{ini}, d)$  менее 0,01%.

Данный подход позволяет решить систему с такой же точностью и для больших толщин (например, 10 мкм). Для этого необходимо только априорно ввести смещение толщины  $d_{offset}$ . Пользуясь полученным ранее аналитическим выражением, величина потерь энергии  $L(E_{ini}, d_{offset})$  может

быть вычислена точно. Таким образом, если  $d_{offset}$  было выбрано достаточно близко к предполагаемому значению  $d$ , то искомым решением системы значение  $(d-d_{offset})$  снова будет находиться в диапазоне 1-2 мкм.

Результаты первого применения описанной процедуры представлены на Рисунке 3.7. Детектор толщиной 300 мкм (D2324\_5\_R5) был облучен источниками  $^{241}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Cm}$ , расположенными на расстоянии около 5,5 см от  $p$ -стороны. Рисунок 3.7.б показывает величины толщины мертвого слоя  $d_1$  и  $d_2$  отдельно для каждого чувствительного сегмента на  $p$ -стороне детектора. В этом расчете была применена коррекция эффекта увеличения эффективной толщины мертвого слоя в связи с увеличением угла наклона треков  $\alpha$ -частиц по направлению к краям детектора. Отображенные метки погрешностей указывают на отклонение расчетного значения  $d_2$  в ситуации искусственно введенного систематического разброса положения линий спектра  $^{241}\text{Am}$  на величину 1 канала АЦП. Такой сдвиг был сгенерирован с нормальным распределением, величина разброса (сигма) в 1 канал АЦП соответствует 3.7 кэВ по энергетической шкале. Можно увидеть, насколько данные расчеты чувствительны даже к небольшому изменению положения пиков.

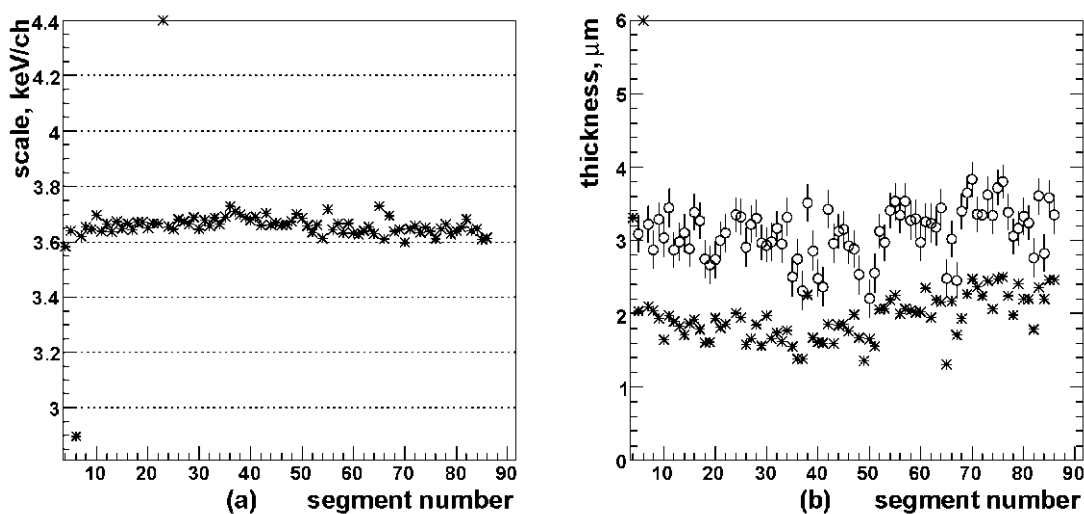


Рисунок 3.7. а) Расчетный коэффициент масштабирования отклика АЦП в единицы измерения энергии; б) Расчетные значения толщины мертвого слоя  $d_1$  обозначены звездами,  $d_2$  - кружками. Метки погрешностей  $d_2$  рассчитаны для описанного смещения спектров.

На Рисунке 3.7.а показаны расчетные коэффициенты перевода отклика из номера канала АЦП в электрон-вольты, информация представлена для номеров сегментов от 0 до 86. В использованном наборе данных для оставшегося на исследуемой стороне детектора десятка сегментов угол наклона треков оказался слишком велик ( $>30^\circ$ ). Вследствие этого области между ступеньками мертвого слоя оказались затененными (см. рис. 3.4.б), а правые пики от обоих источников на спектрах типа представленного на

рис. 3.5 оказались слишком искаженными для их корректной обработки. Также как и при расчете  $d_1$  и  $d_2$ , расчет коэффициентов масштабирования был проведен с коррекцией эффекта изменения угла наклона треков.

Таким образом, определение с помощью данной этапа калибровки коэффициента  $k$  (из уравнения 3.2) завершает калибровку измерения абсолютного значения энергии на уровне сегмента считывания и электронного тракта одного канала.

### 3.1.2 Энергетическое разрешение

Рассмотрим, какие факторы внесли вклад в неопределенность измерения энергии на описанном этапе калибровки с регистрацией  $\alpha$ -излучения.

Согласно спецификации использованного  $^{244}\text{Cm}$  источника неопределенность начальной энергии  $\alpha$ -частиц  $\sigma_{source}$  составляла 5 кэВ. Разброс энергетических потерь в мертвом слое на поверхности детектора  $\sigma_{dead}$  был 15 кэВ в соответствии с функцией Гейзенберга (см. рис. 3.6.б). Внутреннее разрешение электроники считывания  $\sigma_{electr}$ , проявившееся на спектрах в виде ширины пьедестала составило 2.2—2.4 каналов АЦП, что соответствует 7.5 кэВ. Для спектра на рисунке 3.5 угол наклона треков варьировался в диапазоне  $0^\circ$ — $10^\circ$ . Для целей оценки разрешения упомянутый разброс может быть интерпретирован как статистически независимая ошибка  $\sigma_{incl} \approx 7$  кэВ.

Если подсчитать суммарную ошибку, которую вышеперечисленные эффекты вносят в измерение ионизационных потерь энергии частицы в чувствительной зоне детектора

$$\sqrt{\sigma_{source}^2 + \sigma_{dead}^2 + \sigma_{electr}^2 + \sigma_{incl}^2} \cong 20 \text{ [кэВ]}, \quad (3.4)$$

то получается значение, близкое к ширине  $\alpha$ -пиков, приведенных на Рисунке 3.5. Разрешение  $\sigma_{peak}$   $\alpha$ -пиков составило 8.5 каналов АЦП, что соответствует 30 кэВ.

По результатам представленных исследований на уровне измерительного элемента можно сделать выводы, во-первых, что мертвый слой имеет вполне определенную толщину, с высокой точностью, остающуюся постоянной вдоль всей длины микрополосок. Было замечено, что правые  $\alpha$ -пики как правило более широкие и имеют не совсем гауссову форму, что толщина мертвого слоя между ступеньками несколько менее постоянна. Основной же вывод заключается в том, что достигнутое разрешение измерительного элемента уже вплотную подошло к пределу, который может быть в принципе достижим для данной конфигурации детекторов и электроники.



### ***Раздел 3.2 Реконструкция потерь энергии частицы в детекторе.***

На следующем этапе процедуры измерения энергии необходимо объединить данные измерительных элементов для того, чтобы для отдельной зарегистрированной частицы определить ее ионизационные потери в каждом сработавшем детекторе.

С одной стороны, если сигнал от частицы распределяется между несколькими элементами, их показания должны быть просуммированы. С другой стороны, рассмотрение полученной информации в совокупности позволяет улучшить точность измерений элементов по отдельности, корректируя влияние исследованных эффектов, которые описаны ниже.

#### **3.2.1 Интегрирование показаний измерительных элементов.**

При работе описываемой системы наиболее распространенной является ситуация, когда произведенный одной частицей и собираемый на одну сторону детектора электрический заряд распределяется между несколькими чувствительными сегментами. В самом простом случае заряд может быть распределен между двумя смежными сегментами, если частица проникает в зазор между ними. Рисунок 3.8а отображает распределение заряда (и его энергетического эквивалента) между двумя смежными сегментами при регистрации  $\alpha$ -частиц фиксированной энергии (от  $\alpha$ -источника).

На этом рисунке события с полным сбором заряда на одном сегменте видны в виде двух областей повышенной интенсивности (локусов) в окрестности амплитуд сигнала  $\sim 230$  каналов АЦП. События с двухсегментным распределением заряда наблюдаются вдоль прямой, под углом  $45^\circ$  и соединяющей эти локусы. Из этой картины можно сделать вывод, что даже если заряд распределен между несколькими сегментами, он собирается без существенных потерь. Таким образом, величина энергии, которую оставила частица в чувствительной области детектора, определяется простым суммированием измерений от всех сработавших по данному попаданию сегментов стороны детектора.

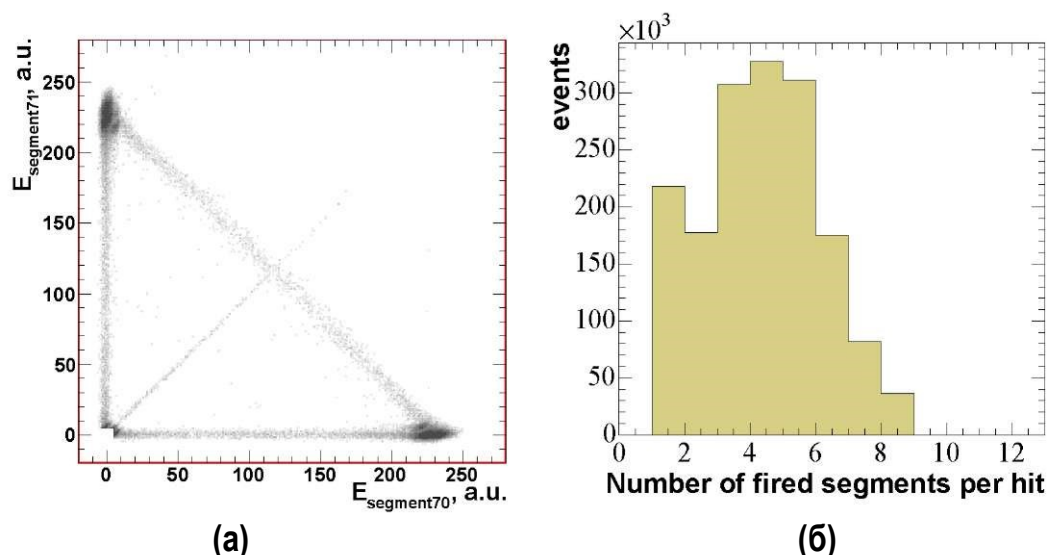


Рисунок 3.8. а) Измерение энергии одним элементом (сегмент 70) в сравнении с измерением от соседнего сегмента 71, регистрация  $\alpha$ -излучения;  
 б) количество сработавших от одной частицы сегментов (размер кластера) на одной стороне Si (Li) детектора.

Если трек частицы имеет достаточно большой угол наклона и длину пробега в детекторе, то заряд может распределиться между более чем двумя сегментами, особенно для относительно толстых Si(Li) детекторов. Для работы в условиях физического эксперимента пример т.н. "размера кластера"(количества сработавших на одну частицу сегментов на одной стороне детектора) представлен на Рисунке 3.8.б. Группа из смежных сработавших сегментов была названа «одномерным» хитом, потому что одна сторона детектора обеспечивает одномерную информацию о треках частиц. Впервые процедура определения хита была описана в работе [15]. В рамках данной процедуры для каждого элемента необходимо определить значения двух параметров, так называемые первичные и вторичные пороги. Если амплитуда сигнала элемента выше первичного порога, то декларируется существование хита, который включает сегмент данного элемента. Если же амплитуда сигнала данного элемента выше вторичного порога и элемент соседнего сегмента также сигнализирует о наличии хита, то утверждается, что этот смежный сегмент также должен быть включен в группу данного хита. Соответственно, под энергией хита подразумевается сумма величин энергий, измеренных с помощью всех сегментов хита.

В качестве значения первичного порога выбирается амплитуда сигнала на ширине пика  $3\sigma$  (рис. 3.9, данные те же, что и на рис.3.8.б). Значение вторичного порога выбиралось на ширине  $5\sigma$ . Как следствие, возможна ситуация, что если сегмент собрал заряд менее чем 300 кэВ энергетического эквивалента, то сигнал будет ниже вторичного порога и не будет учтен. С

другой стороны, значение вторичного порога не может быть выбрано очень низким. В случае заниженного порога возрастает как вероятность регистрации шума (например, перекрестных наводок) как полезного сигнала, так и вероятность смешивания двух хитов от различных частиц в один хит.

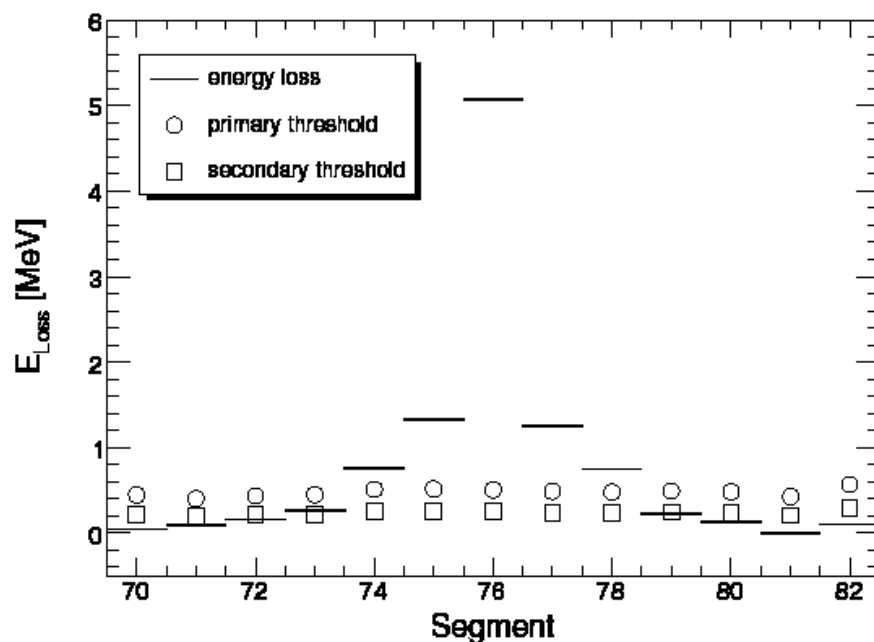


Рисунок 3.9. Амплитуды сигналов (в единицах энергии) от сегментов номер 70—82 одной стороны Si(Li) детектора. Кружками показаны значения первичных порогов поиска одномерного хита от одной частицы, квадратами — значения вторичных порогов.

Неоднозначность может быть заметно снижена сравнением энергии хита на одной стороне детектора с энергией соответствующего хита с другой стороны. На рис. 3.10 показано такое сравнение на экспериментальных данных. В качестве критерия соответствия хитов попаданию одной и той же частицы было выбрано следующее условие. Если разница между энергиями хитов была меньше или равна  $6\sigma$  от пика пьедестала, то хиты отмечаются как соответствующие, включая и тот случай, когда у одного хита имеются два соседних пропущенных сегмента с амплитудами сигнала ниже вторичного порога. Если разность энергии более чем на  $6\sigma$ , то совпадение энергий хитов признается случайным. Коррекция неопределенности от подпороговых сигналов заключается в том, что если найдена пара соответствующих хитов, то в качестве реального значения энергетических потерь частицы в чувствительной области детектора признается наибольшее значение из двух энергий хитов. Сочетание этих «одномерных» хитов обозначается как «двумерный» хит, который содержит информацию о энергетических потерях частицы, и о координатах ее трека в детекторе.

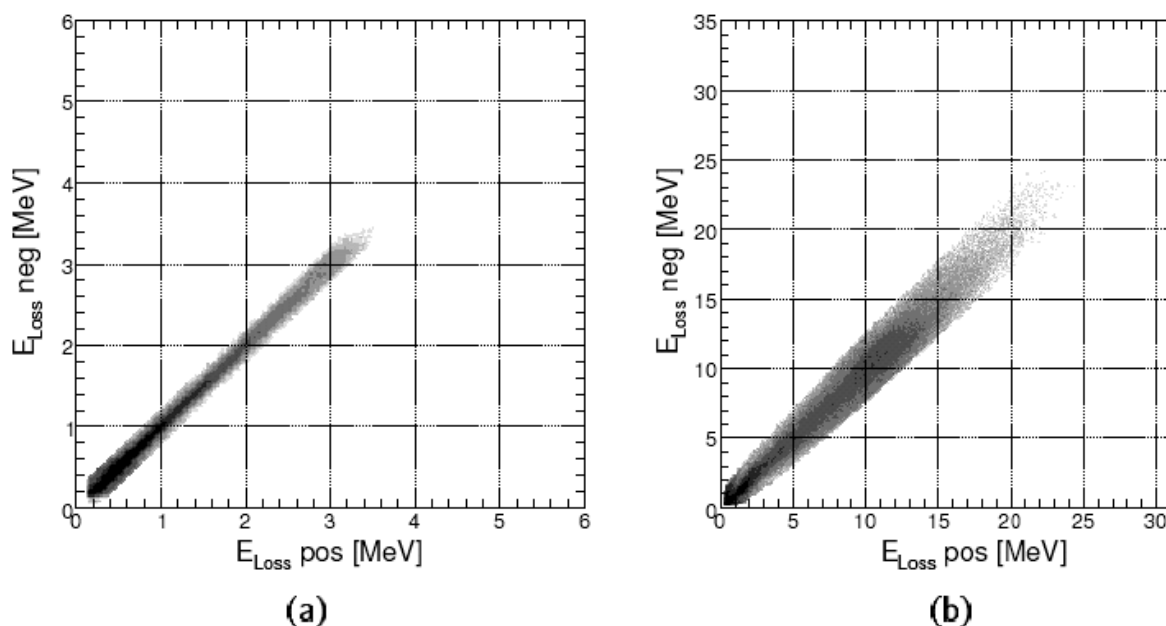


Рисунок 3.10. Сравнение энергии хитов с разных сторон детектора:  
 а) 300 мкм детектор; б) 5 мм детектор, Si(Li).

### 3.2.2 Использование полной информации для коррекции измерений в канале

#### Коррекция перекрестных наводок в каналах электроники

В подразделе 2.2.1 упоминалось, что величина данных перекрестных наводок зависит от настроек электроники, от амплитуды входящих сигналов, а также от временного промежутка между началом цикла считывания в канале и началом цикла преобразования в АЦП. Поскольку сигнал запуска АЦП генерируется практически в самом конце цикла считывания, то рассматриваемый промежуток времени может быть определен как длительность цикла считывания.

При анализе отклика на тестовые импульсы было установлено, что существует прямая связь между амплитудой сигнала сработавшего канала и амплитудой наведенного сигнала в соседнем канале (рис. 3.11). Показано, что в широком диапазоне амплитуд их соотношение практически не меняется.

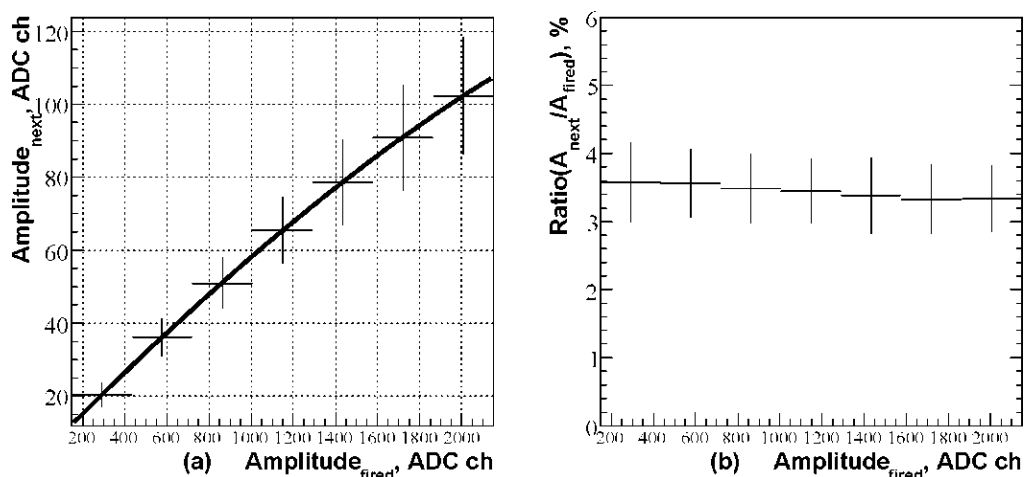


Рисунок 3.11. а) Амплитуда отклика канала и амплитуда следующего опрошенного канала; б) отношение этих амплитуд в зависимости от амплитуды тестового.

Рис. 3.12.а показывает, что т.н. коэффициент «наводка/сигнал» практически одинаков для всех каналов на одной плате. На этом рисунке отображены результаты для платы VA32TA2, частота считывания 5 МГц, или такт – 200 нс (именно такая частота была выбрана для последующей работы). Только в первом и в двух последних каналах каждой 32-канальной микросхемы на плате обнаруживаются наводки, несколько отличающиеся от стандартных. Причина заключается в том, что крайние каналы имеют нестандартные длительности циклов считывания — короче или длиннее стандартных на 2 такта системного времени (40 нс). На Рисунке 3.12.б продемонстрирована зависимость коэффициента «наводка/сигнал» от длительности цикла считывания. Показанные результаты позволяют в качестве причины эффекта данных наводок указать на неполноту разрядки (за конечное время) емкостей в электронике.

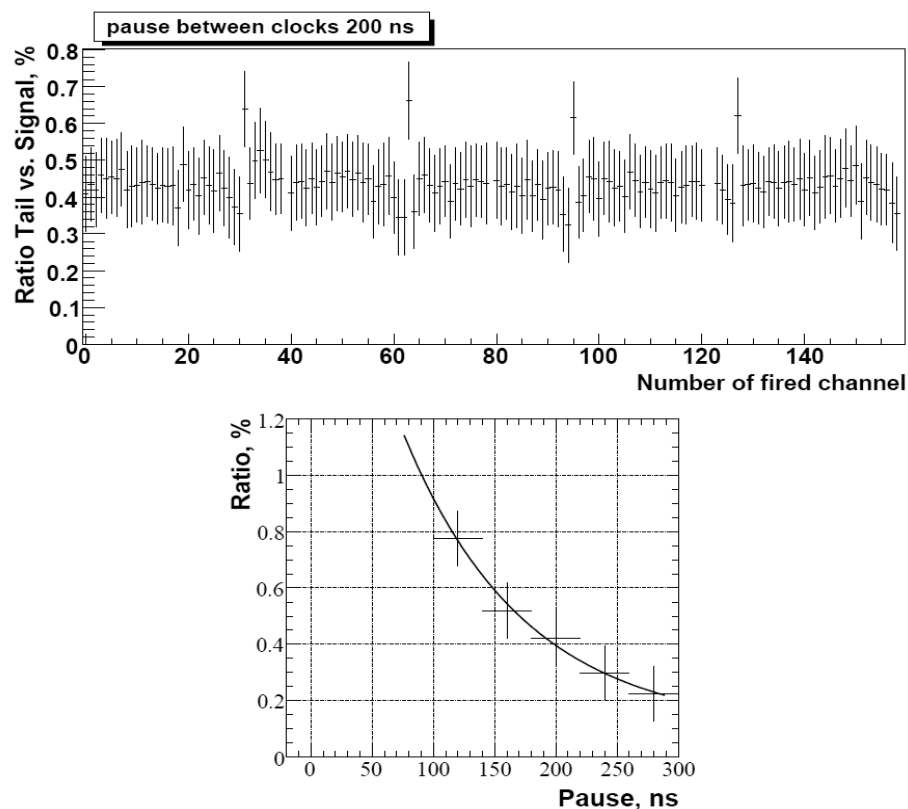


Рисунок 3.12. а) Обратное отношение амплитуды отклика в канале, с тестовым импульсом, к амплитуде отклика в следующем канале. Показано для всех каналов платы, номера 0-159. Ширина распределения представлена в виде отметок погрешности. б) Зависимость относительной перекрестной наводки (усредненная величина по всем каналам на плате) от длительности цикла считывания.

Получаемые для каждого канала по время внутренней калибровки коэффициенты «наводка/сигнал» сохраняются в файл формата XML, описывающие свойства каждого калибруемого измерительного элемента. После этого сохраненные коэффициенты можно использовать для коррекции эффекта перекрестных наводок электроники. Для коррекции показаний одного измерительного элемента достаточно из полученной величины вычесть величину, полученную предыдущим в цикле считывания элементом, умноженную на соответствующий коэффициент «наводка/сигнал».

### Коррекция перекрестных наводок в сегментах детектора

Другим обнаруженным типом перекрестных наводок, такого же порядка малости, являются наводки не между каналами электроники, а между сегментами детекторов. Данный эффект показан на Рисунке 3.13. Эти наводки проявляются лишь для редких, единичных детекторов. Поэтому самым простым способом избежать данных наводок является отбраковка детекторов.

## Коррекция сдвига базовой линии

От события к событию положения пьедесталов электроники каждый раз смещаются на некую единую, общую величину. Усредненная позиция пьедестала варьируется в границах  $\{-50 \text{ кэВ}, 50 \text{ кэВ}\}$  в энергетическом эквиваленте для детекторов ВаВаг-IV типа. Для Si(Li) детекторов границы изменения  $\{-120 \text{ кэВ}, 120 \text{ кэВ}\}$ . Для того чтобы скорректировать влияние данного эффекта (который известен как сдвиг базовой линии, *Common Mode shift*) при измерении энергетических потерь, применен ряд офлайн и онлайн программных процедур. Предложенные в [15] два подхода для расчета единого для целой стороны детектора смещения показаний измерительных элементов улучшают внутреннее разрешение электроники (которая проявляет себя как ширина пьедесталов) примерно в 3 раза.

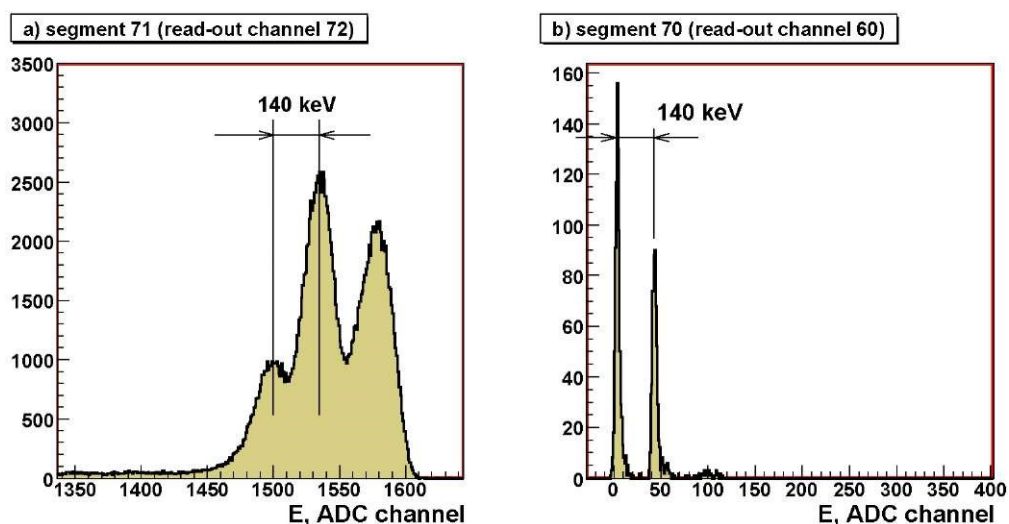
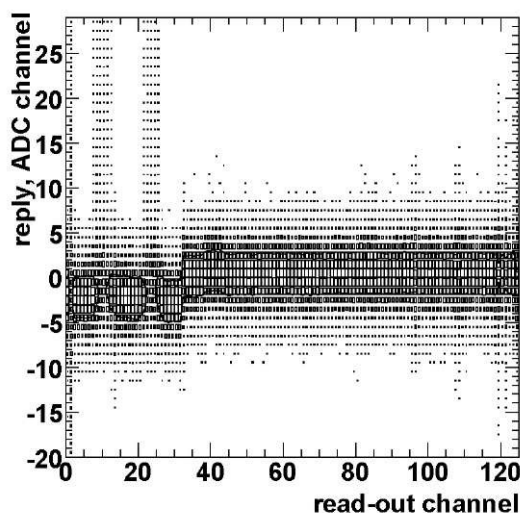
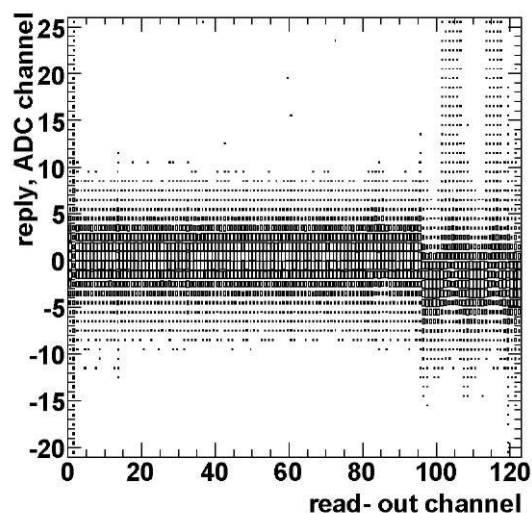


Рисунок 3.13. Иллюстрация наводок между сегментами: а) Спектр сегмента номер 71 (его отклик был выбран для сигнала запуска); б) наводка от сегмента 71 в спектре смежного сегмента, справа от пьедестала. При учете наводок в обоих смежных сегментах (номер 70 и 72), в спектре сегмента 71 пик слева от вышеописанных  $\alpha$ -пикулов также исчезает.

Однако применение более чувствительных (12-битных) АЦП показало, что данное смещение не совсем одинаково для всех элементов одной стороны детектора. Коррекция сдвига базовой линии была применена для данных, показанных на двумерных гистограммах рис. 3.14. На этих гистограммах хорошо видно наличие систематического сдвига от общего значения вниз на 2-3 деления АЦП (7-10 кэВ энергетического эквивалента) положения пьедесталов для одной из пяти 32-канальной микросхем. Данный сдвиг наблюдается для микросхемы, которая содержит канал, выработавший сигнал.



(a)



(б)

Рисунок 3.14. Пьедесталы каналов одной платы, после применения коррекции смещения базовой линии. а) Событие, когда выработал сигнал канал первой микросхемы на плате (номера каналов 0-31); б) событие с сигналом третьей микросхеме (номера 96-127).

После соответствующей калибровки коррекцию данного систематического отклонения можно провести на уровне программного обеспечения. Однако если на аппаратном уровне ввести коррекцию сдвига базовой линии не для платы целиком, а для каждой микросхемы отдельно, то влияние данного смещения автоматически корректируется.

### Коррекция функции отклика нестандартных сегментов

Изучение откликов от нестандартных сегментов по описанному в разделе 2.1.2 типу «полуамплитуда», в совокупности с одновременными откликами элементов, содержащих смежные сегменты, показало, что такие «полу-амплитудные» элементы можно полноценно использовать при соответствующей корректировке. На рис. 3.15 отображены данные регистрации  $\alpha$ -частиц фиксированной энергии «полу-амплитудным» сегментом и его соседом, включая случаи распределения заряда между обоими сегментами. Сравнивая с рис. 3.8, можно сделать вывод, что электрический заряд нормально собирается на «полу-амплитудные» сегменты. Во-первых, не существует каких-либо особенностей распределения заряда между сегментами. Во-вторых, отклик «полу-амплитудного» элемента на всем отображаемом диапазоне изменения отличается от отклика стандартного элемента просто на постоянный множитель. Таким образом, достаточно ввести в функцию отклика «полу-амплитудного» элемента постоянный коэффициент пересчета, чтобы в



дальнейшей работе рассматривать данный элемент как вполне нормальный.

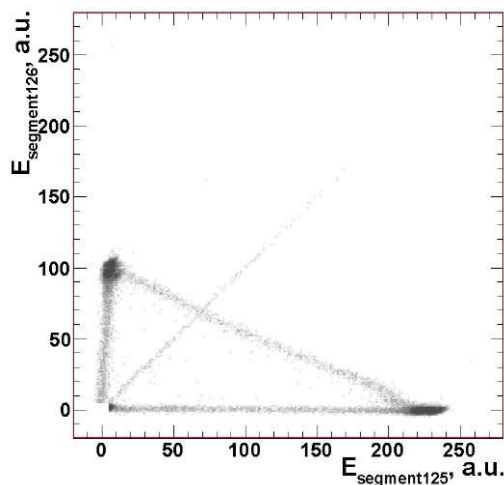


Рисунок 3.15. Измерение энергии «полу-амплитудным» элементом (сегмент номер 126) в сравнении с измерением стандартным элементом (смежный сегмент 125), регистрация  $\alpha$ -излучения источника.

### ***Раздел 3.3 Использование метода для телескопа в целом.***

#### ***Реконструкция начальной энергии продукта реакции.***

На уровне телескопа необходимо объединить отклики всех сработавших детекторов для восстановления начальной кинетической энергии регистрируемой частицы. Данную величину можно получить сложением ее измеренной части (ионизационные потери в чувствительных слоях) и ее скрытой части – потери в мертвых слоях. Кроме того, возможно наличие отличного от нуля остатка энергии для пролетных частиц.

#### **3.3.1 Реконструкция потерь в мертвых слоях**

Телескоп детекторов системы КТТ отслеживает треки частиц, в частности, может быть получена информация об углах наклона трека частицы (угол  $\alpha_0$  на рис. 3.16).

Если тип частицы определен (методы идентификации описываются в подразделе 4.3.2), то знание угла наклона и толщин всех мертвых слоев ( $d_{cell}$ ,  $d$ ,  $d_{Si(Li)}$  на Рисунке 3.16) позволяет восстановить величину общих потерь энергии частицы в мертвых слоях  $E_{dead}$ . Конструкция телескопа системы КТТ практически исключает любые другие значимые энергетические потери в мертвых слоях (например, в элементах механической конструкции). В разработанном методе восстановления  $E_{dead}$  применяется описанная в 3.1.1 приближенная функция  $L(E, d)$ , в которую подставляются ранее определенные величины толщины мертвых слоев и измеряемые значения энергетических потерь частицы в чувствительных слоях детекторов  $E_{m1}$ ,  $E_{m2}$ ,

$E_{m3}$ . Значение  $E_{dead}$  варьируется в пределах от 50 кэВ до 150 кэВ для протонов с начальной кинетической энергией  $E_{ini}$  от 5 до 25 МэВ. Таким образом, величина этих потерь находится на уровне нескольких процентов от начальной энергии.

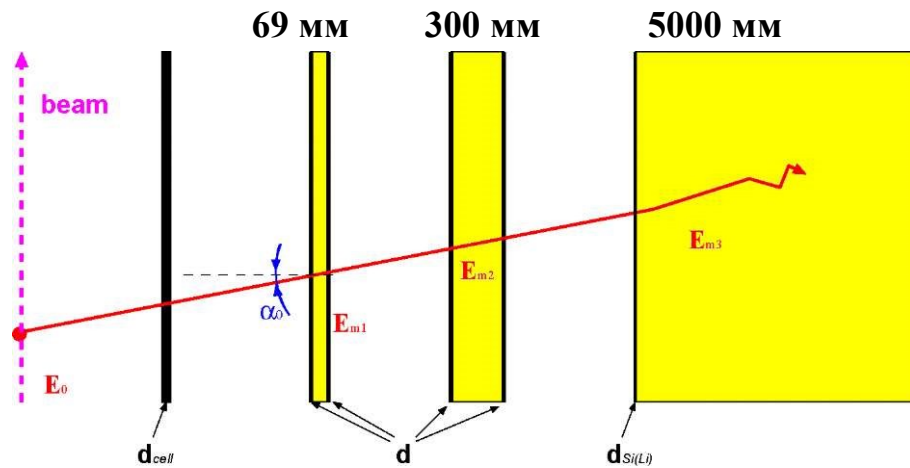


Рисунок 3.16. Схема мертвых слоев и чувствительных зон детекторов телескопа КТТ.  $d_{cell}$  – толщина стенки накопительной ячейки газовой мишени (30 мкм),  $d$  – толщина мертвого слоя детекторов ВаВаг-IV типа,  $d_{Si(Li)}$  – толщина мертвого слоя Si(Li) детектора (1 мкм).

Средние значения потерь энергии, а также разброс потерь в мертвых слоях детекторов ( $\sigma^{strag}_{dead}$ ) и в стенке накопительной ячейки мишени ( $\sigma^{strag}_{wall}$ ) представлены в Таблице 3.2. Расчет разброса описан в Приложении В. Данные приведены для протонов и дейтронов различных энергий  $E_{ini}$  для разных углов наклона трека ( $\alpha_0=0^\circ$  или  $45^\circ$ ).

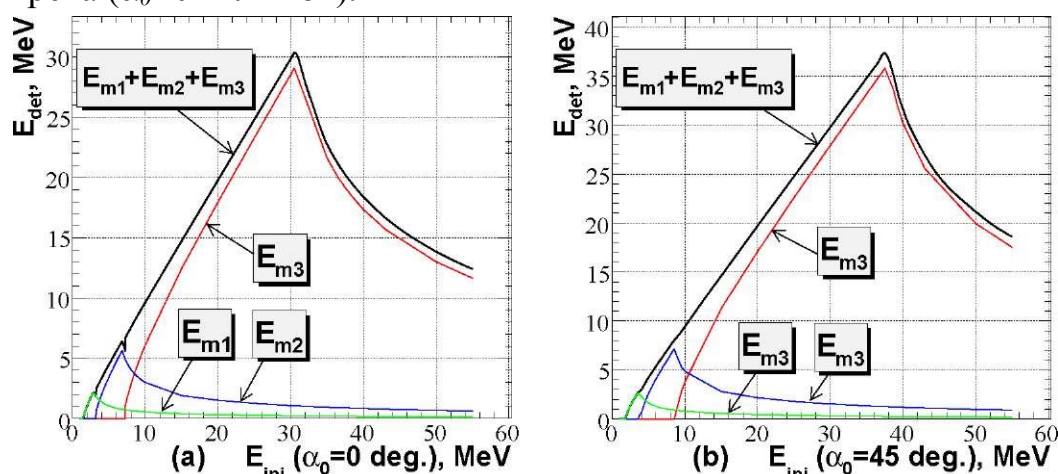
**Таблица 3.2:** Средние значения потерь энергии и их разброс (стрегглинг) в мертвых слоях.

Частица, Угол ( $\alpha_0$ )	$E_{ini}$ , МэВ	$E_{wall}$ , кэВ	$\sigma^{strag}_{wall}$ , кэВ	$\sigma^{strag}_{dead}$ , кэВ
$p, 0^\circ$	5.	474	17	10
	15.	177	17	12
	25.	121	17	12
$p, 45^\circ$	5.	608	21	12
	15.	251	21	13
	25.	172	21	13
$d, 0^\circ$	5.	.	17	10
	15.	.	17	12

Однако существует один фактор, заметно увеличивающий ошибку восстановления  $E_{dead}$ . Как показано на рис. 3.4.a, считывающий сегмент на поверхности детектора объединяет четыре микрополоски. Вследствие этого нет возможности определить, через мертвый слой какой именно толщины,  $d_1$  или  $d_2$ , прошла частица. Это приводит к ошибке в определении  $E_{dead}$  порядка 20%. Единственным способом здесь может быть изменение топологии детекторов с заменой объединения стрипов одним широким без какой-либо структуры мертвого слоя.

### 3.3.2 Полная кинетическая энергия.

Если продукт реакции был остановлен в телескопе, то величина его начальной кинетической энергии  $E_{ini}$  равна сумме измеренных значений потерь  $E_{m1}$ ,  $E_{m2}$ ,  $E_{m3}$  и восстановленного значения потерь в мертвых слоях  $E_{dead}$ . На рис. 3.17 продемонстрирована возможность пересчета  $E_{ini}$  из набора  $E_{m1}$ ,  $E_{m2}$ ,  $E_{m3}$  (в частности, из суммы  $E_{m1}+E_{m2}+E_{m3}$ ) для двух значений угла наклона трека ( $\alpha_0=0^\circ$  или  $45^\circ$ ).



**Рисунок 3.17. Зависимость энергетических потерь протона в чувствительных зонах  $E_{m1}$ ,  $E_{m2}$ ,  $E_{m3}$  от начальной его энергии для углов наклона: а)  $\alpha_0=0^\circ$ ; б)  $\alpha_0=45^\circ$ . Расчет с помощью SRIM.**

Точность восстановления  $E_{ini}$  зависит от величины разброса энергетических потерь в мертвых слоях. Как было показано выше, данный разброс невелик и несильно меняется при изменении величин  $E_{m1}$ ,  $E_{m2}$ ,  $E_{m3}$ . Это позволяет считать, что разброс энергетических потерь внутри чувствительных зон детекторов просто лишь перераспределяет энергию между величинами  $E_{m1}$ ,  $E_{m2}$ ,  $E_{m3}$  и не ухудшает точность определения  $E_{ini}$ .

Считая, что величины разрешения  $\sigma_{E1}$  и  $\sigma_{E2}$  составляют по 30 кэВ каждая для  $E_{m1}$  и  $E_{m2}$  соответственно, можно оценить точность восстановления  $E_{ini}$  для протонов начальных энергий около 5 МэВ и имеющих приблизительно параллельный оси телескопа трек ( $\alpha_0 \sim 0^\circ$ ) следующим образом:

$$\sqrt{\sigma_{Em1}^2 + \sigma_{Em2}^2 + \sigma_{Em3}^2} = 47[\text{кэВ}], \text{ или } 0.94\% \text{ от } E_{ini}$$

Если же частица не останавливается, а проходит сквозь все детекторы телескопа, то уносимая часть ее энергии определяется также с помощью набора величин  $E_{m1}$ ,  $E_{m2}$ ,  $E_{m3}$ . В разработанном методе и для случая остановленных, и для случая пролетных частиц, для восстановления  $E_{ini}$  применяется приближенная функция  $F(E_{m1}+E_{m2}+E_{m3})$ . Данная функция была получена аппроксимацией данных, полученных с помощью пакета SRIM. Она содержит две различные аналитические функции для двух диапазонов  $E_{ini}$ .

Для пролетных частиц не только разброс потерь (стрегглинг) в мертвых слоях влияет на точность восстановления  $E_{ini}$ , но также и разброс потерь в чувствительных зонах детекторов. В качестве верхнего предела этих разбросов для пролетных протонов и дейтронов можно считать представленные в Таблице 3.3 значения общей энергии стрегглинга, с увеличением  $E_{ini}$  влияние стрегглинга падает.

**Таблица 3.3:** Суммарный разброс энергетических потерь для протонов (дейтронов), при пролете насквозь с углами наклона трека  $0^\circ$  и  $45^\circ$ .

Частица, угол	$E_{ini}, \text{МэВ}$	$\sigma_{total}^{strag}, \text{МэВ}$	$\sigma_{total}^{strag}$ в % от $E_{ini}$
$p$ или $d$ , $0^\circ$	50.	0.24	0.5
$p$ или $d$ , $45^\circ$	50.	0.28	0.57

Точность  $\sigma_{rec}$  восстановления  $E_{ini}$  для пролетных протонов можно оценить следующим образом ( $\sigma_{E1}$ ,  $\sigma_{E2}$ ,  $\sigma_{E3}$  – разрешения детекторов):

$$\sigma_{rec} = \sqrt{\left(\frac{\delta F}{\delta E_{m1}}\right)^2 \cdot \sigma_{E1}^2 + \left(\frac{\delta F}{\delta E_{m2}}\right)^2 \cdot \sigma_{E2}^2 + \left(\frac{\delta F}{\delta E_{m3}}\right)^2 \cdot \sigma_{E3}^2 + \left(\frac{\delta F}{\delta(E_{m1}+E_{m2}+E_{m3})}\right)^2 \cdot (\sigma_{total}^{strag})^2},$$

где  $F$  – это упомянутая выше функция пересчета  $E_{ini}$  из суммы  $E_{m1}+E_{m2}+E_{m3}$ . В случае пролетных частиц величина  $E_{m3}$  имеет подавляющую значимость в данной сумме, следовательно, это наиболее значимый аргумент функции  $F$ . Учитывая это, последнее выражение можно в хорошем приближении (единиц %) аппроксимировать следующим образом:

$$\sigma_{rec} = \frac{\delta F}{\delta(E_{m1}+E_{m2}+E_{m3})} \cdot \sqrt{\sigma_{E3}^2 + (\sigma_{total}^{strag})^2} \quad (3.5)$$

Согласно этому уравнению, можно сделать вывод, что при значениях разрешения  $E_{m3}$  на уровне 100-200 кэВ относительная точность восстановления начальной кинетической энергии для протонов и дейтронов с

$E_{ini} < 60$  МэВ также не хуже, чем 1%. При более высоких начальных энергиях метод восстановления  $E_{ini}$  продолжает работать с понижением точности.

### **3.3.3 Точность измерения энергии телескопом**

Точность определения начальной кинетической энергии продукта  $E_{ini}$  при помощи телескопа системы КТТ ухудшается за счёт следующих факторов:

- ошибки восстановления, обусловленные наличием мертвых слоев, а также наличием неизмеренного уносимого остатка энергии у пролетных частиц, этот фактор обсуждался в 3.3.1;
- ошибки измерения энергетических потерь частицы в детекторах, этот фактор обсуждался в 3.1.2 и 3.2.1;
- искажения, вносимые нерегулярностями некоторых каналов считывания и сегментов детекторов, этот фактор обсуждался в 3.2.2.

Как было показано, например, в 3.2.2, вносимая первыми двумя факторами неопределенность находится на уровне всего 1% от начальной энергии частиц. Третий же фактор можно интерпретировать как лишь некоторое сокращение области энергетической чувствительности (аксептанса) телескопа системы КТТ. Исследования показали, что только около 1% сегментов детекторов с подключенными к ним каналами считывания следует признавать абсолютно нерабочими. Остальные обнаруженные нерегулярности различных типов некоторые нерегулярности могут быть полностью устранены, и лишь небольшая часть вносят добавочную ошибку на уровне нескольких процентов.

Кроме того, в данном разделе было показано, какое большое количество компонент телескопа задействуется при определении энергии одной частицы. Поэтому обеспечение и многоуровневый контроль полноценной работоспособности всех этих компонентов необходимы для эффективного измерения энергии и времени. Также важно контролировать стабильность характеристик системы по измерению энергии в ходе эксперимента. Ранее упомянутая процедура регистрации излучения от  $\alpha$ -источника, установленного вблизи каждого телескопа КТТ на установке ANKE, обеспечивает возможность такого контроля.

## ***Раздел 3.4 Результаты проверки метода в условиях эксперимента***

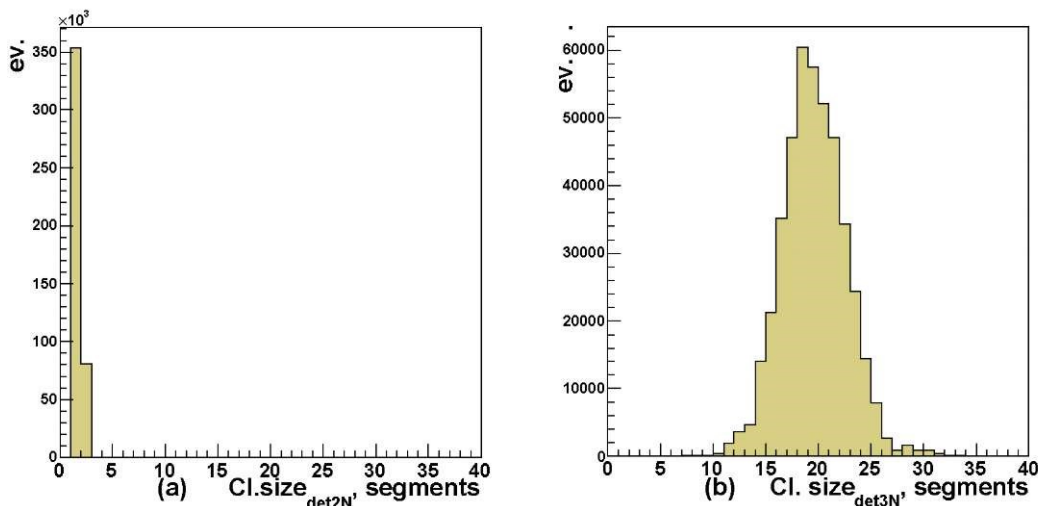
### **3.4.1 Краткое описание условий эксперимента ANKE**

Все представленные здесь результаты получены на данных эксперимента ANKE января 2007 года, если иное не указано в явном виде. В

эксперименте  $\vec{p}\vec{d} \rightarrow p_{\text{spec}}pn$  «Charge-Exchange Reaction with Polarized Beam and Target» Proposal #172 с поляризованным пучком дейтронов (импульс 2.435 МэВ/с) и поляризованной газовой протонной мишенью был использован один телескоп КТТ, содержащий три детектора. Здесь и далее первым будет именоваться детектор, расположенный ближе всего к мишени. Первый (69 мкм толщины) детектор и второй (300 мкм толщины) детекторы были *VaBar-IV* типа, третий детектор (5 мм) был *Si(Li)* типа.

### Типичный размер кластера одномерного хита

Как это было упомянуто в подразделе 3.2.1, размером кластера (одномерного) хита было названо количество сработавших на одну частицу сегментов на одной стороне детектора. Распределение записанных в эксперименте событий по размеру кластера для 300-мкм и для 5-мм детекторов показано на рис. 3.18.



**Рисунок 3.18. Эксперимент ANKE #172.0. а) Размер кластера 2-го детектора; б) Размер кластера 3-го детектора.**

В соответствии с этим распределением было установлено, что типичный размер кластера для детекторов *VaBar-IV* типа, обычно составляет 1—2 сегмента. А что касается детектора *Si(Li)* типа, то типичный размер кластера значительно увеличился по сравнению с результатами, полученными на предшествующих измерениях (рис. 3.8.б). Данное увеличение было обусловлено переходом на иную схему считывания: в текущей версии *Si(Li)* детекторов между сегментами были введены дополнительные конденсаторы емкостью  $\sim 7$  пФ. В результате, собранный на несколько сегментов электрический заряд распределялся между 10-30 каналами. Рисунок 3.19 показывает, что размер кластера *Si(Li)* детектора зависит как от величины собранного заряда, так и от угла наклона трека частицы  $\alpha_0$ .

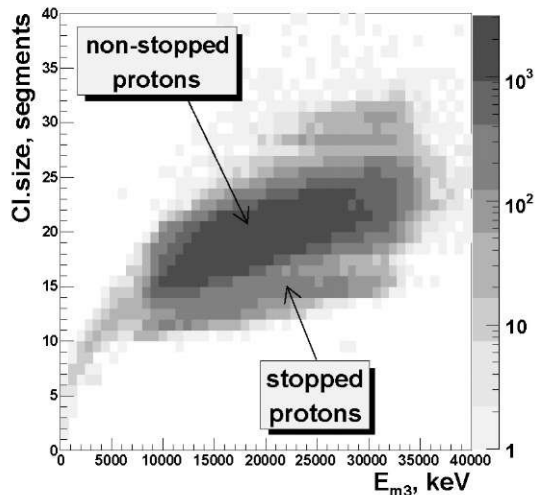


Рисунок 3.19. Эксперимент ANKE #172.0, распределение размера кластеров Si(Li) в зависимости от выделенной энергии. Две интенсивные области видны на этом распределении: одна от остановившихся упруго рассеянных протонов (угол  $\alpha_0$  от  $4^\circ$  до  $13^\circ$ ), другая от пролетных протонов ( $\alpha_0$  от  $13^\circ$  до  $20^\circ$ ).

### 3.4.2 Калибровка измерения абсолютной величины энергии.

Регистрация продуктов референсной реакции (упругое рассеяние  $pd \rightarrow pd$ ) обеспечила возможность точной привязки показаний электроники системы КТТ к абсолютному значению кинетической энергии зарегистрированных продуктов реакции.

В данном эксперименте для считывания с р-стороны первого и второго детекторов была применена электроника на базе МАТЕЗ микросхемы, а для считывания с п-сторон на базе VA32TA2 микросхемы. Для электроники на разных типах микросхем независимо друг от друга были проведены внутренняя калибровка, а также определение коэффициента  $k$  (3.2) нормировки номинального значения входных емкостей каналов электроники. После проведения данных этапов калибровки, отклик от одной частицы с одной стороны детектора сравнивался с соответствующим откликом с противоположной стороны.

Для формализации сравнения, полученные двумерные гистограммы распределений событий сворачивались в одномерные и аппроксимировались различными функциями. Данное сравнение показало, что, во-первых, получаемые с разных сторон детекторов значения пропорциональны друг другу. Во-вторых, коэффициенты пропорциональности очень близки к 1 (см. таблицу 3.4). Что касается измерения энергии третьим детектором телескопа, считывание с обеих сторон было реализовано на однотипной электронике VA32TA2, то в пределах погрешности измерения можно говорить о полном совпадении откликов.

**Таблица 3.4:** Коэффициент пропорциональности откликов с n-стороны и с p-стороны ( $E_n/E_p$ ) каждого детектора исследуемого телескопа.

Номер детектора	Коэфф. пропорц.	Тип подключенной электроники на разных сторонах
первый	1.047	VA32TA2 / МАТЕЗ
второй	1.026	VA32TA2 / МАТЕЗ
третий	1.00	VA32TA2 / VA32TA2

Для компенсации разницы между откликами величины отклика с p-сторон далее умножались на приведенные коэффициенты пропорциональности. Причина обнаруженной разницы кроется в том, что реальная входная емкость электроники считывания несколько отличается от номинального значения. На рис. 3.20 для трех детекторов представлены сравнения откликов с противоположных сторон после проведенной компенсации.



Проведенного этапа калибровки уже достаточно, чтобы метод измерения энергии позволял проводить идентификацию типа частиц, в частности протонов, с хорошим запасом точности (рис. 3.21). Тем не менее, также показано, что вносимые детекторами дополнительные факторы приводят к некоторому отклонению полученной на данном этапе функции отклика от теоретических предсказаний. Среди этих факторов влияние емкости детектора и разброс времени сбора электрического заряда в детекторе. Анализируя представленный на рис. 3.21.a график, можно утверждать, что расстояние между срединным значением протонной ветви

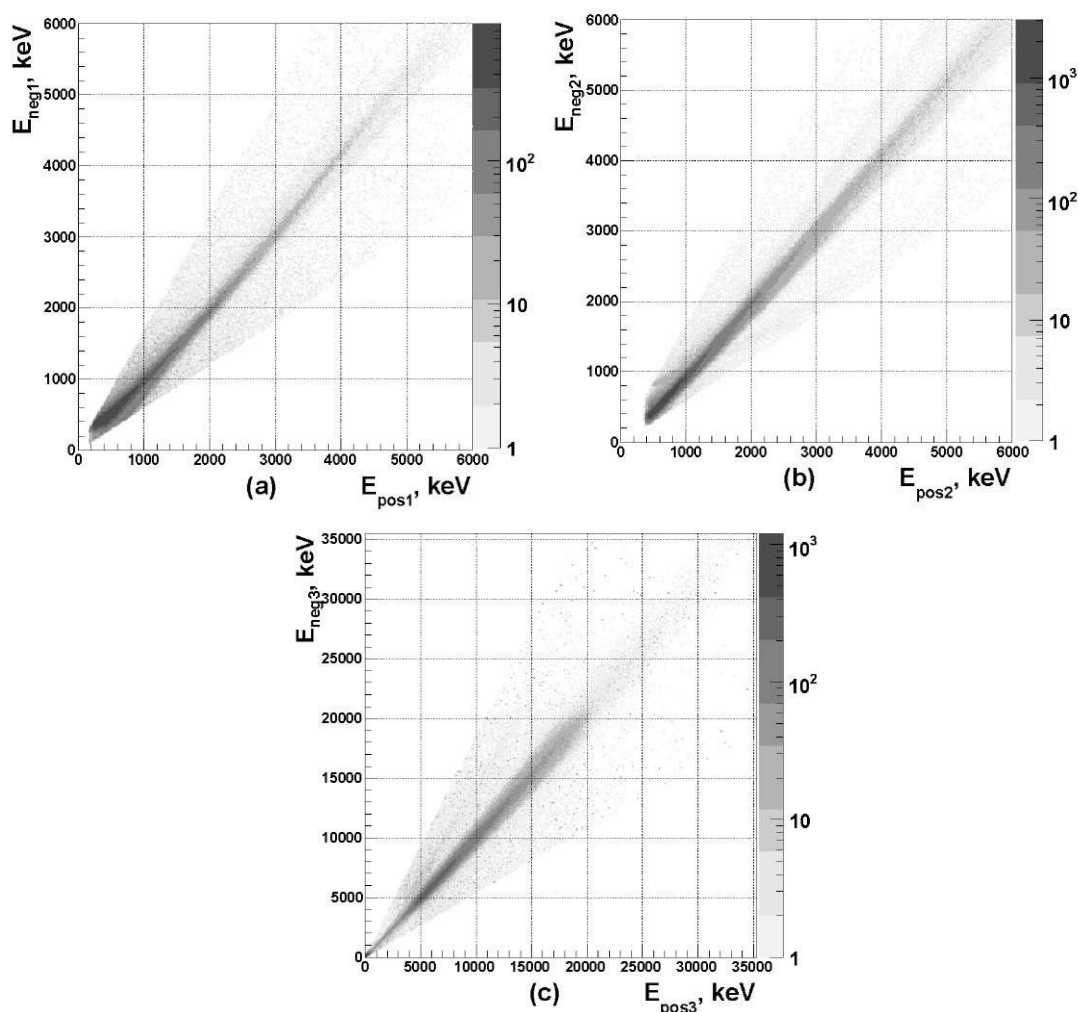


Рисунок 3.20. Сравнение измерений энергетических потерь противоположными сторонами детектора, после импульсной калибровки и коррекции входной емкости: а) для первого детектора; б) для 2-го детектора; в) для 3-го Si(Li) детектора.

событий и соответствующей ей теоретической кривой не превышает 200 кэВ. Отсюда следует, что относительное отклонение функции отклика не превышает 5% практически для всей области определения энергии первых двух детекторов ( $4 < E_{loss} < 9$  МэВ). Для третьего детектора отклонение заметно больше, поскольку он гораздо толще первых двух (5 мм). Учитывая

предполагаемую природу данного отклонения и анализируя рис. 3.21.б, можно сделать вывод, что полученная функция отклика третьего детектора и ее теоретическое предсказание пропорциональны друг другу с коэффициентом близким к  $\sim 1.7$ . Действительно, при введении соответствующего коэффициента относительное отклонение для комбинации измерений 2-го и 3-го детектора составляет менее 5%. В любом случае, для достижения точности измерения на уровне  $\sim 1\%$ , необходимо контролировать все эти отклонения, по меньшей мере, рассчитать упомянутый коэффициент пропорциональности с необходимой точностью. Для решения этой задачи необходимо использование дополнительного канала информации.

Таким образом, на следующем этапе калибровки нужно внести коррекцию в функцию отклика, регистрируя реальные частицы системой КТТ в составе экспериментальной установки. Величина энергетических потерь частицы в детекторе  $E_{loss}$  может быть определена для событий от реакции упругого рассеяния  $dp \rightarrow dp$ , если воспользоваться информацией от предварительно откалиброванной системы FD ANKE (передний детектор). А именно, измерение при помощи  $FD$  кинематических параметров вылетевшего вперед быстрого дейтрона позволяет однозначно определить параметры протона, регистрируемого системой КТТ.

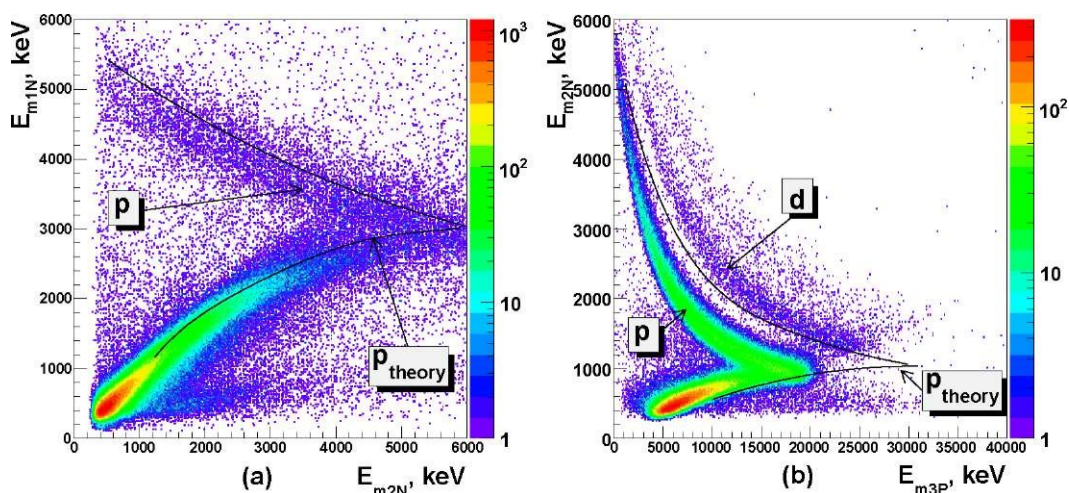


Рисунок 3.21. а) Корреляция измерений 1-го и 2-го детекторов с теоретической кривой, б) Измерение 2-ым и 3-им детектором.

Исследования показали, что наиболее точным является использование величины  $\theta_{FD}$ , измеряемого системой FD полярного угла вылета упруго рассеянного дейтрона по отношению к оси пучка. При этом приводится в соответствие  $E_{m3}$  (измеренное значение  $E_{loss}$  в третьем детекторе) с  $E_{rec3}$  (расчетное значение  $E_{loss}$  третьего детектора, определяемой при помощи кинематической зависимости от  $\theta_{FD}$ ). Система FD обеспечивает область

определения  $\theta_{FD}$  от  $0^\circ$  до  $8^\circ$  при точности измерений  $0.1^\circ$ . Процедура пересчета  $\theta_{FD}$  в  $E_{rec3}$  была реализована в два этапа.

Во-первых, используя генератор событий PLUTO [23], было смоделировано достаточное количество событий реакции  $dp \rightarrow dp$ , и была получена гистограмма корреляций  $\theta_{FD}$  с величиной начальной энергии протонов  $E_{ini}$  (рис. 3.22.а). Данную корреляцию хорошо описывает полином второго порядка, поэтому именно он был принят для определения  $E_{ini}(\theta_{FD})$  зависимости:

$$E_{ini}(\theta_{FD}) = -355.7 + 209.837 \cdot \theta_{FD} + 929.5469 \cdot \theta_{FD}^2, \text{ [кэВ]}$$

Во-вторых, по аналогии с описанной в подразделе 3.3.2 процедурой были определены функции для вычисления  $E_{m3}$  из  $E_{ini}$ , с использованием данных моделирования пакетом SRIM. При наборе статистических данных SRIM азимутальный угол  $\varphi$  протона без ограничения общности был принят равным нулю, было также учтено в соответствии с кинематическими зависимостями влияние изменения значения полярного угла протона  $\theta_{STT}$  в пределах области определения. При изучении сигнала от третьего детектора наиболее интересным диапазоном изменения  $E_{ini}$  протона является промежуток от 11 МэВ до  $\sim 65$  МэВ. На рис. 3.22.б средние значения корреляции величин  $E_{m3}$  и  $E_{ini}$  представлены в виде точек. Этот рисунок показывает, что в данном диапазоне зависимость  $E_{m3}(E_{ini})$  может быть с высокой точностью описана при помощи двух многочленов (один многочлен для остановленных в детекторе протонов, один для пролетных протонов).

Следует отметить, что при получении значения каждый раз необходимо уделять особое внимание возможному систематическому отклонению. Для каждого эксперимента с кластерной мишенью необходимо выбирать свою собственную калибровку  $\theta_{FD}$ .

Корреляция получаемых в результате вышеприведенных расчетов значений  $E_{m3}$  и  $E_{rec3}$  представлена на рис. 3.23. Показано, что с высокой точностью эти величины прямо пропорциональны. Введение корректирующей линейной функции компенсирует разницу между номинальным и реальным значением эффективной входной емкости электроники:

$$f() = p_0 + p_1 \cdot E_{m3}, C_{eff} / C_{nominal} = p_1;$$

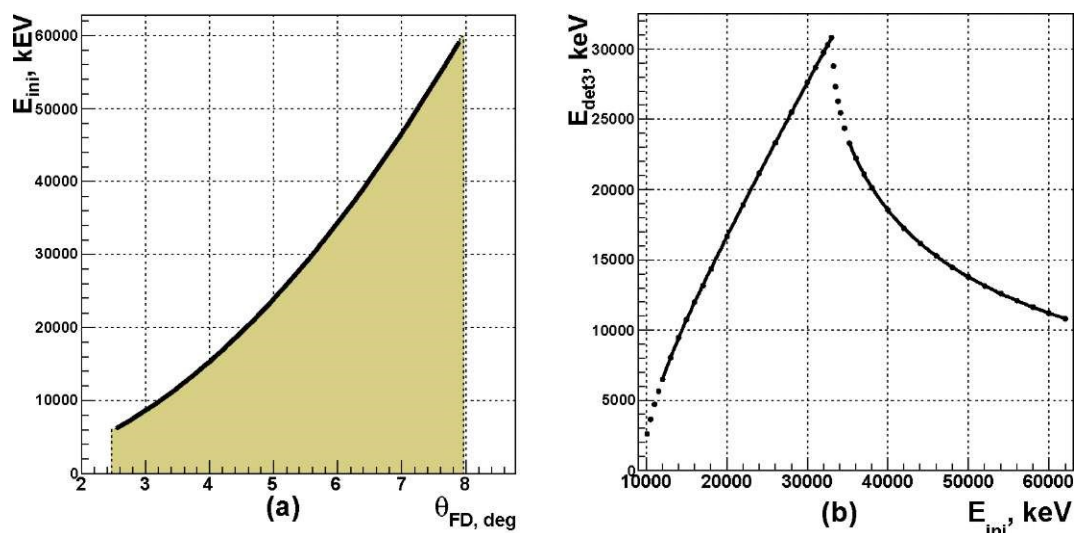


Рисунок 3.22. а) Зависимость  $E_{ini}$  от  $\theta_{FD}$  (PLUTO) представлена в виде закрашенной гистограммы, полином изображен сплошной линией; б) зависимость  $E_{m3}$  от  $E_{ini}$  (SRIM) представлена в виде точек. Две линии отображают полиномиальные функции для описания зависимости в случае остановленных протонов (слева) и пролетных протонов (справа).

Поскольку в данной процедуре протонной калибровки рассматриваются только частицы с  $E_{ini}$  более 11 МэВ, то они одновременно обеспечивают покрытие лишь малой части области определения  $E_{m1}$  (измерение первого детектора) и  $E_{m2}$  (измерение второго детектора). Поэтому были разработаны и применены дополнительные процедуры для приведения электронных калибровок  $E_{m1}$  и  $E_{m2}$  в соответствие с абсолютными значениями. Соответствующие функции коррекции были последовательно получены с учетом корреляций между  $E_{m3}$  и  $E_{m2}$ , затем  $E_{m2}$  и  $E_{m1}$ .

В первом случае, абсолютная величина потерь энергии  $E_{2rec}$  протона во втором детекторе была реконструирована для каждого события, используя окончательно откалиброванные измерения  $E_{m3}$  и кинематическую связь между значениями  $E_{m3}$  и  $E_{m2}$  для упруго рассеянных протонов. Полученное распределение разницы между  $E_{2rec}$  и нескорректированным значением  $E_{m2}$  показано на рис. 3.24.а, по горизонтальной оси на этой двумерной гистограмме отложена величина  $E_{m2}$ . На данной гистограмме наблюдаются две интенсивные области: справа события с остановленными в третьем детекторе протонами, слева с пролетными протонами. Фактические границы данных областей определяются с помощью  $dE/E$  метода идентификации частиц. Определяемая таким образом зависимость среднего значения разницы  $E_{m2}-E_{2rec}$  от  $E_{m2}$  была описана простой линейной функцией. Теперь для окончательной корректировки измерения второго детектора достаточно вычесть эту функцию из измерения энергии  $E_{m2}$ .

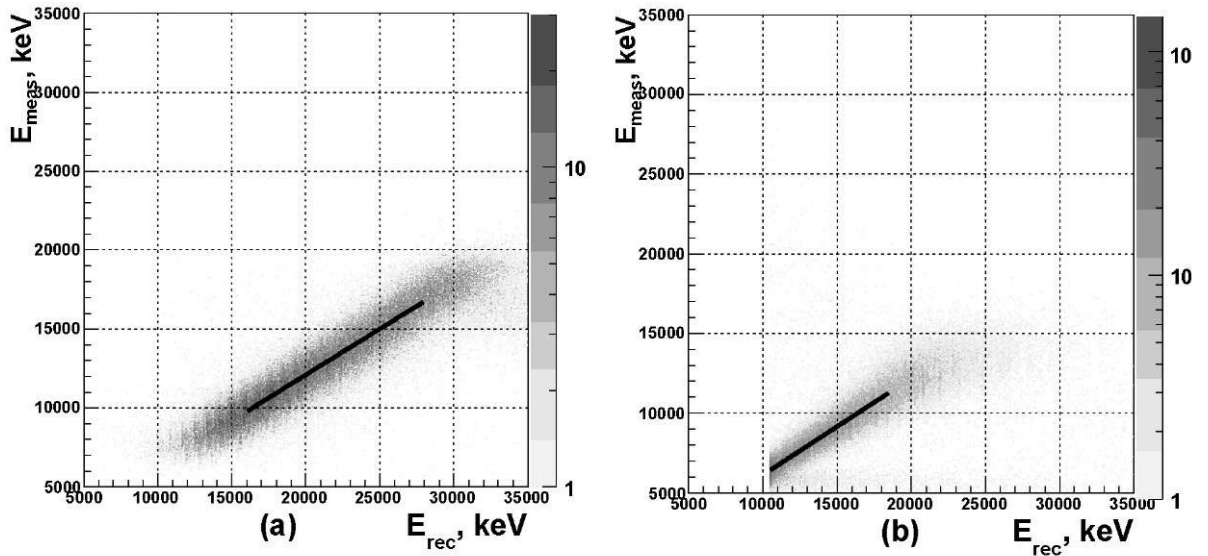


Рисунок 3.23. Измерение энергетических потерь протона в Si(Li) детекторе по сравнению с реконструированным значением. а) для остановленных протонов; б) для пролетных протонов.

Аналогичная процедура с использованием  $E_{m2}/E_{m1}$  корреляции была проделана для получения функции коррекции  $E_{m1}$ . Соответствующий график распределения событий и аппроксимирующая его функция представлены на рис. 3.24.б.

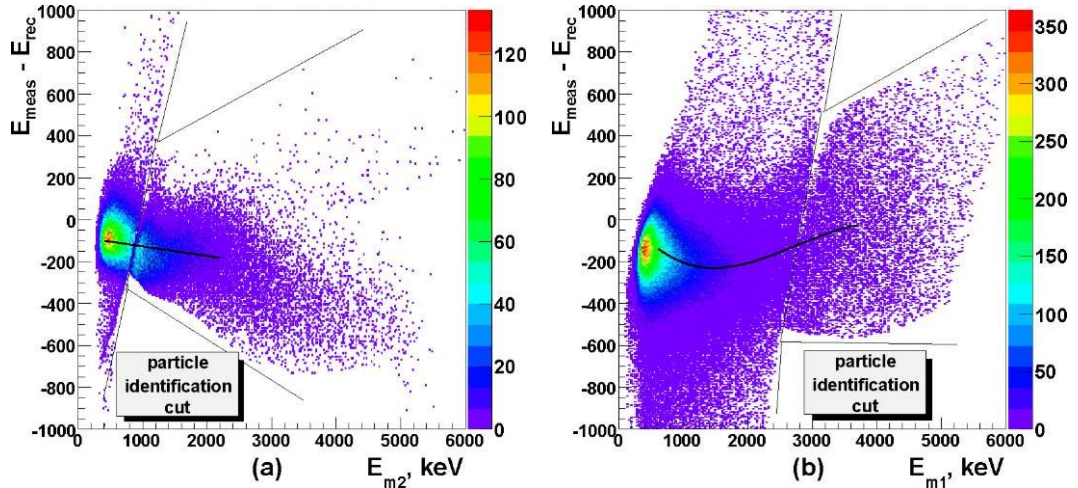


Рисунок 3.24. Разница между измеренным и реконструированным значением потерь в сравнении с реконструированным значением. Линией обозначено описание положения среднего значения распределения разницы. а) для второго (300 мкм) детектора телескопа; б) для первого (300 мкм) детектора.

Следует отметить, что полученная для всей области определения поправка и для первого и для второго детектора не превышает 200 кэВ.

### 3.4.3 Измерения ионизационных потерь в нескольких детекторах

Сравнение распределения ионизационных потерь энергии одной частицы в разных детекторах одного телескопа лежит в основе эффективно применяемого для системы КТТ [15] инструмента для идентификации типа частиц (так называемый  $dE/E$  метод) и для теста корректности энергетической калибровки. На Рисунке 3.25 (а,б) и на Рисунке 3.26 отображено распределение событий по корреляции величин  $E_{m1}$  с  $E_{m2}$ ,  $E_{m1}$  с  $E_{m3}$ ,  $E_{m2}$  с  $E_{m3}$ , причем это сделано для разных типов электроники считывания.

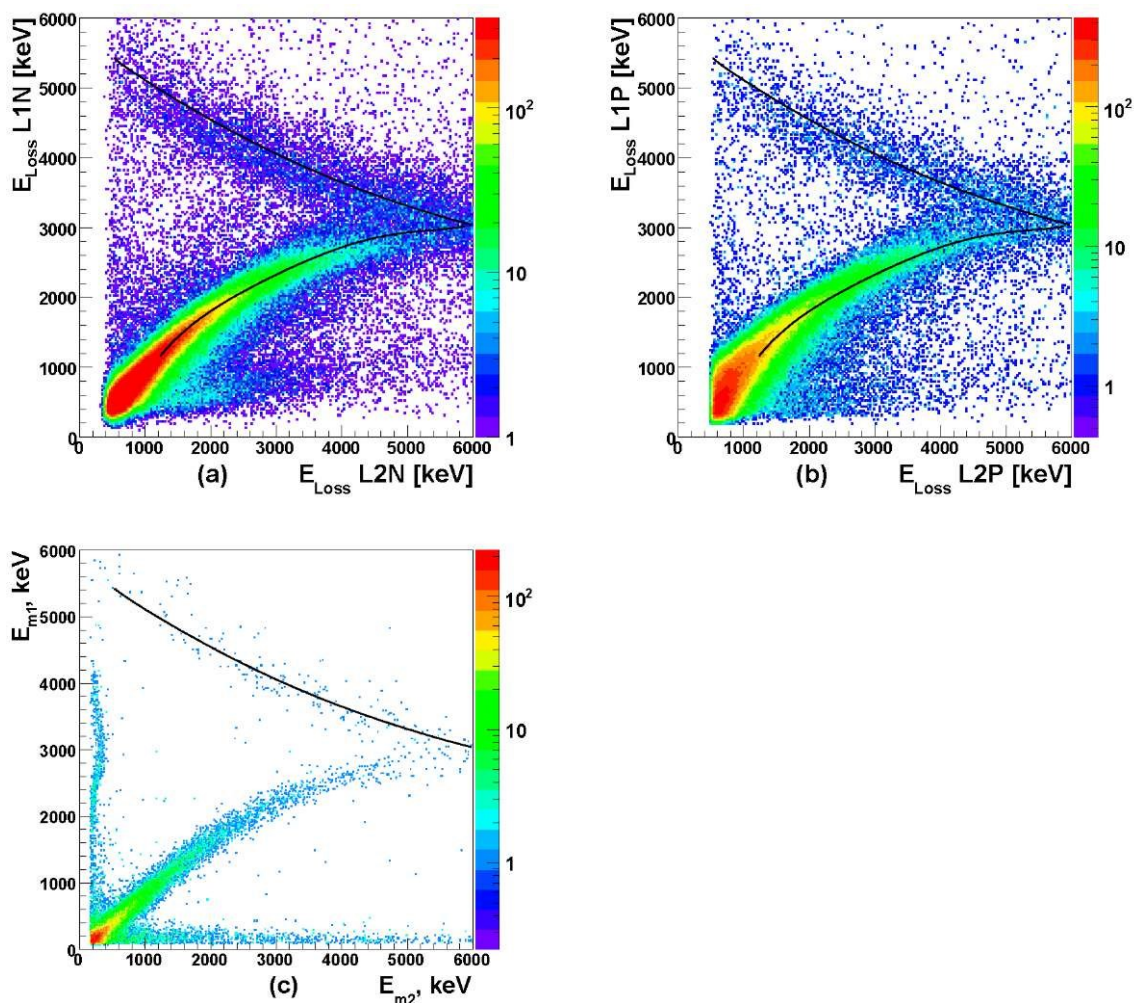


Рисунок 3.25. Распределение событий в сопоставлении  $E_{m1}$  с  $E_{m2}$  (т.н.  $dE/E$  графики) с наложенными кривыми теоретических зависимостей. а) для электроники VA32TA2 типа, б) для MATE3 типа, в) для VA32TA2 типа, но эксперимента с кластерной мишенью.

Полученные гистограммы отражают, с одной стороны, видимое различие частиц по типам, с другой стороны, хорошее совпадение полученных в эксперименте корреляций с теоретическими предсказаниями (моделирование SRIM обозначено сплошными линиями). Это говорит об эффективной работе представленного метода абсолютной энергетической

калибровки для эксперимента ANKE #172 с газовой мишенью (run #11216-11388).

Аналогичный способ абсолютной калибровки был применен для анализа данных эксперимента с той же системой КТТ, но с кластерной мишенью (run #11018). Распределение событий по корреляции  $E_{m1}$  с  $E_{m2}$  представлено на Рисунке 3.25.с. Данный график показывает хорошее совпадение с результатами эксперимента ANKE #172.

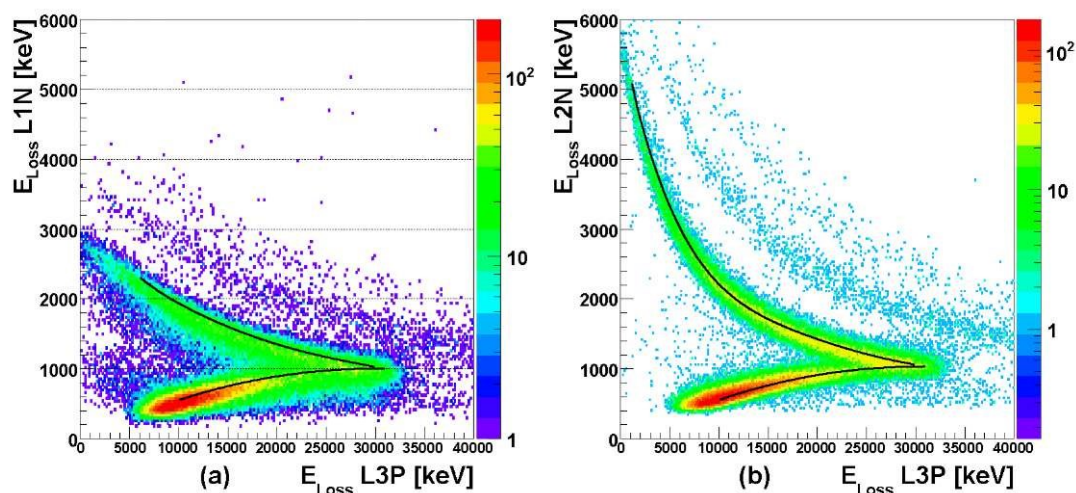


Рисунок 3.26.  $dE/E$  зависимости с наложенными теоретическими кривыми: а) сопоставление  $E_{m1}$  с  $E_{m3}$ ; б) сопоставление  $E_{m2}$  с  $E_{m3}$ .

Было проведено изучение ширины протонной полосы на распределении  $E_{m1}$  с  $E_{m2}$ , а также  $E_{m2}$  с  $E_{m3}$ . На рис. 3.27 и рис. 3.28 представлены величины ширины ( $\sigma$ ) для событий с протонами, прошедшими первый и второй детектор телескопа с остановкой в третьем детекторе.

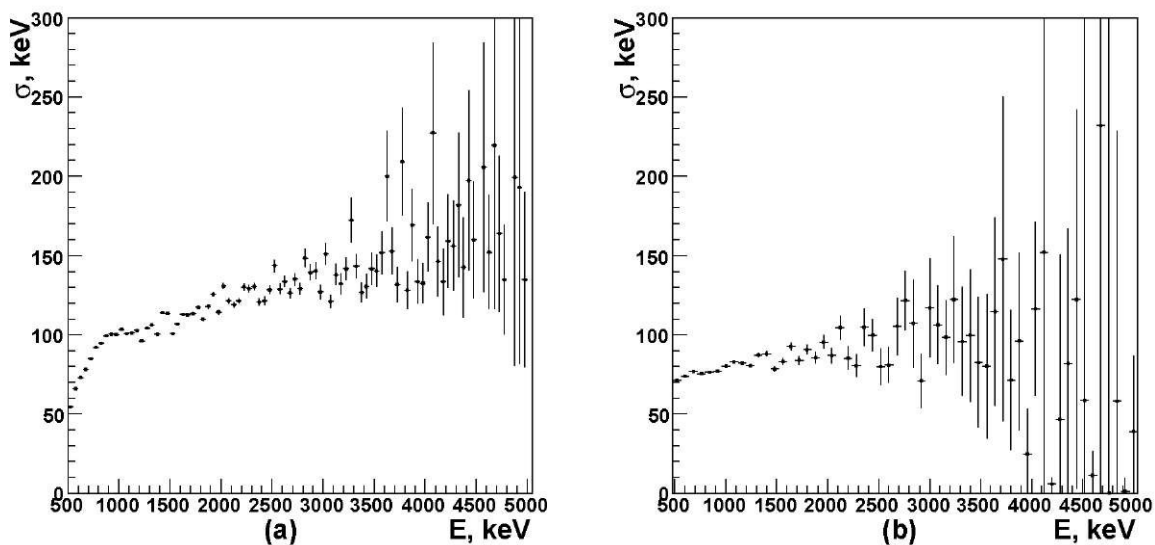


Рисунок 3.27. Ширина протонной полосы на распределении событий при сопоставлении  $E_{m1}$  с  $E_{m2}$ , электроника VA32TA2, протоны пролетные. а) Эксперимент с газовой мишенью (ANKE #172); б) с твердотельной кластерной мишенью (run #11018).

В качестве отклонения для каждого отдельного измерения была принята величина наименьшего расстояния от экспериментальной точки на графике корреляции до теоретической кривой SRIM. На практике процедура измерения ширины соответствовало построению профиля распределения событий по данной корреляции, который перпендикулярен кривой SRIM. Как видно из представленных на рисунках значений, ширина протонной полосы для обеих корреляций остается практически постоянной во всей доступной области измерений энергии.

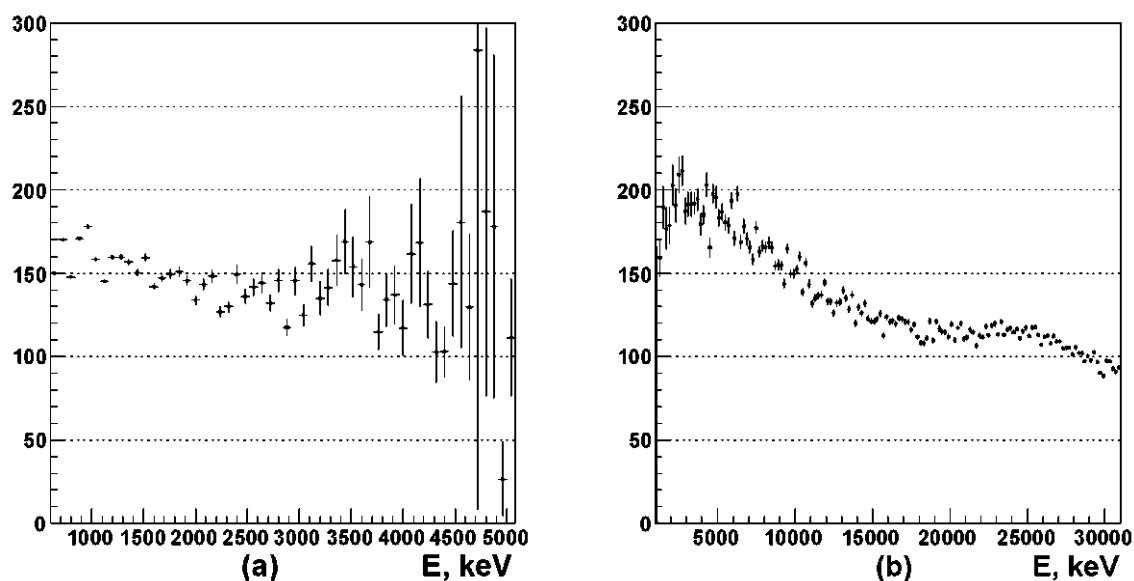


Рисунок 3.28. Ширина протонной полосы на распределении событий, газовая мишень. а) Сопоставление  $E_{m1}$  с  $E_{m2}$ , электроника МАТЕЗ типа, протоны пролетные; б) Сопоставление  $E_{m2}$  с  $E_{m3}$ , электроника VA32TA2 типа, протоны остановлены.

Наименьшая определенная таким образом ширина протонной полосы (~90 кэВ) наблюдалась на сопоставлении  $E_{m1}$  с  $E_{m2}$ , для измерений с кластерной мишенью при помощи электроники на VA32TA2. Для измерений с той же электроникой, но с газовой мишенью ширина протонной полосы оказалась 120 кэВ, а с МАТЕЗ электроникой ~150 кэВ, что приблизительно в 1.3 раза больше. Это различие было связано с тем, что регулировка МАТЕЗ электроники была оптимизирована для измерения времени, а не энергии: в частности, динамический диапазон МАТЕЗ микросхемы был растянут до 50 МэВ.

Полученные значения ширины протонной ветви можно использовать для оценки энергетического разрешения каждого отдельного детектора, а также для оценки разрешения метода восстановления первоначальной энергии частицы  $E_{ini}$  телескопом в целом. Введем несколько дополнительных обозначений: обозначим полученное значение ширины протонной ветви на графике корреляции  $E_{m1}$  с  $E_{m2}$  как  $\sigma_u$ . Пусть  $u(E_{m1}, E_{m2})$  функция,



описывающая расстояние от выбранной экспериментальной точки до теоретической кривой на этом же графике. Для протона ожидаемое значение данной функции  $\overline{u(E_{m1}, E_{m2})}$  по определению равно нулю. Введем обозначение  $\overline{E_{m1}}$  для ожидаемого значения измерения первого детектора телескопа, а  $\overline{E_{m2}}$  – для второго детектора. Тогда отклонение измеренного значения этой функции  $u$  от ожидаемого значения связано с отклонениями  $E_{m1}$  от  $\overline{E_{m1}}$  и  $E_{m2}$  от  $\overline{E_{m2}}$  как:

$$(u - \bar{u})^2 = (\overline{E_{m1}} - E_{m1})^2 + (\overline{E_{m2}} - E_{m2})^2 \quad (3.6)$$

Данная связь предполагает, что комбинация значений  $\overline{E_{m1}}$  и  $\overline{E_{m2}}$  находится вблизи точки на кривой, находящейся на наименьшем расстоянии от экспериментальной точки. В свою очередь, статистический момент выражения  $(u - \bar{u})^2$  равен вариации  $\sigma_u^2$ , отсюда можно записать равенство:

$$\sigma_u^2 = \varepsilon[(u - \bar{u})^2] = \varepsilon[(\overline{E_{m1}} - E_{m1})^2 + (\overline{E_{m2}} - E_{m2})^2] \quad (3.7)$$

В данном равенстве отклонение  $(\overline{E_{m2}} - E_{m2})$  не является полностью независимым от отклонения  $(\overline{E_{m1}} - E_{m1})$  из-за того, что вариация энергетических потерь протона в первом детекторе оказывает влияние на энергию этого протона во втором детекторе. Тем не менее, данное влияние для протонов с начальной энергией  $>10$  МэВ составляет менее 1%. Таким образом, отклонения в пределах заданной точности можно считать независимыми и уравнение (3.7) может быть представлено как:

$$\sigma_u^2 = \sigma_{E1}^2 + \sigma_{E2}^2, \quad (3.8)$$

где  $\sigma_{E1}$  и  $\sigma_{E2}$  стандартные отклонения измерений первого и второго детекторов соответственно. Данные стандартные отклонения включают в себя, с одной стороны, погрешность измерения, и с другой стороны, флуктуации ионизационных потерь. В данной конфигурации телескопа первый и второй детекторы были идентичны. Учитывая это, для событий с остановленными в третьем детекторе протонами можно посчитать величины стандартных отклонений равными друг другу:  $\sigma_{E1} = \sigma_{E2}$ . Данное заключение в комбинации с Уравнением 3.7 позволяет определить величину этих стандартных отклонений, а соответственно, и разрешения детекторов:  $\sigma_{E1} = \sigma_{E2} = 85$  кэВ. Такова оценка разрешения для газовой мишени, эксперимент ANKE #172, для кластерной мишени разрешение  $\sigma_{E1} = \sigma_{E2} = 64$  кэВ.

Зная величину  $\sigma_{E2}$  и проведя аналогичную вышеописанной процедуру с сопоставлением  $E_{m2}$  и  $E_{m3}$ , можно оценить величину стандартного отклонения  $\sigma_{E3}$ :

$$\sigma_{E3} = \sqrt{\sigma_u^2 + \sigma_{E2}^2} = 125 \text{ [МэВ]} \quad (3.9)$$

При расчете было наложено требование  $E_{ini} > 10$  МэВ, чтобы обеспечить независимость отклонения  $(\overline{E_{m3}} - E_{m3})$  от  $(\overline{E_{m2}} - E_{m2})$ .

Теперь можно перейти к оценке  $\sigma_{Tel}$ , величины статистической погрешности восстановления величины  $E_{ini}$  по данным от всех детекторов телескопа. Следует принять во внимание:

- величину энергетического стрегглинга (т.е. флуктуаций ионизационных потерь протона) в стенке накопительной ячейки газовой мишени, поскольку она не входит в величины  $\sigma_{E1}$ ,  $\sigma_{E2}$ , и  $\sigma_{E3}$ . Величина  $\sigma_{wall}^{strag}$  составляет около 17 кэВ для остановленных протонов, согласно Таблице 3.2.
- перераспределение энергии в результате стрегглинга внутри чувствительных зон детекторов дает вклад в величины  $\sigma_{E1}$ ,  $\sigma_{E2}$ , и  $\sigma_{E3}$ , но на  $\sigma_{Tel}$  влияние не оказывает.

Для остановленных в третьем детекторе протонов (с энергией  $E_{ini}$  от 14 до 60 МэВ) значения стрегглинга для первого детектора ( $\sigma_{s1}^{strag}$ ) и для второго детектора ( $\sigma_{s2}^{strag}$ ) приблизительно равны 55 кэВ. Величина  $\sigma_{Tel}$  может быть рассчитана в этом случае как:

$$\sigma_{Tel} = \sqrt{(\sigma_{wall}^{strag})^2 + (\sigma_{E1})^2 - (\sigma_{s1}^{strag})^2 + (\sigma_{E2})^2 - (\sigma_{s2}^{strag})^2 + (\sigma_{E3})^2} = 155 \text{ МэВ} \quad (3.10)$$

В событиях, когда протон имел начальную энергию  $E_{ini}$  в диапазоне от 7 до 10 МэВ, он останавливался во втором детекторе. В этом случае величина  $\sigma_{Tel}$  может быть рассчитана следующим образом:

$$\sigma_{Tel} = \sqrt{(\sigma_{wall}^{strag})^2 + (\sigma_{E1})^2 - (\sigma_{s1}^{strag})^2 + (\sigma_{E2})^2 - (\sigma_{s2}^{strag})^2} = 95 \text{ [КэВ]} \quad (3.11)$$

Уравнение 3.12 может быть использовано для расчета  $\sigma_{Tel}$  протонов, остановленных в первом детекторе:

$$\sigma_{Tel} = \sqrt{(\sigma_{wall}^{strag})^2 + (\sigma_{E1})^2} = 67 \text{ [КэВ]} \quad (3.12)$$

Однако следует сразу отметить, что измерение одним лишь первым детектором сильно затруднено наличием значительного не отсечённого фона, поскольку неприменимы критерии отсечения по треку частицы, а также критерии по сравнению энерговыделения в других детекторах.

Уравнение 3.5 может быть использовано для оценки погрешности измерения для протонов, пролетевших все три детектора. Стандартное отклонение в данном случае пропорционально приращению  $E_{ini}$  при приращении суммы измеренных потерь энергии:  $\frac{\delta F}{\delta(E_{m1}+E_{m2}+E_{m3})}$ , значение которого лежит в области  $1 \div 4$  МэВ для  $E_{ini}$  в диапазоне от 34 до 65 МэВ. Таким образом,  $\sigma_{Tel} \cong 270$  кэВ для протонов с  $E_{ini}$  равным 34 МэВ и  $\sigma_{Tel} \cong 1.1$  МэВ для протонов с  $E_{ini}$  равным 65 МэВ.

В рассматриваемой в данной главе области определения  $E_{ini}$  существуют три небольших промежутка, в которых значительно увеличивается неопределенность восстановления энергии протонов, а именно это промежутки от 6 до 7 МэВ, от 10 до 11 МэВ, и от 32 до 34 МэВ. Протоны упомянутых начальных энергий останавливаются либо в мертвых слоях на поверхности какого-нибудь детектора, либо в непосредственной близости к ним (10÷20 мкм). В результате возрастает влияние энергетического и углового стрегглинга, появление возможной не детектируемой части трека протона непосредственно перед его остановкой повышает неопределенность при восстановлении скрытых потерь энергии (последние 3 мкм трека вносят неопределенность около 300 кэВ). Кроме того, потери энергии такого протона в чувствительной зоне одного из детекторов могут оказаться ниже порога срабатывания электроники считывания. Поэтому было проведено специальное исследование, чтобы установить порог как можно ниже, на уровне от 50 до 100 кэВ. В соответствии с приведенными быстрыми оценками, разрешение ( $\sigma$ ) при измерениях энергии в этих так называемых "зонах размытия" составляет порядка 400 кэВ.

#### 3.4.4 Проверка метода идентификации частиц

Гистограммы сравнения ионизационных потерь в разных детекторах позволяют хорошо разделить протоны, дейтроны, возможно, и тритоны (рис. 3.25 и 3.26). Для четкого формального разделения частиц по типам был выбран так называемый PID (или  $\Delta x/\alpha$ ) критерий, основанный на эмпирическом правиле, что для сравнительно тяжелой и медленной частицы средняя длина ее пробега в веществе пропорциональна величине ее начальной кинетической энергии, в степени  $1.76 \pm 0.01$  [19]. Таким образом, эффективная толщина слоя некоторого вещества  $\Delta x$  пропорциональна разнице между величинами  $(E + \Delta E)^{1.76}$  и  $E^{1.76}$ , где  $E$  это энергия частицы при вылете из данного слоя, а  $(E + \Delta E)$  энергия в момент попадания частицы в данный слой. Что касается коэффициента пропорциональности -  $\alpha$ , то он зависит от вещества слоя, а из параметров попадающих частиц играют роль

только соотношение их масс и зарядов. Если величину PID (используя измеренные значения  $E_{m1}$ ,  $E_{m2}$  и  $E_{m3}$ ) рассчитать следующим образом:

$$PID(E_{m1}, E_{m2}) = \Delta x / \alpha = (E_{m1} + E_{m2})^{1.76} - (E_{m2})^{1.76},$$

то эта величина будет иметь одно и то же значение для всех остановленных во втором детекторе частиц одного типа (соотношения массы и заряда). Если величина PID рассчитана как:

$$PID(E_{m2}, E_{m3}) = (E_{m2} + E_{m3})^{1.76} - (E_{m3})^{1.76},$$

то она будет иметь определенное постоянное значение для всех частиц одного типа, остановленных в третьем детекторе телескопа КТТ, что показано на рис. 3.29 и рис. 3.30.

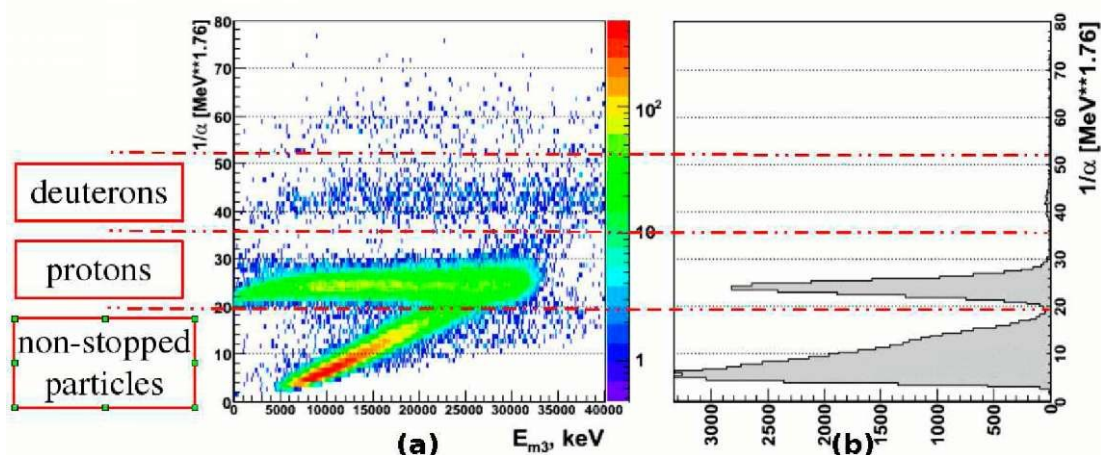


Рисунок 3.29. а) Распределение событий по величине  $PID(E_{m2}, E_{m3})$  в зависимости от значения  $E_{m3}$ ; б) проекция графика слева вдоль оси  $E_{m3}$  для значений  $E_{m3}$  от 0 до 20 МэВ.

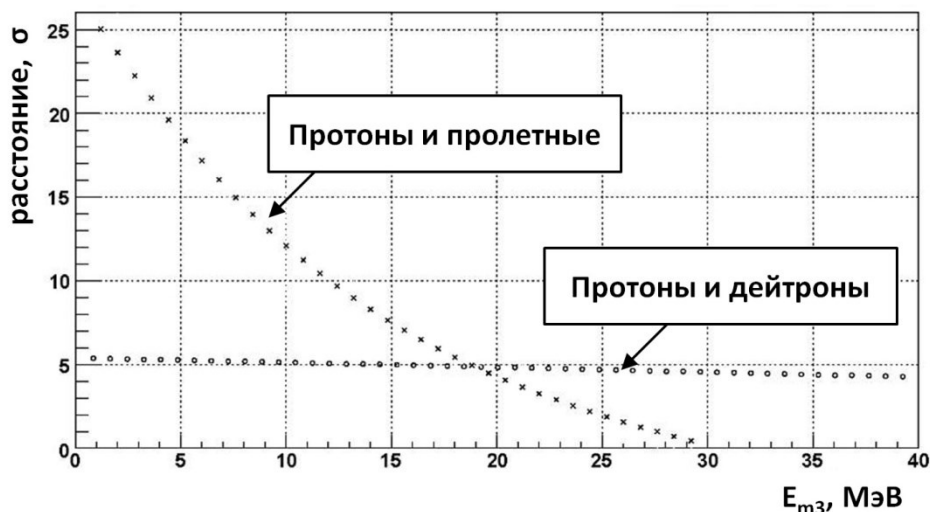


Рисунок 3.31. Зависимость разрешающей способности между пиками дейтронов, протонов и пролетных частиц на PID графике от  $E_{m3}$ .

Не остановившиеся в детекторах частицы также могут быть четко идентифицированы, относящиеся с ним события наблюдаются в рисунках на наклонной полосе. Имеющие разное соотношение заряда и массы протоны и

дейтроны надежно разделяются по формальному признаку попадания величины PID в соответствующий диапазон значений. Проекция PID графика зависимости  $PID(E_{m2}, E_{m3})$  от  $E_{m3}$  вдоль оси  $E_{m3}$  показывает (рис. 3.29.б), что расстояние между полосами остановленных протонов и дейтронов составляет более  $3\sigma$ . На рис. 3.31 показана зависимость разрешающей способности между полосами дейтронов, протонов и пролетных частиц от значения  $E_{m3}$ . Под разрешающей способностью в данном случае понималось расстояние между срединными значениями полос, срединные значения получены аппроксимацией функцией Гаусса распределений событий на гистограмме рис. 3.29.а. Расстояния были выражены в терминах ширины полосы ( $\sigma$  функции Гаусса) для каждого текущего значения  $E_{m3}$ .

В нашем случае, PID метод обеспечивает очень простой и надежный критерий для идентификации остановленных протонов и дейтронов, а также факта пролета частицы всех детекторов. Именно этот критерий был применен для текущего анализа.

### 3.4.5 Метод восстановления начальной энергии продуктов реакций

Для того чтобы определить рабочие характеристики метода восстановления начальной кинетической энергии, полученные значения сравнивались с теоретическими предсказаниями, полученными при помощи информации о треках продуктов опорной реакции упругого рассеяния. Использование реакции  $dp \rightarrow dp$  удобно тем, что энергия зарегистрированного в КТТ протона кинематически жестко связана как с его полярным углом вылета  $\theta_{STT}$ , так и с углом вылета дейтрона  $\theta_{FD}$ , независимо зарегистрированного системой FD ANKE. На рис. 3.32.а представлены данные корреляции, как полученные в результате эксперимента, так и теоретические кривые. Процедура определения угла  $\theta_{STT}$  описана в Главе 5.

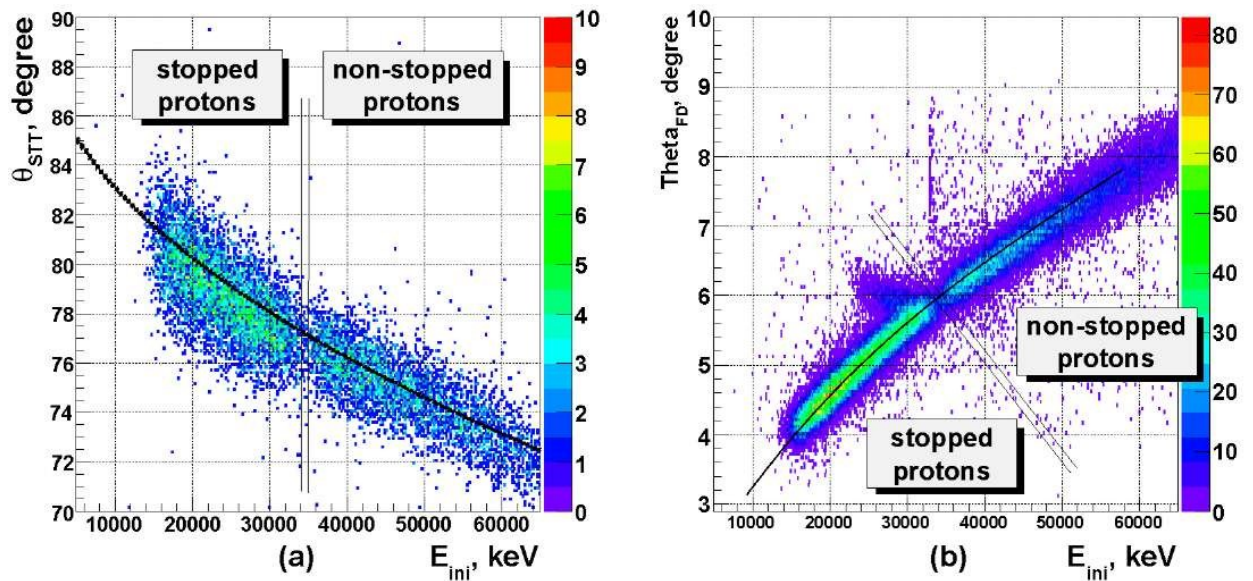


Рисунок 3.32. Корреляции энергии  $E_{ini}$  с полярными углами упруго рассеянных частиц: а) протонов, измерение КТТ; б) дейтронов, независимое измерение детектором FD ANKE. Кривыми показаны теоретические зависимости. Двойными тонкими линиями разделены области для остановленных и пролетных протонов.

Хорошее соответствие подтверждает корректность работы метода как для остановившихся в детекторах протонов, так и для пролетных. При этом пролетные протоны обладали начальной кинетической энергией более 60 МэВ, что в два-три раза больше, чем их напрямую измеренные суммарные ионизационные потери в чувствительных зонах детекторов КТТ системы.

Одним из важнейших выводов из сравнения, проиллюстрированного данным рисунком, является отсутствие заметных систематических ошибок в процедуре восстановления  $E_{ini}$ .

### ***Раздел 3.5 Выводы для измерения энергии***

Система КТТ уже на этапе проведенной электронной калибровки обеспечивает измерение энергии с погрешностью не более 5%. Этап лабораторных исследований с использованием  $\alpha$ -источников позволил детально изучить особенности процесса считывания сигнала с детекторов. При введении описанных в данной главе настроек считывания и анализа сырых данных может быть достигнута относительная точность восстановления значения начальной энергии  $E_{ini}$  продукта реакции не хуже 1-2%. Также было показано, что величина около 1% является тем принципиальным пределом, к которому можно приблизиться для представленной конфигурации системы: данное ограничение накладывается влиянием многократного кулоновского рассеяния частиц в веществе детекторов.

Экспериментально продемонстрировано, что наряду с определением значения  $E_{ini}$ , энергетические измерения обеспечивают также высокоточную независимую идентификацию системой КТТ протонов и дейтронов.

Сводка значений относительной точности определения  $E_{ini}$  результатов представлена в Таблице 3.5 и на Рисунке 3.33. Были учтены и скорректированы многочисленные систематические отклонения различного происхождения. Работа позволила приблизиться к принципиальному пределу определения кинематических параметров для идентифицируемых продуктов изучаемых реакций и расширить научную программу с участием системы КТТ.

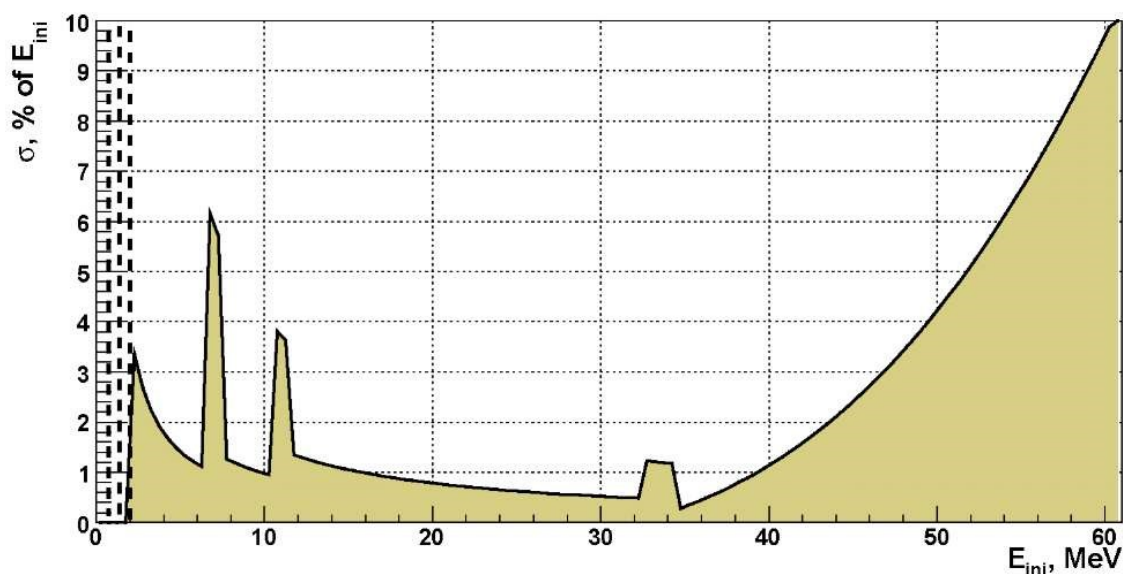


Рисунок 3.33. Зависимость совокупной относительной погрешности восстановления кинетической энергии вылета  $E_{ini}$  протона от ее значения (углы вылета  $\theta=70^{\circ}\pm 9^{\circ}$ ,  $\varphi=0^{\circ}\pm 9^{\circ}$ ).

**Таблица 3.5:** Статистическая погрешность  $\sigma_{Tel}$  при восстановлении значения начальной кинетической энергии  $E_{ini}$  для протонов с полярным углом вылета от  $70^\circ$  до  $87^\circ$  и с азимутальным углом вылета от  $-10^\circ$  до  $10^\circ$ .

$E_{ini}$ , МэВ	$\sigma_{Tel}$ , кэВ	Комментарий
0. - 1.3	-	Протон не регистрируется
1.3 - 6.	67	останавливается в 1-ом детекторе
6 - 7	~ 400	Зона размытия
7 -10	95	останавливается в 2-ом детекторе
10 - 11	~ 400	Зона размытия
11 - 32	155	останавливается в 3-ем детекторе
32 - 34	~ 400	Зона размытия
34 - 45	270-600	пролетает насквозь
45 - 65	600-1100	пролетает насквозь



## **Глава 4. Калибровка и анализ. Измерение времени.**

Глава содержит описание процедуры калибровки и анализа данных каналов измерения времени и их связи с измерением энергии. Анализируются возможности измерения времени в эксперименте.

### ***Раздел 4.1 Измерение времени электроникой на базе микросхем VA32TA2***

Микросхема VA32TA2 имеет 32 входных канала, каждый из которых оснащен как сравнительно медленным предусилителем (для измерения энергии), так и быстрым предусилителем (для получения временной метки). На выход временная метка в микросхеме VA32TA2 передается через один выходной канал. Передача временных меток со всех пяти VA32TA2 микросхем печатной платы во время-цифровой преобразователь электроники стандарта VME обеспечивается по схеме «ИЛИ». Однако можно реализовать и независимые для каждой VA32TA2 микросхемы измерения времени. Существует простой способ определить, какой именно входной канал VA32TA2 микросхемы выработал сигнал временной метки. В результате влияния time walk эффекта (результаты исследования которого приводятся п. 4.1.3) сигнал с наибольшей амплитудой является всегда самым быстрым, при условии, если у всех каналов одинаковые пороги срабатывания. Таким образом, для определения номера сгенерировавшего метку канала достаточно лишь провести сортировку амплитуд сигналов и отобрать канал с самой большой амплитудой. Для перекрестной проверки подлинности сигнала полезно сравнить его амплитуду с амплитудой сигнала с обратной стороны детектора.

Перед монтажом в экспериментальную установку проводилась калибровка метода измерения времени системой КТТ в лабораторных условиях. Схема использованной установки (источник  $\alpha$ -частиц, закрепленный в вакууме над поверхностью детектора ВаВаг-IV типа 300 мкм толщины) представлена на рис. 4.1.

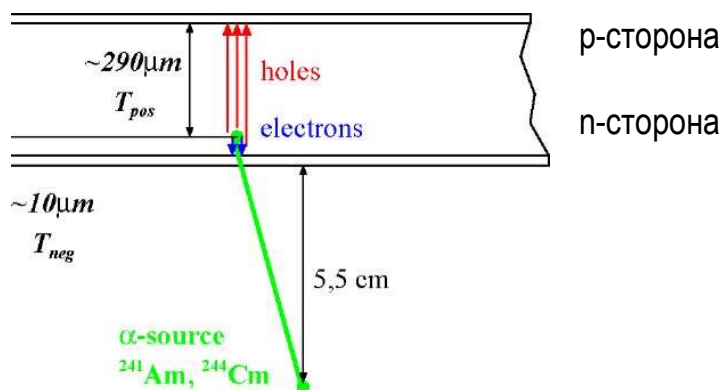


Рисунок 4.1: Схема установки для изучения временного канала VA32TA. Метка  $T_{neg}$  выработывается, когда собранный заряд электронов превышает порог.  $T_{pos}$  выработывается при превышении порога заряда от дырок.

Попадание каждой  $\alpha$ -частицы регистрировались независимо обеими сторонами детектора, таким образом, обрабатывалось электроникой на двух разных платах. Сигнал запуска считывания выработывался при условии наличия сигнала с обеих плат. При помощи одновременного измерения энергии отбирались только такие события, когда заряд электронов полностью собирался только одним сегментом на n-стороне, а заряд дырок только одним сегментом на p-стороне, т.е. исключалось распределение сигнала между соседними сегментами. Временная метка от первого выработанного сигнала использовалась для начала отсчета времени, заканчивался отсчет при выработке метки от второго сигнала. Временная метка с n-стороны детектора обозначалась как  $T_{neg}$ , метка с p-стороны обозначалась как  $T_{pos}$ . Поскольку  $\alpha$ -частицы лабораторного источника всегда останавливались на глубине не более 10 мкм от поверхности n-стороны, то  $T_{neg}$  всегда выработывался первым. Кроме того, около 90% заряда образуется на длине трека 1 мкм непосредственно перед остановкой. Фактически, разница  $T_{pos}-T_{neg}$  измеряет постоянную величину: время дрейфа дырок в толще детектора от поверхности n-стороны к поверхности p-стороны (~10 нс). Необходимо было измерить статистическое и систематическое отклонение данного измерения.

#### 4.1.1 Калибровка измерения времени

Результаты сканирования  $\alpha$ -излучением всех входных каналов одной печатной платы VA32TA представлены на рис. 4.2.а. Из рисунка видно, что если пороги срабатывания выровнены, то распределение временных отметок имеют одинаковую форму для всех каналов. Различаются только положения пиков, поскольку каждый канал имеет свою индивидуальную задержку при передаче сигнала на время-цифровой преобразователь VME. Из этого рисунка также видно, что каналам, принадлежащим одной и той же VA32TA

микросхеме, присуще некоторое общее смещение. Очевидной причиной такого смещения от микросхемы к микросхеме является разброс в пределах допуска характеристик временной (ТА) части электроники, которая используется каналами микросхемы совместно.

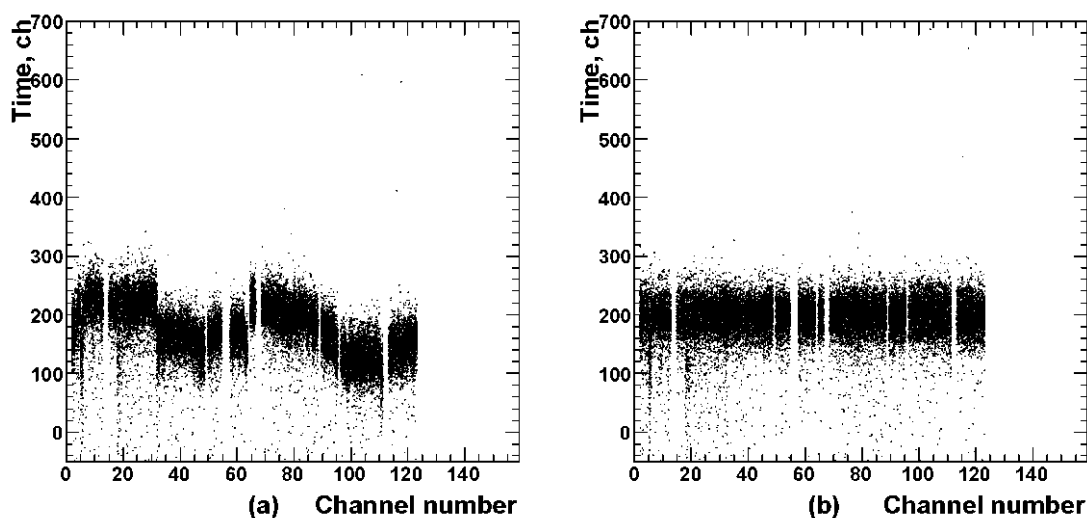


Рисунок 4.2. Распределение событий по промежутку  $T_{pos}-T_{neg}$  в зависимости от номера канала, сработавшего на n-стороне. На p-стороне при этом сработал канал номер 33. Единица времени 25 пс. а) до выравнивания положения пиков; б) после.

Поскольку сигналы с одной печатной платы обрабатываются одним и тем же каналом время-цифрового преобразователя VME, то разумно в качестве первого этапа калибровки измерения времени сначала выровнять задержки на всех каналах платы. Процедура выравнивания начинается с создания набора гистограмм, аналогичного представленному на рис. 4.3.а. При этом выбираются события с полным сбором заряда на выбранный сегмент одной стороны детектора, а для каждого сегмента второй стороны набирается своя гистограмма. Затем набираются гистограммы для всех каналов на первой стороне с фиксацией номера сработавшего канала второй стороны. Далее все полученные распределения аппроксимируются функциями Гаусса. Для каждой стороны детектора (и соответствующей ей печатной платы) выбирается некоторое общее значение положения пиков как среднее арифметическое значений положения пиков Гаусса вся всех каналов стороны. После этого величина корректирующего смещения (корректор) каждого канала вычисляется как разница между общим для стороны значением положения и значением положения пика Гаусса для данного конкретного канала. Полученные корректоры сохраняются в конфигурационном файле для учета во время последующих измерений. Сканирование  $\alpha$ -источником всех входных каналов печатной платы после выравнивания задержек представлено на рис. 4.2.б. После применения

данной процедуры положение временной метки остается стабильным при срабатывании любого из измерительных элементов детектора, что показано на рис. 4.3 (справа) в виде суммарной для всех каналов гистограммы измерения времени. Ширина распределения Гаусса на этом рисунке не больше (а из-за большего объема статистики даже на 8% меньше), чем ширина пика для любого одного канала, пример представлен на рис. 4.3(слева).

После выравнивания задержек для завершения калибровки необходимо определить цену деления время-цифрового преобразователя VME, а также время задержки при трансляции сигнала от вакуумной части электроники через интерфейс до время-цифрового преобразователя. Номинальная цена деления составляет 25 пс на единицу [24], также она измеряется прямым образом путем введения известной фиксированной задержки и измерения соответствующего смещения в показаниях преобразователя. Время задержки передачи сигнала может быть измерено путем подачи тестового импульса одновременно и на электронику считывания и на время-цифровой преобразователь VME.

#### 4.1.2 Временное разрешение

Типичная гистограмма распределения событий по промежутку времени  $T_{pos}-T_{neg}$  при одном сработавшем измерительном элементе на каждой из сторон детектора отображена слева на рис. 4.3. Такой объем данных, набираемый в течение приблизительно 12 часов лабораторных измерений, позволяет определить положение пика с точностью 25 пс, но данного статистического объема не достаточно, чтобы детально изучать форму пика.

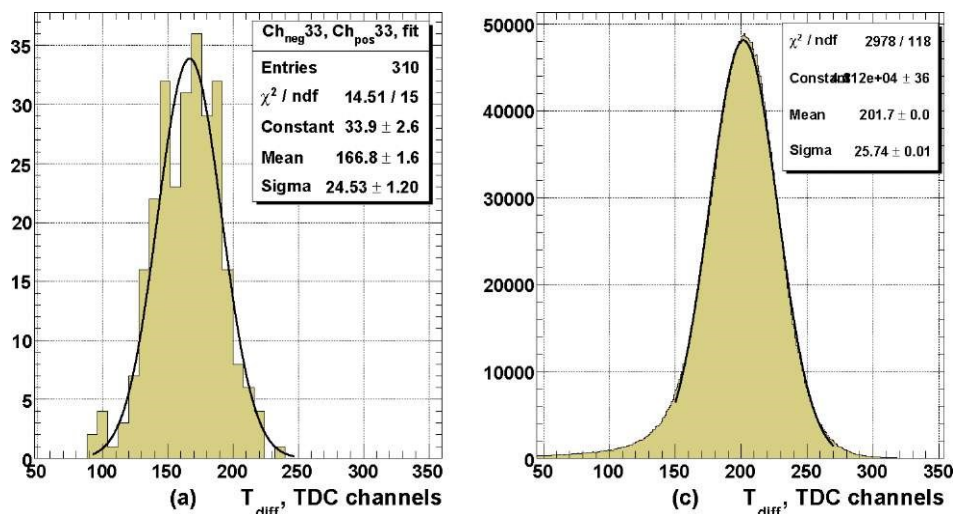


Рисунок 4.3. Промежуток  $T_{pos}-T_{neg}$ , аппроксимация функцией Гаусса. Слева события при срабатывании одного элемента на p-стороне и одного на n-стороне. Справа события со срабатыванием любого одного элемента на каждой из сторон.

Рассмотрим сумму таких гистограмм по всем работоспособным каналам детектора (правая гистограмма рис. 4.3). В данном случае ширина пика  $\sigma_{Tdiff}$  составляет 0,65 нс. Эту величину можно интерпретировать как погрешность единичного измерения времени дрейфа дырок в толще детектора, которая складывается из независимых между собою погрешностей  $T_{pos}$  и  $T_{neg}$ :

$$\sigma_{Tdiff} = \sqrt{\sigma_{Tpos}^2 + \sigma_{Tneg}^2} \quad (4.1)$$

Поскольку для определения  $T_{pos}$  и  $T_{neg}$  использовалось идентичное оборудование и амплитуда сигнала одинаковая, то и их погрешности  $\sigma_{Tpos}$  и  $\sigma_{Tneg}$  можно считать равными, принимая также во внимание, что влияние расползания заряда при дрейфе в толщине 300 мкм будет пренебрежимо мало. Таким образом,  $\sigma_{Tpos} = \sigma_{Tneg} = \sigma_{Tdiff}/\sqrt{2} = 0.45$  нс. Данная величина представляет собой погрешность выдачи временной метки для электроники на микросхемах VA32TA2.

### 4.1.3 Коррекция эффекта time walk

На рис. 4.4 показана зависимость момента выработки временной метки от амплитуды входящего сигнала (time walk эффект). Причиной данного эффекта является то, что даже при одинаковом времени дрейфа носителей до поверхности детектора при достаточно пологом фронте нарастания сигналов для разных амплитуд требуется разное время, чтобы нарастающий уровень сигнала превысил рабочий порог срабатывания.

Для исследования данного эффекта была использована описанная выше лабораторная установка, но была несколько изменена схема выработки сигнала запуска считывания. Сигнал запуска по-прежнему вырабатывался только при совпадении амплитуд сигналов с обеих сторон детектора, однако критерий обязательного сбора заряда только на один сегмент поверхности был применен лишь для n-стороны детектора. Что касается p-стороны детектора, то там был применен критерий распределения заряда между не более чем двумя соседними сегментами. При этом проверялось, чтобы энергетический эквивалент суммы сигналов с этих двух сегментов соответствовал энергии  $\alpha$ -частицы (в пределах ширины спектрального пика).

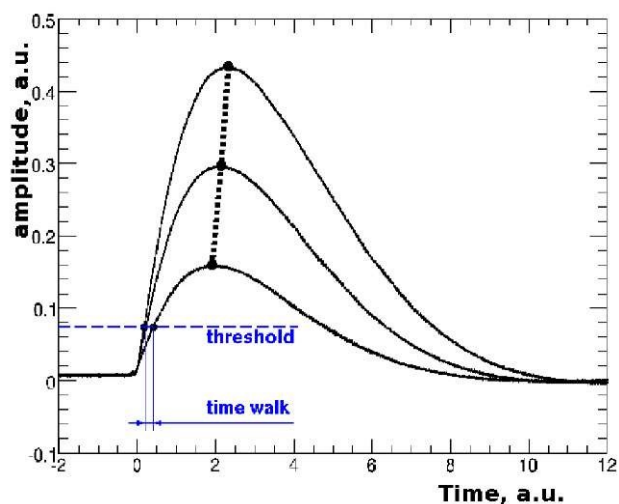


Рисунок 4.4. Иллюстрация происхождения time walk эффекта.

Кроме того, в схему запуска были включены исключительно нечетные сегменты р-стороны детектора. Это было сделано, чтобы обеспечить четкую осведомлённость, какой именно сегмент из сработавшей на р-стороне пары выработал временную метку (вместе с импульсом сигнала запуска).

Как время дрейфа, так и амплитуды сигналов для сработавших элементов п-стороны были постоянными, а менялся только один параметр – амплитуда сигнала на выработавшем временную метку элементе р-стороны. Таким образом, определить параметры исследуемой зависимости можно путем получения и анализа гистограмм распределения событий по временному промежутку  $T_{pos}-T_{neg}$  (который в описанных условиях измерения и произвольно зафиксированном нуле фактически отображает смещение метки  $T_{pos}$ ) в зависимости от амплитуды сигнала на сработавшем (триггерном) сегменте р-стороны. Поскольку форму наблюдаемых входных сигналов можно с хорошей точностью считать одинаковой, то амплитуды сигналов удобно выразить в энергетическом эквиваленте собранного электрического заряда (так же, как и в главе 3).

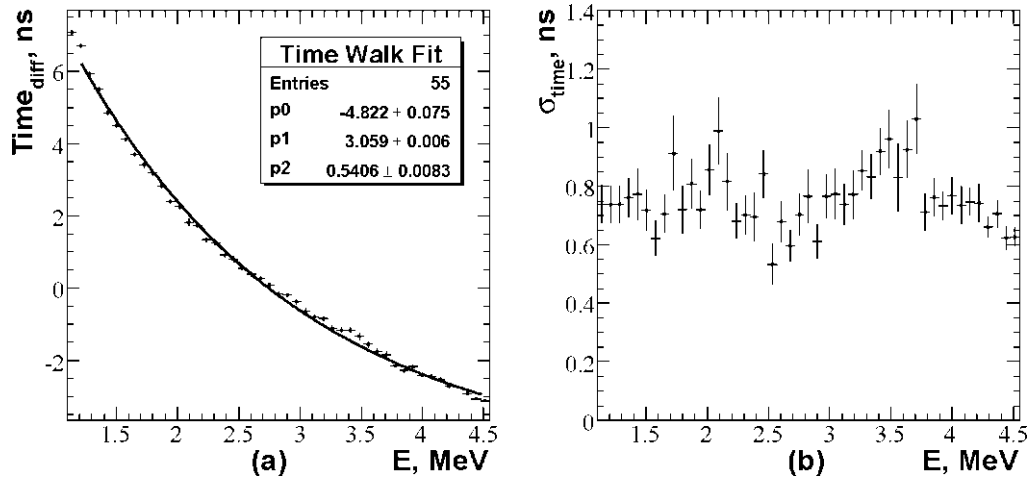


Рисунок 4.5. Распределение событий по промежутку  $T_{pos}-T_{neg}$  в зависимости от амплитуды сигнала ( $E$ ) триггерного сегмента р-стороны. а) Положения максимумов распределений при зафиксированном  $E$ ; б) Ширины ( $\sigma$ ) пиков при том же значении  $E$ .

Полученная зависимость смещения метки  $T_{pos}$  представлена на рис. 4.5.а. Зависимость хорошо описывается непрерывной монотонно убывающей функцией вида  $p_0 + e^{(p_1 - p_2 * E)}$ , где  $E$  это энергетический эквивалент амплитуды, выраженный в МэВ, а  $p_0, p_1, p_2$  это параметры:

$$p_0 = -4.833 \pm 0.075 \text{ [нс]}$$

$$p_1 = 3.059 \pm 0.006 \text{ [ln(нс)]}$$

$$p_2 = 0.5406 \pm 0.0083 \text{ [ln(нс/МэВ)]}$$

В данной функции только правое слагаемой описывает зависимость положения метки времени от амплитуды, поэтому для компенсации time walk эффекта достаточно в процедуру анализа измеряемых данных ввести только его:

$$T_{time\ walk} = e^{(p_1 - p_2 * E)}$$

Данные измерения позволили также ответить на вопрос, является ли разрешающая способность измерения времени стабильной, зависит ли она от амплитуды сигнала. На рис. 4.5.б отображена ширина распределения событий по временному промежутку  $T_{pos}-T_{neg}$  для разных значений амплитуд. Объем использованных статистических данных невелик (по 70-100 событий на одну точку), поскольку была низка вероятность того, что заряд от  $\alpha$ -частицы ( $\sim 5.5$  МэВ) распределится между двумя соседними сегментами (менее 10%). Однако этих данных достаточно, чтобы утверждать, что разрешающая способность измерения времени для измеряемого диапазона амплитуд (энергий) практически постоянна.

## **Раздел 4.2 Измерение времени электроникой на базе микросхем МАТЕЗ**

При использовании электроники на базе МАТЕЗ микросхем существует возможность получения независимой временной метки от каждого канала. Для изучения возможностей такой электроники была использована сборка детектора толщиной 300 мкм типа ВаВаг-IV с прототипом печатной платы с одной МАТЕЗ микросхемой (рис. 2.7). В варианте с VA32TA2 электроникой для каждого попадания частицы были по два независимых измерения с разных печатных плат, одно из которых необходимо использовать как опорную временную метку. Поскольку в нашем распоряжении была лишь одна печатная плата с МАТЕЗ электроникой, то она могла снимать сигнал лишь с одной стороны детектора, и опорную метку времени необходимо было получать другим способом. Для этого были собраны две различные лабораторные установки [25], каждая из которых имеет свои сильные и слабые стороны, поэтому имело смысл провести измерения на каждой, и затем объединить полученные результаты.

### **4.2.1 Лабораторная установка с $\beta$ -источником**

В первой установке применялся источник  $^{90}\text{Sr}$ , т.е. электроны непрерывного спектра с энергиями до 2.3 МэВ. Относительно высокая проникающая способность электронов позволила реализовать простую схему считывания данных, основанную одновременной регистрации частицы тремя датчиками, выстроенными последовательно в телескоп. Электроны регистрировались изучаемым микрополосковым детектором, а также двумя сцинтилляционными счетчиками (рис. 4.6). Пропущенные через схему совпадения сигналы сцинтилляторов были использованы в качестве опорной метки, а также в качестве сигнала запуска считывания для кремниевого детектора. Погрешность измерения времени сцинтилляторами была определена ранее и составляла 0,26 нс ( $\sigma$ ), поэтому опорная метка выдавалась с высокой точностью. При попадании  $\beta$ -частиц генерация заряда производилась во всей толщине детектора, поэтому для данной установки любые поверхностные эффекты были пренебрежимо малы.



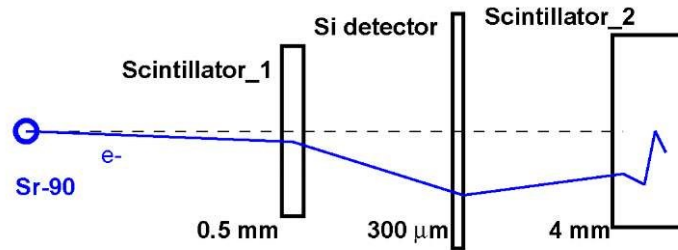


Рисунок 4.6. Схема лабораторной установки с  $\beta$ -источником для измерений времени МАТЕЗ электроникой.

Однако электроны имеют сравнительно небольшие удельные потери энергии при прохождении через вещество, поэтому в данной установке исследуемый диапазон амплитуд сигналов от кремниевого детектора был сильно ограничен. Ограничение усугублялось необходимостью превышения порога срабатывания и в каждом сцинтилляционном счетчике (по 0,5 МэВ энергетического эквивалента сигнала на каждый счетчик). Было проведено моделирование энергетических потерь в детекторах с использованием экспериментальных данных CASINO [26]. Моделирование показало, что наиболее вероятная величина потери энергии  $\beta$ -частицы в микрополосковом детекторе описываемой установки составляет всего около 150 кэВ. Правда из-за большого углового отклонения и разброса энергетических потерь в веществе, свойственных электронам, порядка 1% от потока  $\beta$ -частиц способно давать сигналы с большей амплитудой, до 450 кэВ (рис. 4.7).

Для того чтобы провести измерение зависимости разрешения и смещения временной метки от амплитуды сигнала, пришлось выставить порог срабатывания для МАТЕЗ микросхемы приблизительно в 2.5 раза ниже номинального значения, составляющего 400 кэВ. При таком пороге уровень шумов срабатывания был значительно завышен, поэтому полученные результаты могут быть использованы лишь совместно с данными, полученными на описанной ниже лабораторной установке.

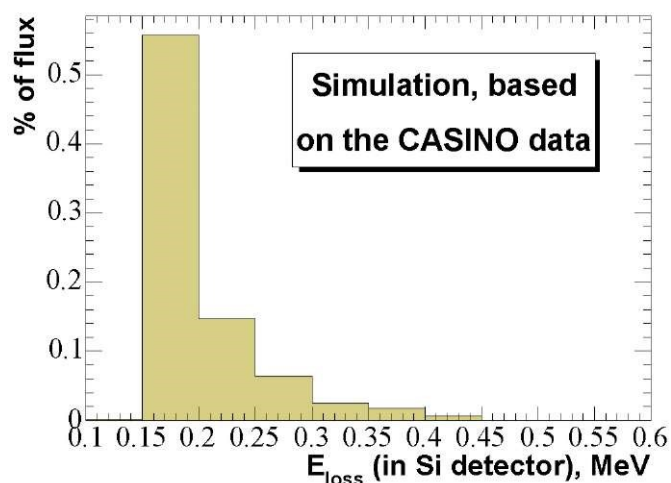


Рисунок 4.7. Распределение событий в зависимости от энергии, оставленной  $\beta$ -частицей в детекторе (в процентах от потока  $\beta$ -излучения через детектор). Наложено требование превышения амплитуд сигналов в обоих сцинтилляторах выше порога их срабатывания.

#### 4.2.2 Лабораторная установка с источником $\alpha$ -частиц

Во второй лабораторной установке был применен источник  $\alpha$ -частиц ( $^{241}\text{Am}$ ) с начальными энергиями около 5.5 МэВ. Это позволило изучать характеристики измерения времени для амплитуд сигналов в диапазоне от 400 кэВ до 2 МэВ, такие амплитуды типичны для продуктов исследуемых физических явлений, в частности, для «спектаторных» протонов. Схема лабораторного эксперимента представлена на рис. 4.8.а. По этой схеме отбираются события, когда  $\alpha$ -частица попадает между двумя смежными сегментами, в таком случае для этой частицы получаются две метки времени от разных сегментов.

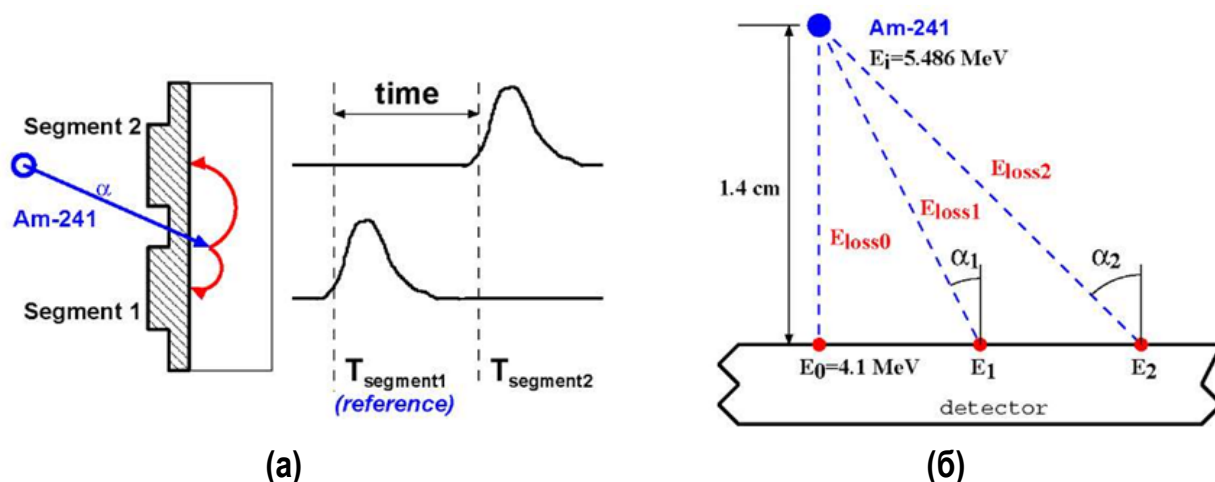


Рисунок 4.8. а) Две временных метки МАТЕЗ электроники в установке с источником  $\alpha$ -частиц. б) Получение от моноэнергетического источника  $\alpha$ -частиц с разными энергиями.

Если на данной установке измерения проводить в вакууме, то суммарная амплитуда сигналов от задействованных сегментов будет всегда одной и той же в силу моноэнергетичности источников  $\alpha$ -частиц. В связи с этим измерения проводились в нормальных условиях, для того чтобы можно было набирать события, когда амплитуда сигнала от одного сегмента фиксирована, а амплитуда второго варьируется в достаточно широком диапазоне (рис. 4.8.б). Ионизационные потери  $\alpha$ -частицы в воздухе ( $E_{loss0}$ ,  $E_{loss1}$ ,  $E_{loss2}$ ) зависят от соответствующих длин треков, что приводит к той же зависимости и для амплитуд сигналов (ионизационных потерь в детекторе  $E_0$ ,  $E_1$ ,  $E_2$ ). А метка времени от сигнала фиксированной амплитуды, считываемого со второго сегмента, использовалась в качестве опорной, аналогично тому, как это проделано в описанной выше процедуре исследования характеристик VA32TA2 электроники.

В такой конфигурации лишь небольшая область детектора набирает полезные данные. Эта область ограничена промежутком между двумя соседними сегментами (т.е. шириной около 0.28 мкм) и длиной несколько сантиметров (при увеличении угла наклона треков резко падает плотность потока и возрастают поверхностные эффекты). Таким образом, для получения статистически приемлемого объема данных потребовалось довольно много времени.

### 4.2.3 Анализ лабораторных измерений

Для изучения характеристик измерения времени системой КТТ был применен подход аналогичный описанному в 3.4. Для того чтобы найти статистические и систематические отклонения при получении отметок времени, необходимо изучить поведение среднего значения и ширины пика распределения положений временных отметок в зависимости от амплитуды сигналов.

### Процедура математического описания распределения

Рассмотрение распределений величины промежутка между двумя временными метками ( $T_{diff}$  на рис.4.9.а) при зафиксированных в узких диапазонах амплитудах сигналов с обоих сегментов показало, что оно близко к нормальному. Его можно описать функцией Гаусса и получить среднее значение и ширину пика  $\sigma$ . Однако следует учесть три фактора, негативно влияющие на точность описания (аппроксимации):

- статистические флуктуации из-за малого объема данных;
- наличие шумовых сигналов в связи с работой вблизи или ниже номинального порога;

- наличие эффекта дифференциальной нелинейности время-цифрового преобразователя VME стандарта.

Причиной проявления первых двух факторов являются описанные выше особенности работы лабораторных установок. Влияние данных факторов было сильно уменьшено путем ограничения диапазонов аппроксимации. Как известно, отклонения на хвостах распределения Гаусса приводят к наиболее заметным искажениям результатов аппроксимации. Экспериментальным путем было установлено, что если в каждой полученной при помощи наших измерений гистограмме проводить аппроксимацию в диапазоне, содержащем не более 90% присутствующих событий (как на рис. 4.9.а), то параметры аппроксимации получаются наиболее стабильными.

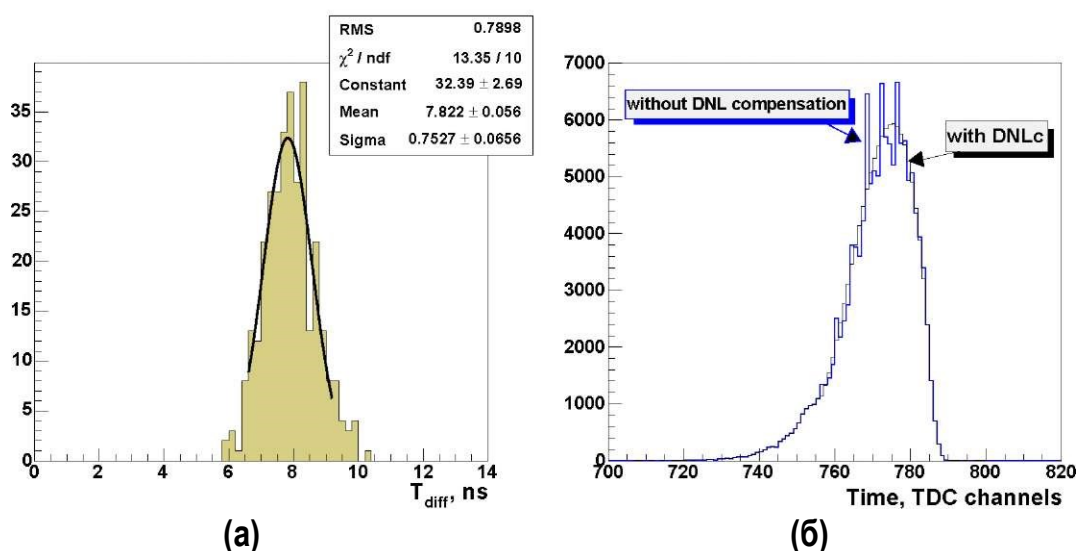


Рисунок 4.9: а) Типичный спектр разницы временных отметок установки с  $\alpha$ -источником. Амплитуды сигналов фиксированы ( $\pm 30$  кэВ), аппроксимация функцией Гаусса в диапазоне 90% событий; б) Распределение по времени для сигналов всех амплитуд, до и после коррекции дифф.нелинейности преобразователя.

Проявление третьего фактора, дифференциальной нелинейности время-цифрового преобразователя, проиллюстрировано на рис. 4.9.б. Под дифференциальной нелинейностью подразумевается то, что некоторые отрезки шкалы (бины) данного прибора имеют различающиеся размеры. В целом шкала преобразователя является линейной, потому что наличие большего размера у одного бина компенсируется от меньшими размерами соседних бинов. Эффект дифференциальной нелинейности приводит к появлению выраженной ступенчатой структуре гистограмм даже при большом объеме статистических данных. Процедура коррекции влияния дифференциальной нелинейности также показана на рис. 4.9.б. В основе данной процедуры лежит то, что полученное для сигналов всех доступных

амплитуд распределение измерений времени имеет достаточно статистических данных в диапазоне от 755 до 785 (несколько тысяч событий на бин). Это позволяет описать ее гладкой аналитической функцией (полиномом) с отклонениями не более единиц процентов для этого диапазона. После этого для каждого бина находится его весовой коэффициент, компенсирующий разницу между фактически набранным числом событий в нем и величиной, вычисленной при помощи найденного полинома. Введение полученных коэффициентов в процедуру анализа данных компенсирует влияние дифференциальной нелинейности во всех обработанных спектрах времени.

### Разрешающая способность измерения времени

Стандартное отклонение  $\sigma_{Tdiff}$  измерения промежутка между двумя метками времени  $T_{diff}$  может быть выражено в формуле, аналогичной (4.1):

$$\sigma_{Tdiff}(E_{ref}, E_m) = \sqrt{\sigma_{ref}^2(E_{ref}) + \sigma_m^2(E_m)} \quad (4.2)$$

В данном уравнении  $\sigma_{ref}$  обозначает величину стандартного отклонения опорной метки времени, которая может зависеть от энергетического эквивалента выработавшего ее сигнала  $E_{ref}$ . Главным же является  $\sigma_m$ , стандартное отклонение второй, исследуемой метки времени. Необходимо определить зависимость величины  $\sigma_m$  от амплитуды соответствующего ей сигнала  $E_m$ .

Как было указано в 4.2.1, для установки с  $\beta$ -источником величина  $\sigma_{ref}$  была постоянной и равна 0.26 нс. Для того, чтобы определить  $\sigma_{ref}$  для установки с источником  $\alpha$ -излучения, была проведена следующая процедура.

Сначала для ряда фиксированных (строго говоря, варьируемых в узком диапазоне) значений  $E_{ref}$  был получен набор графиков зависимости  $\sigma_{Tdiff}$  от амплитуд  $E_m$ , по одному графику на каждое значение  $E_{ref}$  (пример на рис. 4.10). Каждая такая зависимость может быть описана монотонно убывающей функцией, которая, как это следует из физических соображений, стремится асимптотически к некоторой постоянной величине. В процессе аппроксимации в формуле (4.2) правое слагаемое подкоренного выражения  $\sigma_{ref}^2(E_{ref})$  при фиксированном  $E_{ref}$  также является постоянным, поэтому оно может быть выражено как параметр  $p_0$ . Второе подкоренное слагаемое можно получить, выражая  $\sigma_m(E_m)$  аналогично функции из 4.1.3:

$$\sigma_m(E_m) = \sigma_0 + \exp(p_1 + p_2 \cdot E_m) \quad (4.3)$$

где  $p_1$  и  $p_2$  это параметры аппроксимации, а  $\sigma_0$  это предел функции при  $E_m \rightarrow \infty$ . Физически  $\sigma_0$  это то стандартное отклонение, которое будет у данной электроники при обработке идеально точных сигналов. Оно может быть найдено путем аппроксимации распределения событий по опорной временной метке функцией Гаусса, полученное значение составляет 0.2 нс. Таким образом, функция описания графиков рис. 4.10 принимает вид:

$$\sigma_{Tdiff}(E_m) = \sqrt{p_0 + (\exp(p_1 + p_2 \cdot E_m))^2} \quad (4.4)$$

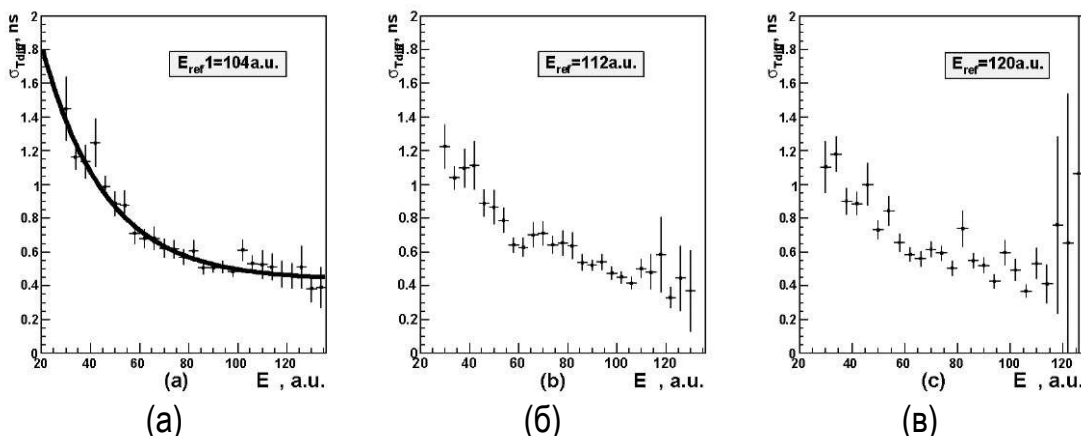


Рисунок 4.10. Графики зависимости  $\sigma_{Tdiff}$  от амплитуды  $E_m$  при следующих фиксированных значениях амплитуды опорного сигнала  $E_{ref}$ : а) при 1.46 МэВ; б) при 1.57 МэВ; в) при 1.68 МэВ. Погрешности возрастают при  $E_m > 1.7$  МэВ (120 а.е.) в результате падения статистики. аппроксимация функцией (4.4).

Полученные значения параметра  $p_0$  для различных значений  $E_{ref}$  были конвертированы в стандартное отклонение  $\sigma_{ref}$ , соответствующий график представлен на рис. 4.11. На основании этого, для последующих расчетов значение  $\sigma_{ref}$  для установки с  $\alpha$ -источником было принято постоянным и равным 0.3 нс.

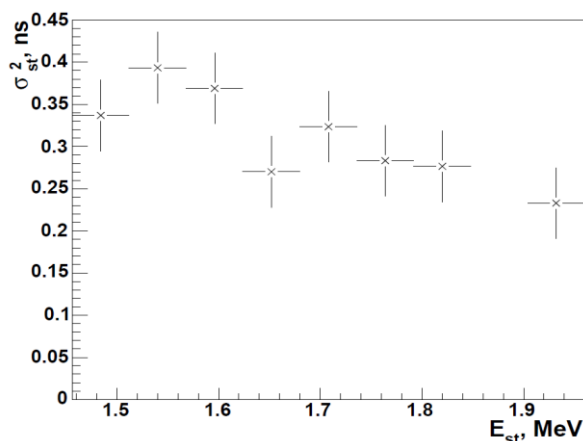


Рисунок 4.11. Зависимость стандартного отклонения опорной метки времени  $\sigma_{ref}$  от амплитуды  $E_{ref}$  выработавшего сигнала.

Теперь, когда  $\sigma_{ref}$  определено, можно построить экспериментальные графики зависимости  $\sigma_m(E_m)$  для  $\sigma_{Tdiff}$ , согласно (4.2). На рис. 4.12 представлены два массива экспериментальных точек  $\sigma_m(E_m)$ , полученные для двух произвольно выбранных областей определения  $E_{ref}$ . Как видно из этого рисунка, полученная зависимость  $\sigma_m(E_m)$  не имеет систематического смещения при изменении амплитуды  $E_{ref}$  опорного сигнала. Представленный на рис. 4.12 график описан (4.3) со следующими параметрами:

$$p_1 = 3.059 \pm 0.006 [1n(ns)]$$

$$p_2 = 0.5406 \pm 0.0083 [1n(ns/MэВ)]$$

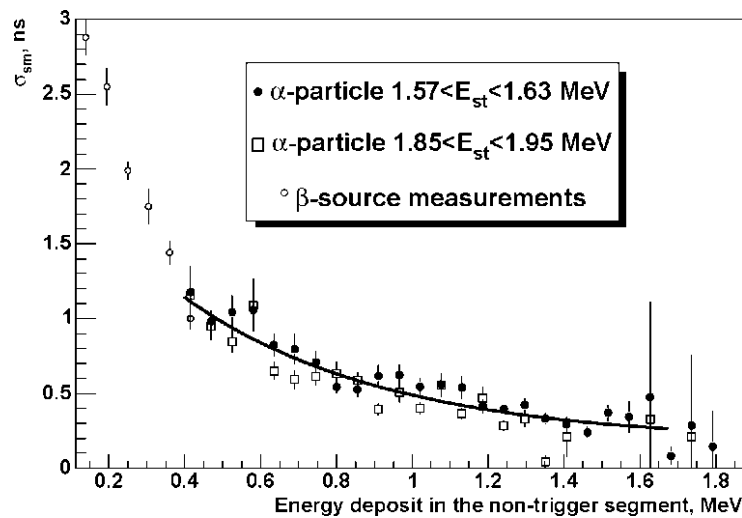


Рисунок 4.12: Стандартное отклонение метки времени в зависимости от амплитуды сигнала. Черными точками и белыми квадратами показаны два массива экспериментальных точек при разных диапазонах  $E_{ref}$ , данные с  $\alpha$ -источником. Кружками обозначены данные  $\beta$ -источника.

На рис. 4.12 можно видеть, что экспериментальные данные с обеих лабораторных установок находятся в согласии в тех областях, где данные перекрываются (около 0.4 МэВ). Правда, зависимость  $\sigma_m(E_m)$  по данным с  $\beta$ -источником показывает на данном рисунке больший наклон по сравнению с зависимостью по данным  $\alpha$ -источника. Вероятной причиной более резкого повышения стандартного отклонения с уменьшением амплитуды сигнала является уменьшение отношения сигнала к шуму для МАТЕЗ электроники при измерениях около порога срабатывания (более того, который был ниже номинального).

Описанные измерения позволяют сделать оценку, что разрешающая способность (FWHM) получаемых при помощи МАТЕЗ электроники временных отметок оказывается не хуже, чем 1.7 нс ( $2,35 \cdot 0,7$  нс) для

сигналов амплитудой 0.7 МэВ энергетического эквивалента и выше. При амплитудах более 1.6 МэВ она улучшается и становится не хуже 0.6 нс.

### Коррекция влияния time walk эффекта

Процедура, подобная определению зависимости  $\sigma_m(E_m)$ , ширины пика распределения по временным меткам в зависимости от амплитуды сигнала, была также проведена и для определения  $T_m(E_m)$ , энергетической зависимости положения максимума пика. Зависимость показана на рис. 4.13, она может быть выражена следующим образом [25]:

$$T_m(E_m) = p_0 + \exp(p_1 + p_2 \cdot E_m) \quad (4.5)$$

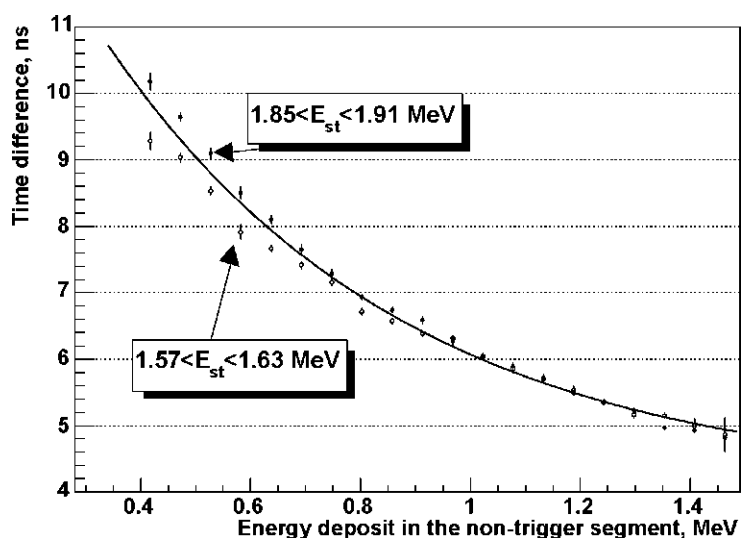


Рисунок 4.13. Смещение положения пика распределения временных отметок в зависимости от амплитуды сигнала  $T_m(E_m)$ . Отображены две последовательности точек для разных амплитуд  $E_{ref}$ , линией показана аппроксимация данных всей доступной области определения  $E_{ref}$ .

Полученные для разных  $E_{ref}$  экспериментальные точки имеют в области малых амплитуд сигнала заметные систематические отклонения. Это говорит о том, что полученная зависимость  $T_m(E_m)$  не является полностью независимой от сигналов других измерительных элементов. Поскольку отклонения становятся значительными (около 1 нс) лишь в окрестности 0.4 МэВ, т.е. около порога срабатывания МАТЕЗ электроники, то возможной причиной данной неопределенности является поведение электроники вблизи порога. Другой причиной могут быть поверхностные эффекты при регистрации  $\alpha$ -частиц. Такие частицы, обладающие к моменту попадания в детектор кинетической энергией 2 МэВ, имеют глубину проникновения в чувствительную зону детектора всего 4 мкм. Поэтому наличие некоторой нелинейности электрического поля в детекторе близи поверхности может сыграть заметную роль. В любом случае, если использовать вариант с



МАТЕЗ электроникой только для измерения сигналов с амплитудой более 0.9 МэВ, это обнаруженная неопределённость становится пренебрежимо малой и полученные функции (4.5) могут быть использованы для коррекции смещения метки времени с достаточной точностью.

### ***Раздел 4.3 Измерения времени системой КТТ***

Каждый из описанных выше вариантов электроники считывания имеет свои преимущества и недостатки.

Вариант с микросхемами МАТЕЗ обеспечивает высокую точность измерений, а также наличие индивидуальной метки времени для каждого измерительного элемента. Однако высокий порог срабатывания ограничивает возможности данной электроники к самостоятельному запуску. После регистрации каждого сигнала данная электроника блокируется и поэтому требует выработки сигнала сброса. Кроме того, микросхемы МАТЕЗ обладают довольно высоким потреблением энергии (несколько милливатт для 16-канального чипа), и поэтому в условиях вакуума они требуют активного охлаждения.

Точность при измерении времени электроникой на базе VA32TA2 не столь высока. Однако низкий уровень собственных шумов и соответственно низкий порог срабатывания позволяют использовать собственный сигнал запуска даже при амплитудах сигнала на уровне 100-200 кэВ в энергетическом эквиваленте. А низкое тепловыделение обеспечивает надежную работу данной электроники в условиях вакуума.

Разумно подобранная комбинация из этих двух вариантов электроники предоставляет возможность использовать положительные особенности и компенсировать отрицательные, обеспечивая значительное улучшение характеристик системы КТТ. Если одна из сторон детектора подключена к печатной плате с VA32TA2 микросхемами, то для этого детектора можно обеспечить низкий порог самозапуска и применять хорошо отработанную методику измерения энергии. Подключение печатной платы с МАТЕЗ микросхемами к обратной стороне детектора позволяет получить улучшенную точность измерения времени и полезную избыточность по измерению энергии.

#### **4.3.1 Время-пролетная идентификация продуктов реакции**

Значительный объем работы по исследованию и улучшению точности измерения времени был проделан для решения задачи идентификации по времени пролета частиц, зарегистрированных в детекторной системе FD (Forward Detector ANKE). Рассматривались такие реакции, как  $pd \rightarrow p_{spec}pX$

и  $pd \rightarrow p_{spec}dX$ , с регистрацией быстрого протона или дейтрона FD системой и «спектаторного» протона  $p_{spec}$  КТТ системой (рис. 4.14). Временное разрешение (FWHM) системы FD составляет около 600 пс. При условии, что система КТТ способна иметь близкую точность эта два типа реакций могут быть четко разделены между собою путем измерения временных промежутков регистрации продуктов реакции, поскольку даже быстрые (с импульсом 2.7 ГэВ/с) дейтроны имеют время пролета на 1.5 нс больше чем зарегистрированные FD протоны того же импульса.

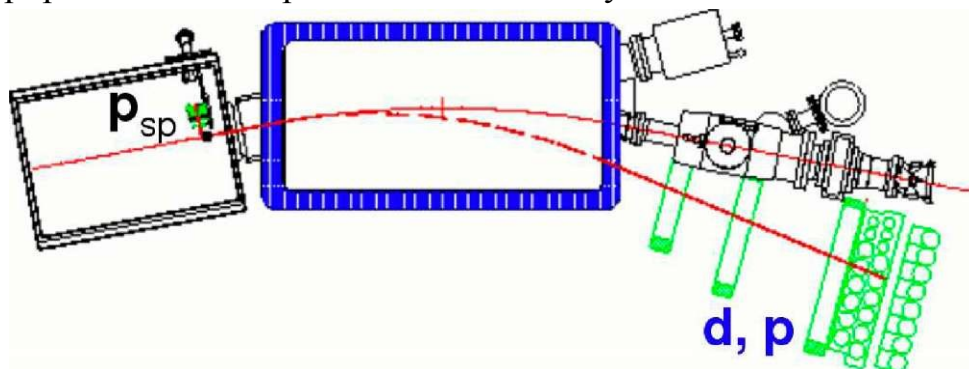


Рисунок 4.14. Схема регистрации продуктов реакции при время-пролетной (TOF) идентификации типа частиц.

### Результаты моделирования

Полученные в разделе 4.2 характеристики были использованы для моделирования в пакете GEANT [27]. В моделировании С.Г. Барсова использовались величины погрешностей, как измерения времени, так и энергии [28]. Применялась следующая схема анализа получаемых в КТТ меток времени: для каждого определяемого КТТ трека частицы использовалась метка от того ВаВаг-IV детектора в телескопе с наибольшим энерговыделением.

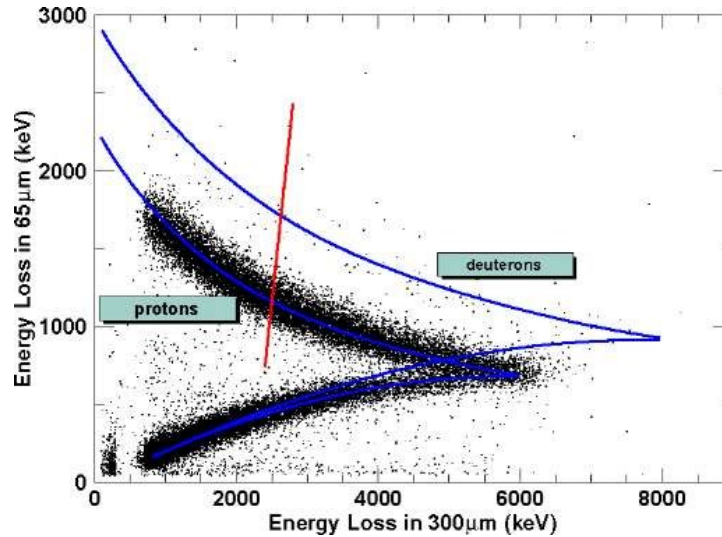


Рисунок 4.15. Моделирование энергетических потерь протонов и дейтронов в детекторах КТТ телескопа, толщина первого телескопа 65 мкм, второго 300 мкм.

Такая схема гарантирует (рис. 4.15), что в детекторе с выбранной меткой времени энергетический эквивалент сигнала будет не менее 1.7 МэВ. В результате, согласно данным (рис. 4.12), получаемая в целом для телескопа разрешающая способность улучшается до 0.5 нс (рис. 4.16.а). В этом случае регистрируемые в FD дейтроны могут быть четко выделены даже на фоне гораздо большего количества протонов (Рисунок 4.16.б).

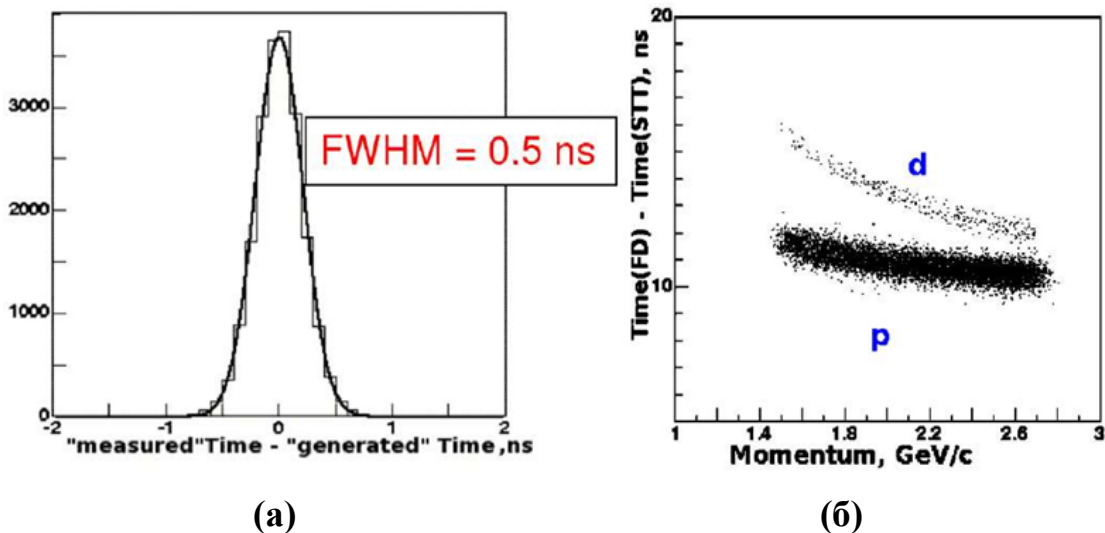


Рисунок 4.16. а) Модельная разрешающая способность КТТ, б) Корреляция разницы отметок FD и КТТ с импульсом регистрируемой FD частицы.

### Экспериментальные результаты

Во время проведения эксперимента ANKE#159 в телескопе КТТ системы два детектора толщиной 300 мкм были оснащены с р-стороны платами электроники МАТЕЗ типа. На рис. 4.17 показана зависимость положения временной метки от энергетического эквивалента сигнала.

Как видно на рис. 4.18, полученного объема данных оказалось недостаточно для того, чтобы определить эти зависимости с высокой точностью индивидуально для каждого канала и откалибровать. Разрешающая способность метода оказалась заметно хуже лабораторных значений (рис. 4.18.а). Ширина  $\sigma_{Tdiff}$  пика распределения для разницы отметок времени при энергетическом эквиваленте амплитуды сигнала 2.4 МэВ (рис. 4.18.б) равна 7 каналам ТЦП, что соответствует 1.26 нс.

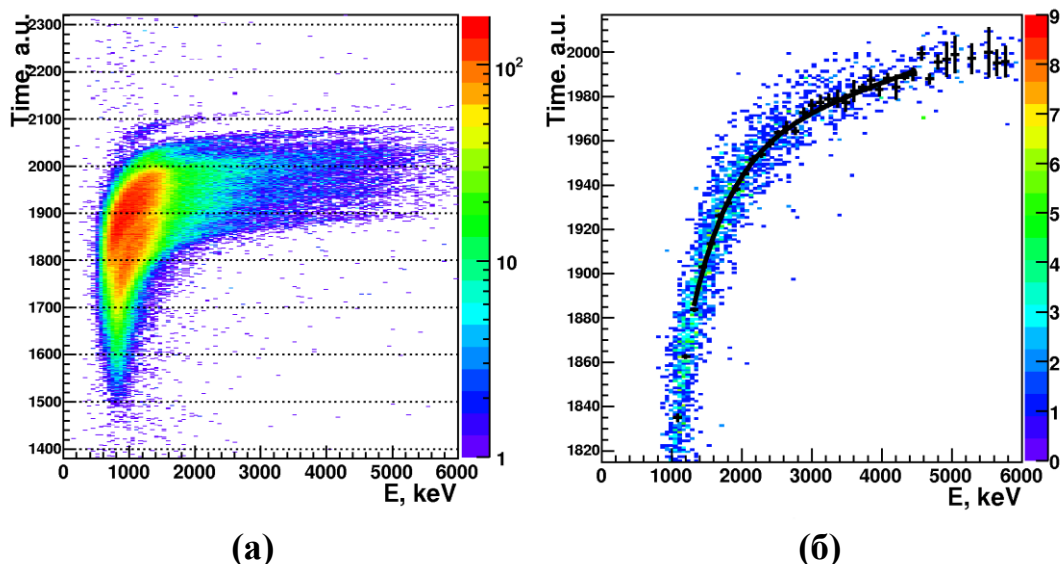


Рисунок 4.17: Распределения событий по разнице временных отметок, метка FD с годоскопа Stop10, метка КТТ: а) со всех каналов р-стороны первого детектора, данные до выравнивания; б) с канала номер 20 р-стороны первого детектора.

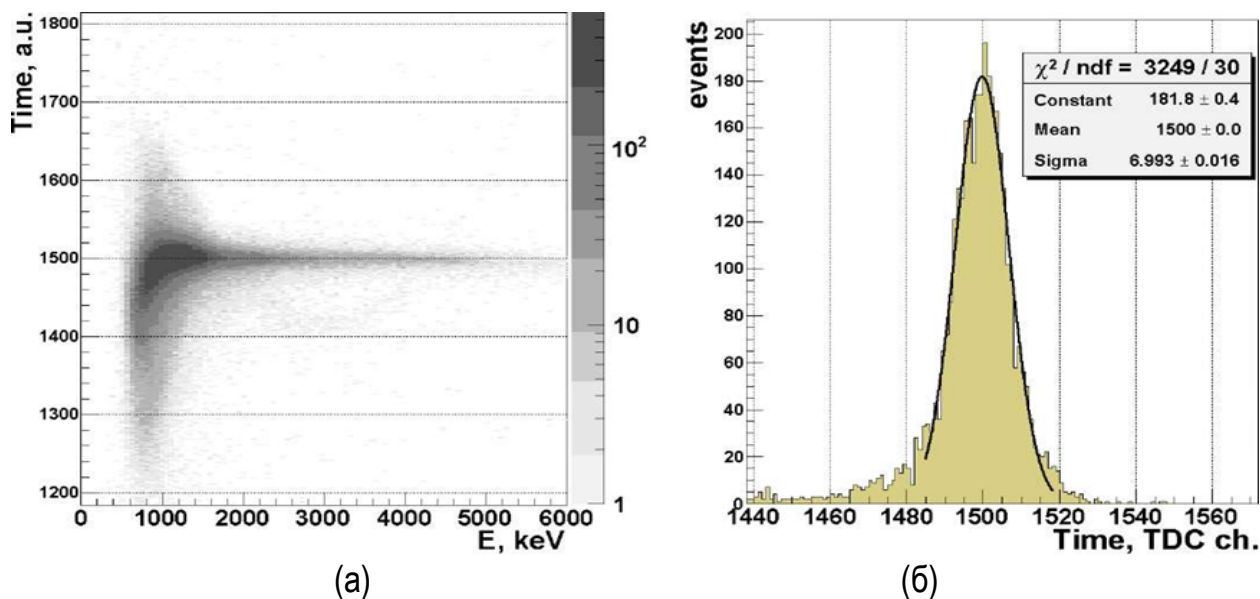


Рисунок 4.18. а) Распределение по разнице метки FD ( годоскоп Stop10) и метки КТТ со всех каналов р-стороны первого детектора после выравнивания; б) свертка гистограммы слева по оси времени, при  $E= 2.4$  МэВ.

Величина  $\sigma_{Tdiff}$  является результатом сложения независимых погрешностей измерения FD и КТТ систем, поэтому  $\sigma_{Tdiff} = \sqrt{\sigma_{Tfd}^2 + \sigma_{Tstt}^2}$ . Зная  $\sigma_{Tfd}$  для системы FD, получаем разрешающую способность для МАТЕЗ электроники, она равна  $\sim 1,2$  нс.

Если же сравнить полученные в эксперименте корреляция разницы временных отметок FD и КТТ систем с импульсом регистрируемой FD частицы с корреляцией, полученной в результате моделирования, то можно сделать вывод, что полученные результаты согласуются с предсказанными, хотя желаемых для работы метода характеристик системы добиться не удалось.

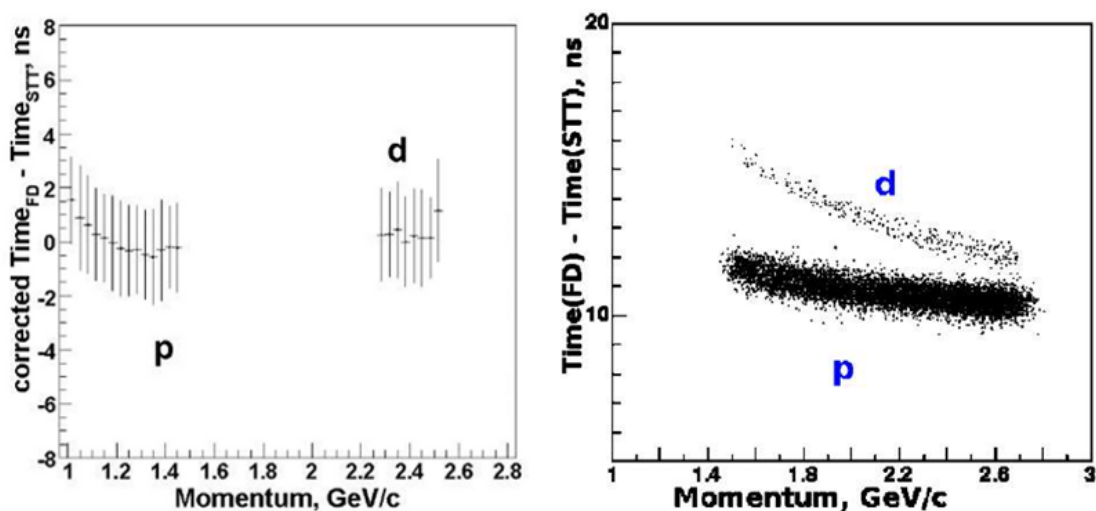


Рисунок 4.19. Корреляция разницы временных отметок FD и КТТ с импульсом регистрируемой FD частицы а) Экспериментальные данные; б) модельные данные, приведенные на рис. 4.16.б.

### 4.3.2 Идентификация частицы по измерению времени дрейфа заряда в детекторе

Идея данного метода заключается в использовании измерения времени для получения информации о длине пробега частицы внутри детектора. Такая информация может быть полезна, в частности, для идентификации типа остановленной в детекторе частицы.

#### Описание метода и модельные оценки применимости

Данные SRIM [20] были использованы для анализа распределения ионизационных потерь остановленной в детекторе частицы, а также величины её отклонения вследствие многократного кулоновского рассеяния. На практике для работы описанного ниже метода оказалось достаточно следующей оценки, что для таких частиц, как протоны, дейтроны или  $\alpha$ -

частицы на последние 10% трека приходится 90% ионизационных потерь энергии.

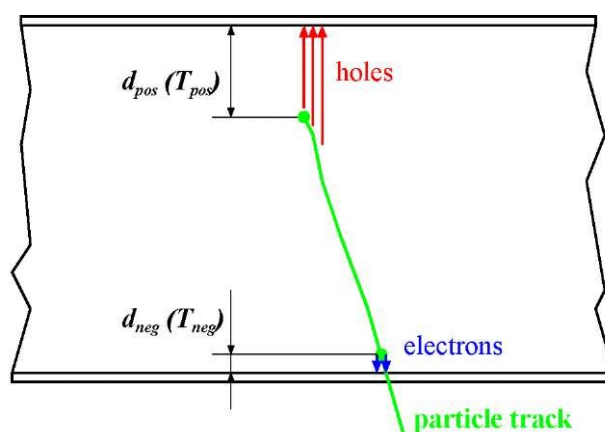


Рисунок 4.20. Схема трека частицы, остановленной в детекторе. Величина  $d_{neg}$  и  $d_{pos}$  обозначает минимальную глубину в толще детектора, собранного заряда с которой хватает для срабатывания, после прихода заряда с этой глубины вырабатываются метки  $T_{neg}$  и  $T_{pos}$ .

Для рассмотрения работы данного метода будем считать без ограничения общности, что частица попала в детектор с n-стороны. Если в качестве опорной (нулевой) метки времени использовать момент выработки внешнего триггера считывания, то вырабатываемая p-стороной детектора метка времени  $T_{pos}$  будет фактически обозначать время дрейфа дырок из окрестности точки остановки частицы до поверхности p-стороны. На рис. 4.20. расстояние данного дрейфа обозначено как  $d_{pos}$ . Согласно упомянутому распределению ионизационных потерь, размер окрестности при установлении достаточно низкого порога срабатывания (для VA32TA2 электроники это  $\sim 0.1$  МэВ) порядка единиц микрон. Что касается вырабатываемой n-стороной метки  $T_{neg}$ , то она будет обозначать время дрейфа электронов от определенной точки на треке частицы до поверхности n-стороны. Глубина этой точки в толще детектора  $d_{neg}$  зависит от выставленного порога выработки  $T_{neg}$  и от угла наклона трека и может быть рассчитана согласно известному распределению потерь вдоль трека. Проведенные оценки показали, что при упомянутом пороге срабатывания данная точка всегда будет находиться в непосредственной близости от поверхности ( $d_{neg} \sim 10$  мкм). Отсюда можно сделать вывод, что если для конкретного события определить значения  $d_{pos}$  и  $d_{neg}$ , то их вычитание из значения толщины детектора дает величину, которая в принципе с точностью в несколько микрон совпадает с длиной пробега зарегистрированной в детекторе частицы.

**Таблица 4.1:** Подвижность электронов и дырок в кремнии при различных температурах. Соответствующие скорости носителей рассчитаны для напряженности электрического поля 1600 В/см.

Температура, К	Подвижность электронов $\mu_e$ , $\text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$	Скорость электронов, мкм/нс	Подвижность дырок $\mu_h$ , $\text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$	Скорость дырок, мкм/нс
300	1350	21.6	480	7.7
273	1705	27.3	608	9.7

В данном методе значения величин  $d_{pos}$  и  $d_{neg}$  вычисляются по значениям  $T_{pos}$  и  $T_{neg}$ , и известной скорости носителей соответствующих зарядов. Подвижности носителей заряда для разных рабочих температур детекторов были определены в [29]. В Таблице 4.1 представлены значения и рассчитанные скорости дырок и электронов в детекторе для типичного значения напряженности электрического поля в 1600 В/см. Для идентификации типа остановившейся в детекторе частицы достаточно сопоставить пробег частицы в детекторе с измеренной ранее величиной ее потерь энергии с нем, поскольку частицы одной энергии, но разного соотношения заряд-масса будут иметь отличные друг от друга длины пробега до остановки.

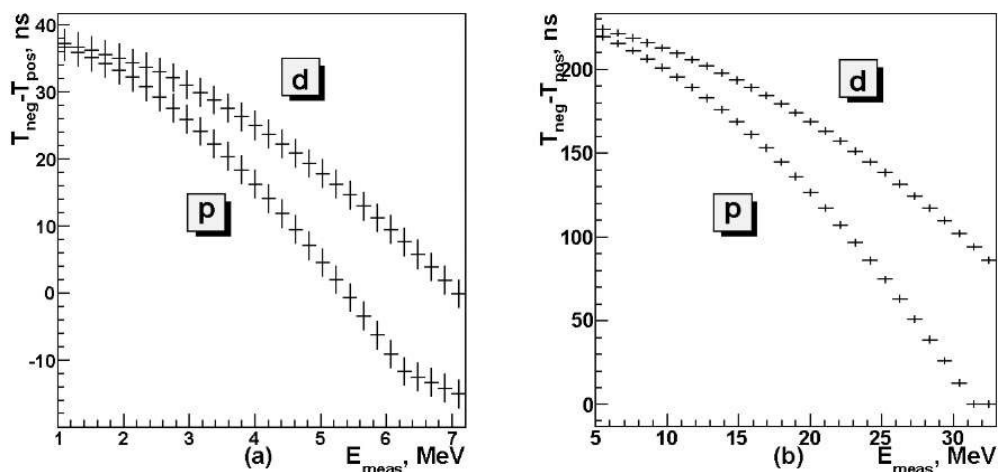


Рисунок 4.21. Процедура идентификации протонов и дейтронов путем сравнения энергии частиц с разностью времен прихода заряда на р- и стороны детектора. а) Толщина детектора 300 мкм; б) 5 мм (б).

Метод применим и при автономной регистрации частицы детектором без сигнала внешнего триггера. В этом случае одна метка, например  $T_{pos}$ , берется за нулевую (опорную), а поскольку  $d_{neg} \sim 10$  мкм, то непосредственно коррелирующая с длиной пробега величина определяется при измерении  $T_{diff}$ , разницы между  $T_{neg}$  и  $T_{pos}$ . Рис. 4.21 показывает расчетную

зависимость значения  $T_{diff}$  от измеренного значения энергетических потерь частицы. Моделирование проводилось для протонов и дейтронов. На этом рисунке в качестве отметок погрешностей представлена величина  $3\sigma$  разрешающей способности при измерении времени VA32TA2 электроникой, получение которой было описано в 4.1.2. При расчете было принято, что влияние расплывания заряда во время дрейфа пренебрежимо мало.

### Экспериментальная проверка работы метода

Работоспособность данного метода была проверена во время работы системы КТТ на эксперименте ANKE #172. Изучались данные с третьего детектора телескопа толщиной 5 мм, считывание с обеих сторон детектора осуществлялось VA32TA2 электроникой. Для изучаемых событий калибровка измерения энергии была осуществлена по процедурам, описанным в 3.2 и 3.3: по корреляциям измерений второго и третьего детекторов и по корреляциям измерений с обеих сторон третьего детектора.

Величина разрешающей способности измерения времени в этом эксперименте была определена из прокалиброванных согласно процедуре подраздела 4.1 данных измерений разницы  $T_{pos}-T_{neg}$ . Результаты измерений представлены на рис. 4.22. Ширина пика данного распределения  $\sigma_{T_{diff}}$  равна 2.1 нс. Соответственно рассчитанное по формуле (4.1) разрешение метки времени с одной стороны детектора равно 1.5 нс.

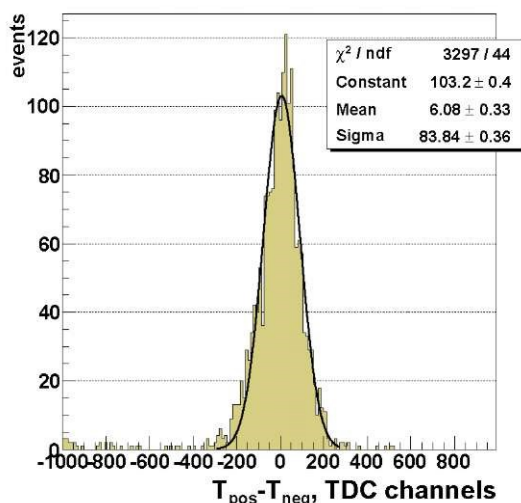


Рисунок 4.22. Распределение событий по разнице между метками времени р- и n-стороны детектора. Используются идентифицированные методом PID протоны 15-25 МэВ. Влияние time walk эффекта, а также разного времени сбора разноименных зарядов скомпенсировано.

Экспериментальные данные сравнения измерений времени и энергии, представленные на рис. 4.23.а, позволяют визуально различить остановленные протоны, остановленные дейтроны, пролетные частицы.



Кроме того, на этом рисунке можно увидеть зарегистрированные тритоны. По крайней мере, если из рассмотрения удалить те частицы, которые по ионизационным потерям идентифицируются описанным в подразделе 3.4.4 методом PID как тритоны, повышение интенсивности в области предполагаемых тритонов из представленного на данном рисунке распределения также исчезает (рис. 4.23.б).

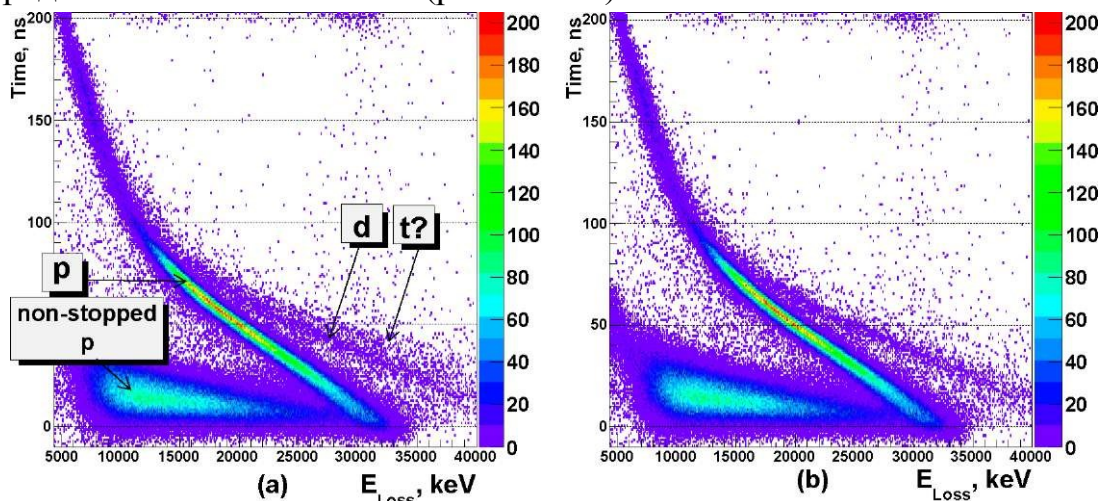


Рисунок 4.23: а) Зависимость промежутка между временными метками с разных сторон 5 мм детектора от измеренной детектором энергии; б) то же распределение, но удалены частицы, идентифицируемые методом PID как тритоны.

Что касается количественных показателей точности метода, то расстояние (в единицах  $\sigma$ ) между описанными функцией Гаусса пиками распределений событий по типам частиц представлено на рис. 4.24. Этот рисунок показывает, что в использованной конфигурации (не оптимизированная для измерения времени настройка VA32TA2 электроники, детектор толщиной 5 мм) уверенно, с критерием  $3\sigma$ , идентифицируется факт остановки в детекторе протонов, имеющих первоначальную кинетическую энергию от 11 до 30 МэВ. Это первое экспериментальное подтверждение способности идентификации типа частиц по информации с одного детектора.

#### ***Раздел 4.4 Выводы***

Обычно характеристики считывающей электроники в части получения временных меток определяются методом изучения откликов электроники на сигналы генератора. Инновационные лабораторные исследования при помощи радиоактивных источников позволили, с одной стороны, изучить и

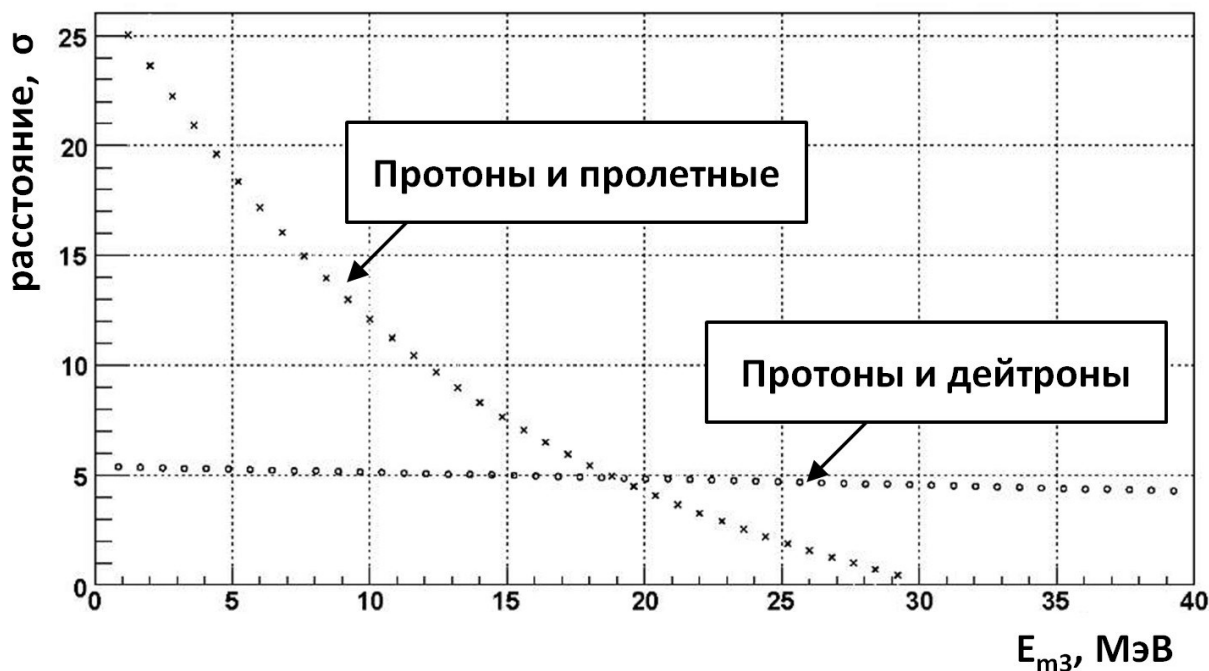


Рисунок 4.24. Зависимость разрешающей способности между пиками дейтронов, протонов и пролетных частиц на PID графике от  $E_{m3}$ .

скомпенсировать нежелательное влияние ряда эффектов, проявляющихся в связке детектор-электроника, таких как time walk эффект, поверхностные эффекты распределения заряда на детекторах, эффект дифференциальной нелинейности время-цифрового преобразователя. Последовательная работа по улучшению характеристик системы привела к тому, что точность единичного измерения времени составила  $\sim 0.5$  нс ( $\sigma$ ), что находится на передовом мировом уровне для микрополосковых детекторов.

Кроме того, лабораторные исследования позволили разработать метод идентификации типа частицы, остановленной одним из детекторов КТТ телескопа, по информации только с одного этого детектора. Данный метод использует измерение разницы между двумя временными метками, вырабатываемыми электроникой в результате прихода ионизированных частицей зарядов на разные стороны детектора. Было обосновано, что при соответствующей настройке эта разница фактически составляет промежуток времени между моментом попадания частицы в детектор (начало собирания заряда на переднюю сторону детектора) и моментом прихода заряда от места остановки частицы в детекторе. Данная информация определяет длину пробега частицы в детекторе, корреляция которой с измеренной детектором величиной энергии частицы и обеспечивает идентификацию типа частицы. Метод прошел успешную проверку во время работы на научном эксперименте ANKE#172.

Оценена возможность измерения времени для использования временных измерений КТТ системы в целях время-пролетной идентификации продуктов реакции спектрометром ANKE[28].

## Глава 5 Калибровка и анализ. Реконструкция треков частиц.

Процедура определения трека продукта реакции включает в себя построение уравнения линии трека (в частном случае прямой линии такое построение фактически означает определение углов направления трека или углов вылета частицы), а также определение координат начала трека (вершины реакции). Определение углов вылета нужно для того, чтобы, располагая информацией об энергии идентифицированной частицы, восстанавливать импульс малоэнергетических продуктов реакций, регистрируемых КТТ системой. Информация о вершине требуется, по крайней мере, для обеспечения необходимой точности определения импульса при помощи магнитного спектрометра ANKE для летящих вперед быстрых продуктов реакций. Кроме того, реконструкция треков вносит вклад в подавление фона, а также позволяет сканировать профиль пучка в накопительной ячейке газовой мишени, что полезно при настройке пучка и выравнивания накопительной ячейки.

### Раздел 5.1 Конфигурация установки

Ось X общей системы координат ANKE (рис. 5.1) была направлена горизонтально и перпендикулярно направлению пучка, вдоль нее один за другим располагались три детектора КТТ телескопа, ориентированные перпендикулярно данной оси. Ось Y была направлена вертикально вверх, перпендикулярно направлению пучка, ось Z была вдоль направления пучка. Детекторы были очень точно ориентированы и выровнены относительно номинального положения пучка и друг друга. Расстояние от оси пучка до внутренней (ближайшей к пучку) поверхности первого детектора было 20 мм. Такие же расстояния были между внутренними поверхностями 1-го и 2-го детектора и между внутренними поверхностями 2-й и 3-й детектора.

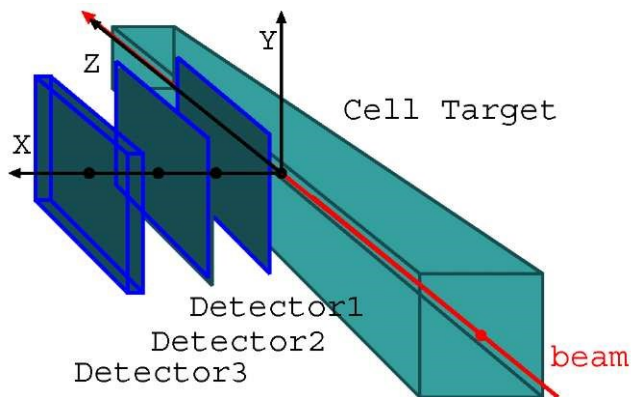


Рисунок 5.1. Схема расположения накопительной ячейки газовой мишени и детекторов КТТ телескопа, эксперимент #172.0.

Ширина каждого из вертикально ориентированных чувствительных сегментов на поверхности первого и второго детекторов составляла 0.8 мм. Ширина горизонтально ориентированных сегментов составляла 0.44 мм. Первые два детектора были толщиной 300 мкм, третий – 5 мм. Стенка прямоугольной в сечении накопительной ячейки представляет собой металлическую фольгу толщиной 30 мкм.

### ***Раздел 5.2 Определение направления трека***

При установке детекторов, входящих в систему КТТ, их расположение и ориентация измеряются в общей системе координат ANKE. При регистрации частицы детектором, по номерам чувствительных сегментов, сработавших на внутренней и на внешней (относительно пучка) поверхности детектора определяются локальные координаты т.н. «двумерного хита» (описано в п. 3.2.1). По этой информации рассчитываются координаты точки (или, в случае толстого детектора, области) попадания частицы в данный детектор. В применяемом методе берется за основу то, что трек это линия (прямая, при сделанных ниже оговорках), на которой лежат точки попадания частицы в детекторы при ее прохождении через системы КТТ. После этого из координат точек попадания строится уравнение линии трека и получаемые параметры направления трека можно использовать как углы вылета изучаемой частицы.

При обработке каждого события для процедуры определения направления трека использовалась информация из первых двух детекторов телескопа (ВаВаг-IV типа). Допускалось наличие одного или двух треков в одном событии, нужные комбинации одномерных хитов выбирались по энергетическим измерениям. Далее при наличии одного или нескольких двумерных хитов в третьем (толстом) детекторе их координаты сопоставлялись с координатами точки пересечения экстраполированного трека с ближней к мишени поверхностью третьего детектора. Если расстояние между сопоставляемыми точками превышало 5 мм, то данный хит третьего детектора интерпретировался как случайное срабатывание. Обоснованием такой интерпретации послужил значительный опыт эксплуатации третьего детектора, при работе системы электронного охлаждения пучка ускорителя COSY сопутствует появление вокруг него ореола (гало) из нейтральных атомов водорода, приводящее к повышению частоты случайных срабатываний толстого третьего детектора. Таким образом, определение направления трека снижает фоновую нагрузку при определении энергии частиц, регистрируемых КТТ.

Наблюдаемыми величинами после определения направления трека являются азимутальный угол  $\varphi$  и полярный угол  $\theta$  вылета продукта реакции к направлению пучка. Для оценки принципиальных пределов разрешающей способности метода определения  $\theta$  и  $\varphi$  было проведено простое Монте-Карло моделирование. В этом моделировании были сгенерированы треки частиц, проходящие через первый и второй детектор со всеми возможными комбинациями сработавших чувствительных сегментов, каждая комбинация имела равный вес. В качестве ошибки координаты принималось то, что локальные координаты попадания частицы в детектор рассчитываются с точностью не лучше ширин сработавшей комбинации горизонтального и вертикального сегментов. В результате были получены следующие оценки (рис. 5.2): ширина на полувысоте (FWHM) для  $\varphi$  равна  $2.2^\circ$ , для  $\theta$  равна  $1.4^\circ$ .

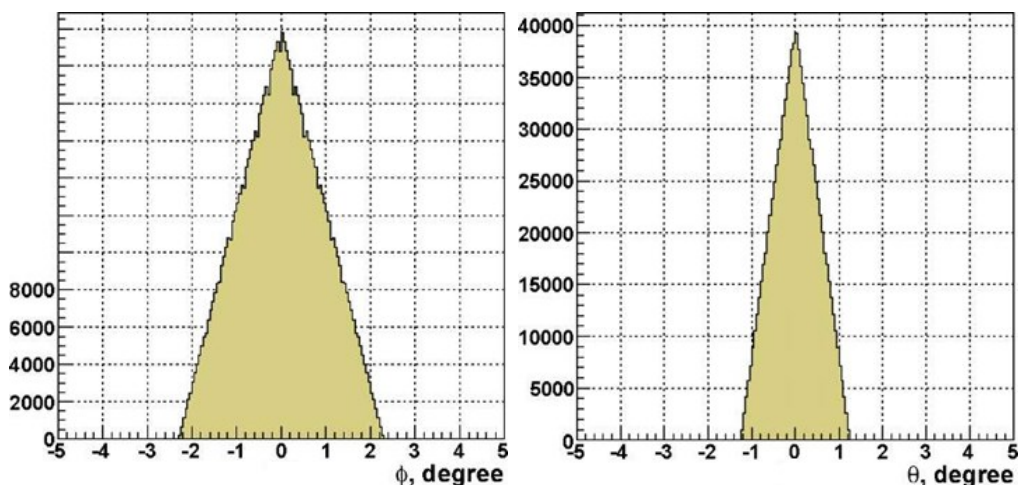


Рисунок 5.2: Моделирование ошибки восстановления значения азимутального  $\varphi$  и полярного  $\theta$  углов вылета.

Кроме того, существуют несколько факторов, приводящих к тому, что реальный трек это не прямая линия. Одним из факторов является кулоновское многократное рассеяние частицы в материале стенки накопительной ячейки мишени и в детекторах. До тех пор пока толщина этих объектов составляет десятки-сотни микрон, это фактор приводит лишь к некоторому статистическому отклонению, а систематическое отклонение имеет следующий порядок малости.

Другая причина некоторой нелинейности линии трека это влияние остаточного магнитного поля в мишенном узле ANKE от спектрометрического магнита D2. Систематическое отклонение трека от прямой проявляется в основном в плоскости XZ [16], а отклонения в вертикальном направлении Y гораздо меньше. Поскольку в данной работе телескоп КТТ располагался в горизонтальной плоскости, то без применения коррекции влияния магнитного поля должен наблюдаться некоторый

систематический сдвиг при определении полярного угла вылета частицы, и отсутствие сдвига для азимутального угла.

### Экспериментальные результаты,

Для проверки качества восстановления системой углов  $\varphi$  и  $\theta$  трека частицы в условиях эксперимента была использована кинематическая связь между значениями угла вылета и кинетической энергией продуктов реакции упругого рассеяния дейтрона на протоне. Провзаимодействовавший протон регистрируется системой КТТ, упруго рассеянный вперед дейтрон регистрируется системой FD ANKE, связь их кинетических энергий позволяет надежно подавить фоновые частицы.

Корреляция между азимутальным углом вылета протона  $\varphi_p$  и углом вылета дейтрона  $\varphi_d$  представлена на рис. 5.3.а. Некоторые разрывы в области определения  $\varphi_d$  проявились в результате того, что не функционировали несколько измерительных элементов пропорциональных камер (MWPC) детектирующей системы FD. Данные разрывы начинают заметно проявляться в событиях, когда вылетающие дейтроны попадают в MWPC практически перпендикулярно их поверхности. Как видно на рис. 5.3, полученная корреляция измеренных  $\varphi_p$  и  $\varphi_d$  позволяет утверждать о выполнении естественного условия компланарности треков протона и рассеянного дейтрона:

$$\varphi_d = \varphi_p + 180^\circ \quad (5.1)$$

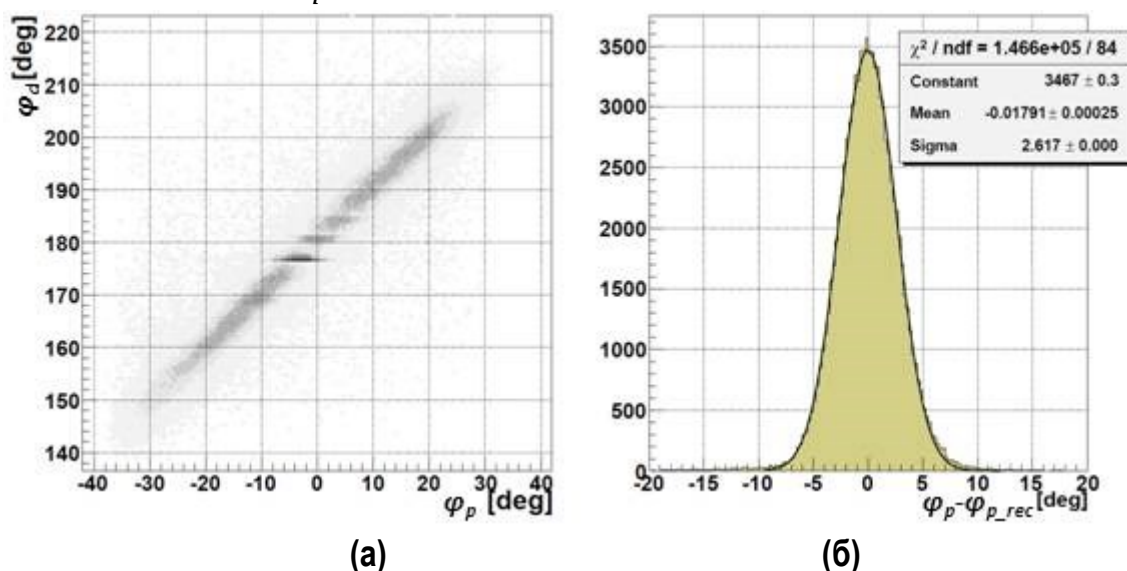


Рисунок 5.3. а) корреляции азимутальных углов вылета частиц, регистрируемых системой КТТ ( $\varphi_{STT}$ ) и FD ( $\varphi_{FD}$ ); б) проекция распределения событий по корреляции  $\varphi_{STT}/\varphi_{FD}$  вдоль оси, соответствующей плоскости реакции.

Для количественной оценки разрешающей способности  $\sigma_{\varphi p}$  применяемого метода определения азимутального угла  $\varphi_p$  была построена и представлена на рис. 5.3.б проекция той же корреляции вдоль прямой уравнения (5.1.) в диапазоне  $140^\circ < \varphi_d < 175^\circ$ . Связь стандартного отклонения  $\sigma_{proj}$  полученной проекции с величиной  $\sigma_{\varphi p}$  и с разрешающей способностью  $\sigma_{\varphi d}$  определения угла  $\varphi_d$  выражается следующим уравнением:

$$\sigma_{proj}^2 = \sigma_{\varphi p}^2 + \sigma_{\varphi d}^2 \quad (5.2)$$

Полученное аппроксимацией построенной проекции функцией Гаусса значение  $\sigma_{proj}$  равно  $2.6^\circ$ , а из упоминавшихся ранее характеристик FD детектора известно, что в выбранном для данной проекции диапазоне  $\varphi_d$  величина  $\sigma_{\varphi d}$  составляет  $0.1^\circ$ . Таким образом, получаем:

$$\sigma_{\varphi p} = \sqrt{\sigma_{proj}^2 - \sigma_{\varphi d}^2} = 2.6^\circ$$

Аналогичное исследование проведено для полярных углов, корреляция между углом  $\theta_p$  протона и углом  $\theta_d$  представлена на рис. 5.4. Здесь сплошной линией отображена теоретическая зависимость  $\theta_d$  от  $\theta_p$ , построенная при помощи программного пакета PLUTO. При совпадении формы зависимости наблюдается некоторый систематический сдвиг, связанный с тем, что полярный угол трека медленного протона испытывает в данной ситуации смещение относительно угла вылета  $\theta_p$  в результате действия остаточного магнитного поля в мишенном узле и для компенсации этого эффекта нужно применять коррекцию, как в работе [15]. Тем не менее, как показано на рис. 5.5.а, даже до применения этой коррекции полученное значение полярного угла обнаруживает хорошее совпадение теоретических предсказаний и экспериментального распределения событий по корреляции  $\theta_p$  со значением кинетической энергии вылетевшего протона  $E_{ini}$ . Независимая процедура определения  $E_{ini}$  описана в Главе 3.



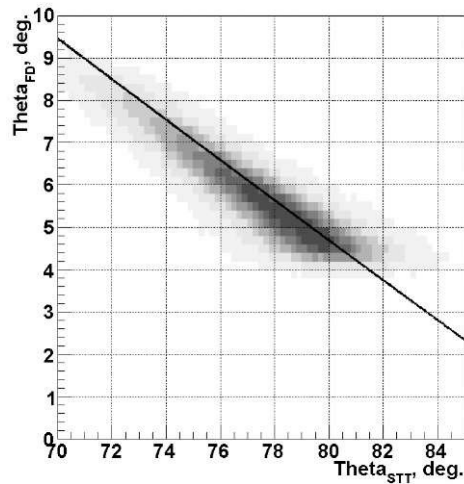


Рисунок 5.4. Корреляция полярного угла вылета протона (определяется КТТ) с углом вылета дейтрона (определяется FD). Линией показана кинематическая зависимость.

Для количественной оценки разрешения  $\sigma_{\theta_p}$  применяемого метода определения полярного угла  $\theta_p$  из части гистограммы рис. 5.5.а был выделен и спроецирован на одномерную гистограмму только слой в окрестности  $E_{ini}=30$  МэВ. Полученная гистограмма представлена на рис. 5.5.б. Поскольку для выбранной энергии погрешностью определения  $E_{ini}$  заведомо можно пренебречь, то полученную аппроксимацией функцией Гаусса ширину пика распределения на рис. 5.5.б можно интерпретировать, как разрешение  $\sigma_{\theta_p}$ :

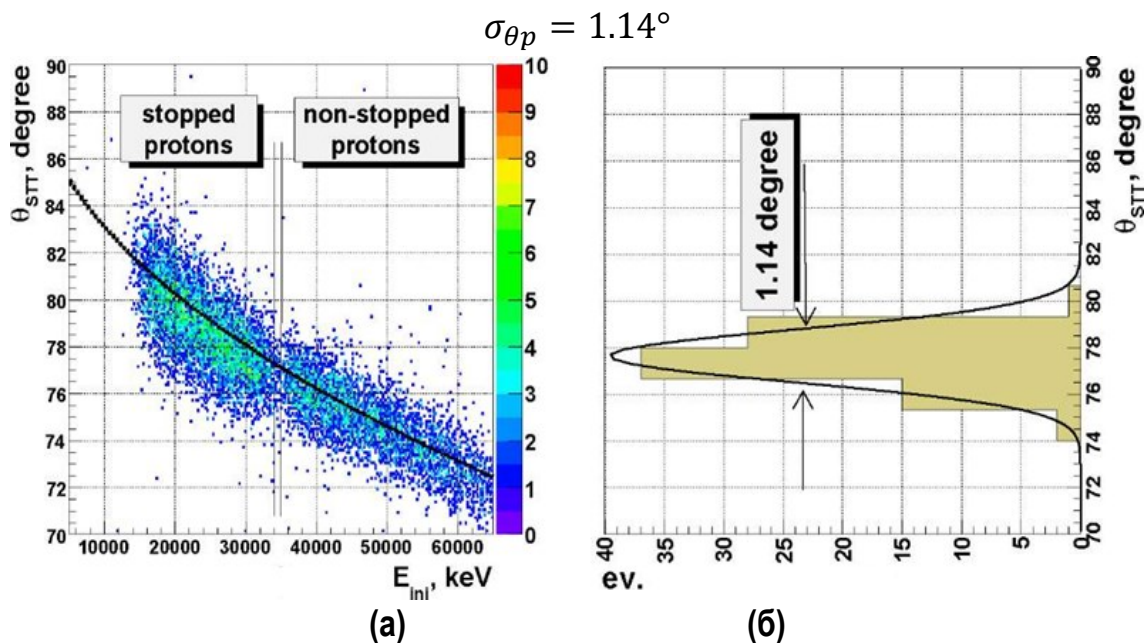


Рисунок 5.5. а) Корреляция полярного угла протона (КТТ) с величиной его начальной энергии, линией показана кинематическая зависимость; б) проекция получившегося распределения на ось угла, события из малой окрестности  $E_{ini}=30$  МэВ.

Таким образом, полученные характеристики метода находятся в непосредственной близости к задаваемым использованной аппаратурой пределам.

### **Раздел 5.3 Определение координат вершины реакции**

При регистрации системой КТТ единичного продукта реакции применяется метод восстановления вершины как точки пересечения трека с вертикальной плоскостью  $YZ$ , содержащей ось пучка [15]. Для события с регистрацией в КТТ двух продуктов от одной реакции можно применить другой метод, в котором вершина определяется как геометрическое место точек наибольшего сближения двух треков в пространстве.

#### **5.3.1 Восстановление вершины реакции по единичным трекам**

При применяемом методе реконструкции вершины реакции по единичному треку события координата  $X$  не измеряется, а берется как фиксированный параметр (например, из номинального расположения оси пучка). Несмотря на это, даже только информация о координате  $Z$  с сантиметровым разрешением оказывается необходимой, поскольку позволяет значительно повысить точность определения импульса быстрых частиц, летящих вперед и детектируемых при помощи магнитного спектрометра ANKE. Кроме того, даже не имея информации о координате  $X$  для единичного события, можно реконструировать треки для массива событий, определить, где треки пересекаются, и таким образом определить трехмерные области взаимодействия пучка с газом мишени и (или) стенками накопительной ячейки, т.е. определить профиль пучка. Это полезно для оптимального выбора фиксированного значения  $X$ , а также для уточнения взаимного расположения пучка и мишени. Для текущей конфигурации КТТ телескопа были проведены экспериментальные исследования характеристик данного метода, а также оценки достижимых пределов его точности.

Для оценки принципиальных пределов точности определения  $Y$  и  $Z$  координат вершины было использовано Монте-Карло моделирование, результаты которого представлены на рис. 5.6. Ширина на полувысоте (FWHM) полученного распределения для  $Y$  координаты равна 1,6 мм. Если распределение представленной формы описать функцией Гаусса, то ширина (сигма) описывающей функции  $\sigma_{Yapprox}$  равна 0,6 мм. Ширина на полувысоте (FWHM) для  $Z$  координаты равна 0,9 мм.

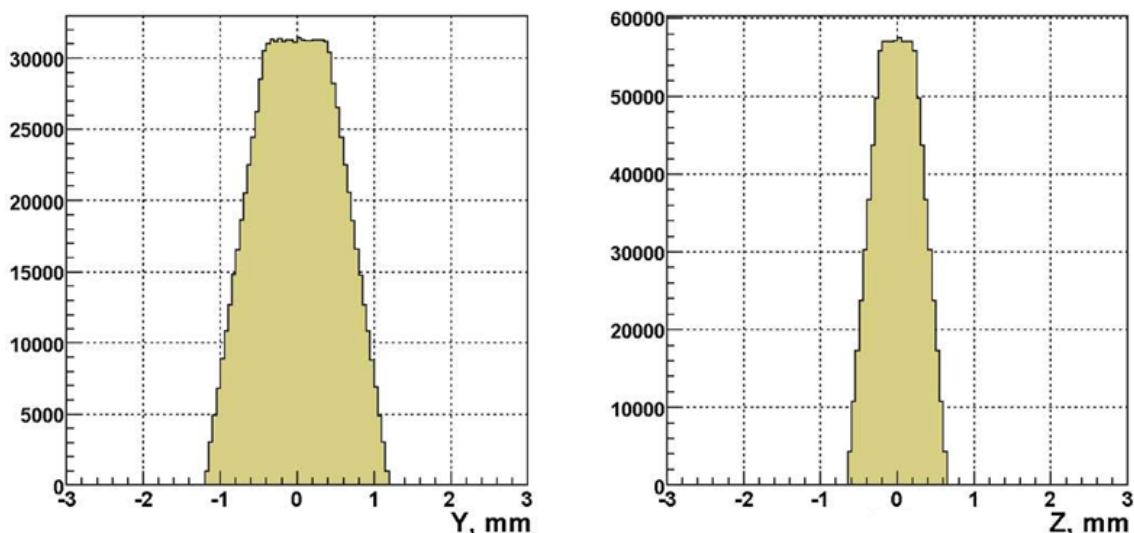


Рисунок 5.6. а) Моделирование распределения реконструированной  $Y$  координаты вершины по единичному треку, б) моделирование для  $Z$ .

Точность реконструкции координат  $Y$  и  $Z$  заметно зависит от правильного выбора  $X$  параметра. Для каждого набора событий во время эксперимента параметр  $X$  может быть определен путем минимизации ширины  $Y$  и  $Z$  распределений. Рис. 5.7.а представляет собой проекцию на  $XY$  плоскость массива линий треков частиц, взятых из набора событий эксперимента #172.0. Видно, насколько сильно ширина распределения  $Y$  (распределения точек пересечения линий треков с сечением вдоль оси  $OX$ ) зависит от выбранного значения  $X$  параметра (координаты  $X$ , по которой проходит данное сечение). Если сечение провести по  $X=1.2$  мм, то на полученном одномерном распределении, показанном на рис. 5.7.б, наблюдается три области повышенной интенсивности. Центральный пик показывает область максимального взаимодействия пучка с газом мишени, а две боковые области показывают области взаимодействия гало пучка со стенками накопительной ячейки мишени. Ширина на полувисоте для боковых пиков, полученных от условно точечных объектов (проекций стенок толщиной 30 мкм) составляет каждый около 2,5 мм. Данное значение уже практически совпадает с модельной оценкой пределов точности. Кроме того, данное значение можно интерпретировать как верхний предел погрешности определения  $Y$  координаты, поскольку при этом восстанавливалась координата не совсем точечного объекта (в результате ненулевого допуска на наклон стенки накопительной ячейки).

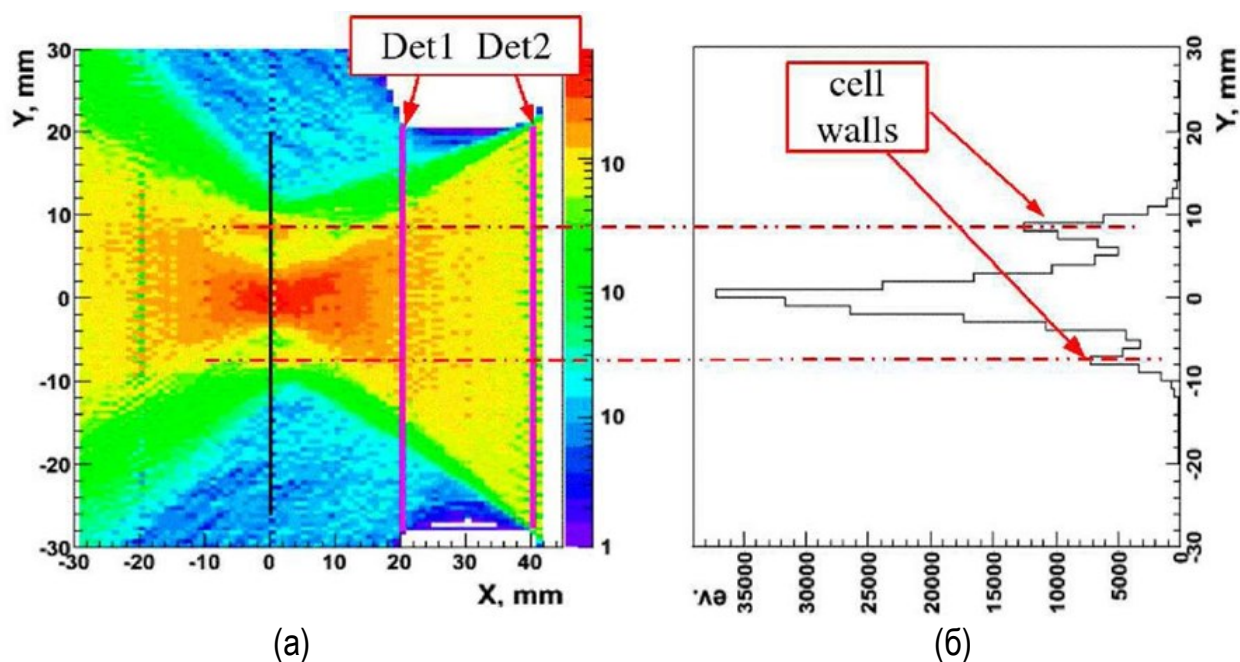


Рисунок 5.7. а) Распределение проекций линий треков на плоскость XY. б) Сечение распределения (а) вдоль оси OX в окрестности  $X = 1,2$  мм.

Характеристики центрального пика взаимодействия пучка с газом мишени представлены в Таблице 5.1 для различных диапазонов координаты вершины Z (исследование профиля пучка вдоль его оси). В таблице указаны значения параметра X, при котором распределение по Y минимально, положение максимума пика Y, а также минимальное значение  $\sigma_{Ymin}$  ширины Y распределения, которое удалось получить.

**Таблица 5.1:** Исследование профиля пучка

Диапазон Z координаты, мм	Значение X координаты при минимальной ширине Y распределения, мм	Положение пика Y распределения при его минимальной ширине, мм	Минимальная ширина пика Y распределения $\sigma_{Ymin}$ , мм
5-15	1.17	-0.23	1.78
15-25	1.22	-0.22	1.77
25-35	1.3	-0.22	1.76
35-45	1.31	-0.21	1.77

Для того же массива данных при выбранном фиксированном значении X, равном 1.2 мм, были определены Y и Z координаты вершин реакций, их распределения представлены на рис. 5.8.a. Фактически на данном рисунке видна проекция на YZ плоскость области взаимодействия пучка с газом мишени, также проявляются области взаимодействия гало пучка со стенками. В случае применения устройств подавления гало (скреперов) фон от стенок

будет подавлен. Погрешность при восстановлении координаты  $Z$  как следует из рис. 5.8.б, менее сантиметра, с учетом того, что пучок имеет конечное сечение (несколько миллиметров). Данные оценки показывают, что применяемый метод отвечает предъявляемым к нему требованиям в соответствии с поставленными задачами.

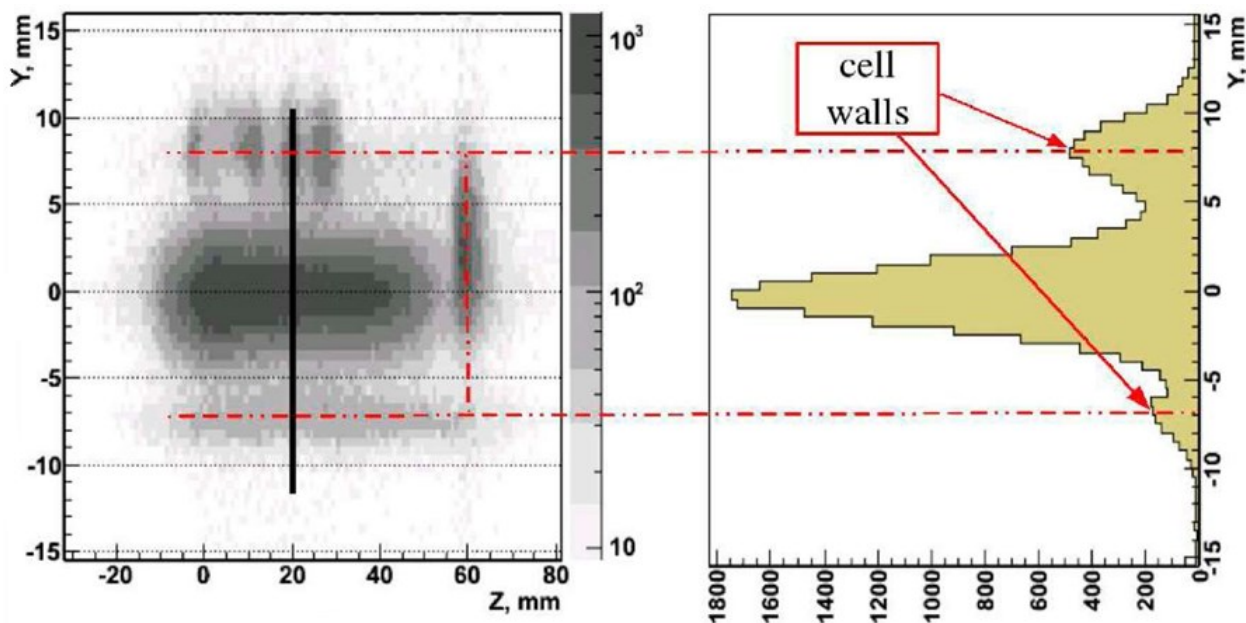


Рисунок 5.8. а) Распределение  $Y$  и  $Z$  координат вершин реакций (значение  $X$  выбрано равным 1.2 мм); б) Сечение распределения (а) вдоль оси  $OZ$  в окрестности  $Z = 15$  мм.

### 5.3.2 Восстановление вершины реакции по парным трекам

Для события с регистрацией в КТТ двух продуктов от одной реакции можно применить другой метод, в котором вершина определяется как геометрическое место точек наибольшего сближения двух треков в пространстве.

Для быстрой обработки событий (в том числе, в режиме реального времени) в последнем методе используется аналитическое решение. Под искомым геометрическим местом точек подразумевается отрезок между линиями двух треков, лежащий на их общем перпендикуляре. С точностью до поправок на остаточное магнитное поле, в непосредственной окрестности мишени эти линии можно считать прямыми. Условие, что конец отрезка  $M_1$  лежит на линии первого трека, которая определяется радиус-векторами точек попадания этого трека в два детектора телескопа  $\vec{r}_1$  и  $\vec{r}_2$  формулируется как уравнение

$$\vec{r}_{M1} = \vec{r}_1 + t_a \cdot (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)$$

В этом уравнении  $\vec{r}_{M1}$  это радиус-вектор точки  $M_1$ , а  $t_a$  – неизвестный параметр. Условие, что конец отрезка  $\vec{r}_4$  лежит на линии второго трека формулируется аналогично:

$$\vec{r}_{M2} = \vec{r}_3 + t_b \cdot (\vec{r}_4 - \vec{r}_3)$$

где  $\vec{r}_{M2}$ ,  $\vec{r}_3$  и  $\vec{r}_4$  это радиус-вектора точки  $M_2$  и точек попадания второго трека в детекторы, а  $t_b$  второй неизвестный параметр. Условие принадлежности точек  $M_1$  и  $M_2$  к общему перпендикуляру формулируется в виде

$$\vec{r}_{M1} - \vec{r}_{M2} = t_c \cdot \vec{p}$$

В данном уравнении  $\vec{p}$  это единичный вектор, перпендикулярный вектору  $(\vec{r}_2 - \vec{r}_1)$  и вектору  $(\vec{r}_4 - \vec{r}_3)$ , он определяется с помощью их нормированного векторного произведения. Параметр же  $t_c$  фактически является наименьшим расстоянием между треками. Три сформулированных условия образуют систему линейных уравнений, для составления и решения которой в данном методе были использованы классы TVector3 и TMatrix библиотек ROOT, подключаемых в программу анализа событий эксперимента.

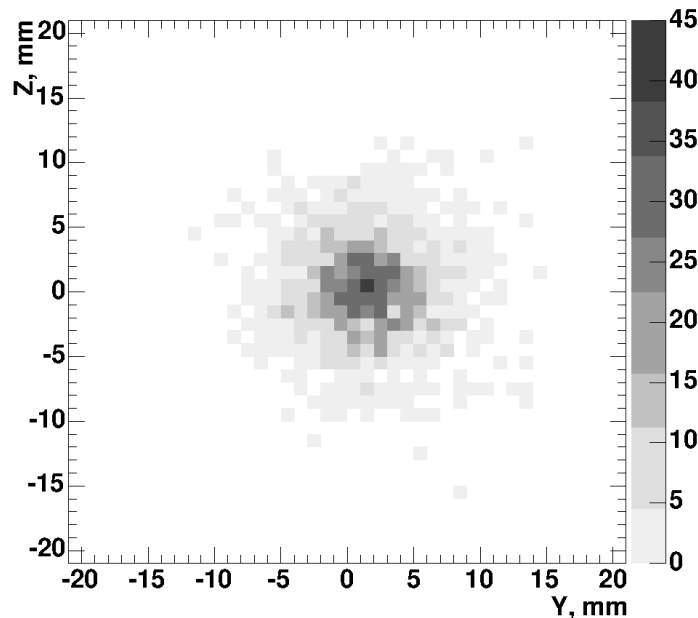


Рисунок 5.9. Реконструкция координат реакции по двум трекам в событии, эксперимент с твердотельной мишенью.

Условия и результаты предварительной проверки работы метода в условиях эксперимента более подробно описываются в Разделе 6.3, приводимый здесь рис. 5.9 иллюстрирует результаты реконструкции вершины реакции по экспериментальным данным с условно точечной (твердотельной) мишенью. Полученное даже малых углах раскрытия пары треков (работа с одним КТТ телескопом) разрешение реконструкции координат вершины оказалось не хуже 4 мм. Это говорит о том, что при одновременной регистрации треков двумя разными КТТ телескопами, когда регистрируются большие углы раскрытия (наиболее оптимальная ситуация, когда треки перпендикулярны), разработанный метод даёт возможность

определять все три координаты вершины с точностью единиц миллиметров, что для восстановления X координаты даёт улучшение точности на порядок.

#### ***Раздел 5.4 Выводы.***

На основе данных эксперимента, впервые полученных на полноценном с точки зрения реконструкции трека КТТ телескопе, были измерены характеристики КТТ по измерению угловых параметров треков продуктов реакций. Ошибка в определении полярного угла составила  $\sigma_{\theta p} = 1.14^\circ$ , а азимутального угла  $\sigma_{\varphi p} = 2.6^\circ$ . Полученные величины оказались весьма близки к пределам, определяемым величиной шага считывания детекторов, оценки этих пределов также приведены.

Для восстановления вершин реакций по единичному зарегистрированному треку был применен разработанный ранее метод, для полной конфигурации телескопа был восстановлен профиль пучка в газе мишени в нескольких плоскостях. Было показано, что погрешность восстановления профиля находится на уровне одного-двух миллиметров.

Для восстановления вершин реакций по паре треков от одного события был разработан и прошел проверку в условиях эксперимента новый метод, позволяющий с миллиметровой точностью восстанавливать вершину реакции для каждого события.

## Глава 6 Расширение научной программы КТТ.

### Раздел 6.1 Текущая научная программа с применением КТТ

Экспериментальные наблюдения взаимодействий адронов при промежуточных энергиях и в нижнем сегменте высоких энергий (до 20 ГэВ) необходимы для продвижения непertурбативной КХД в рамках изучения природы адронов. Программа экспериментов на COSY и FAIR[4] предусматривает применение системы КТТ и включает в себя несколько направлений.

#### Спиновая физика протон-нейтронного взаимодействия

В связи с тем, что большая часть известной материи состоит из нуклонов, исследование их взаимодействий является фундаментальным направлением исследования окружающего мира. В то же время, понимание нуклонных взаимодействий является необходимым для изучения связей мезон-нуклон. Наряду с перекрестной проверкой результатов уже исследованных реакций протон-протонного рассеяния [30], проводимые и планируемые эксперименты на ANKE охватывают существующие пробелы в описании фазового сдвига NN при протон-нейтронном рассеянии (изоспин  $I = 0$ ) низких энергий (от 515 МэВ до 2,1 ГэВ). В этом направлении должен быть изучен ряд реакций с высоким переданным импульсом и использованием поляризованного пучка протонов и поляризованной дейтронной мишени. Применение дейтронной мишени позволяет избежать трудностей создания мишени из свободных нейтронов. Правомерность такой замены обеспечивает т.н. «спектаторная модель», когда дейтрон рассматривается как композиция участвующего в реакции нейтрона и невзаимодействующего (спектаторного) протона  $p_{spec}$ , фактически обладающего только энергией Ферми. Такой подход очень хорошо работает на пучках с импульсами порядка нескольких ГэВ [31]. Изучаются поперечные сечения реакций и коэффициенты спиновых корреляций, т.н. анализирующие способности. Малоэнергетические протоны, включающие в себя  $p_{spec}$ , при этом регистрируются системой КТТ, а быстрые улетающие вперед продукты реакций – спектрометром ANKE. При этом реализуются исследования двух реакций:

1. Исследование  $\vec{p}\vec{d} \rightarrow p_{spec}pn$  позволяет лучше понять рассеяние протонов на нейтронах рассеяние на больших углах, что подразумевает упругое рассеяние с обменом зарядами.

2. Исследование неупругого рассеяния с обменом зарядами  $\vec{p}\vec{d} \rightarrow p_{spec}p\Delta^0$  позволяет прояснить вклад  $N\Delta$  канала в NN взаимодействие.



## Изучение околопорогового рождения мезонов без странного квантового числа

Спектрометр ANKE настроен для изучения околопорогового рождения мезонов в протон-нейтронном рассеянии. Изучение рождения пионов обеспечивает интересную возможность для описания кирального взаимодействия трех тел. Киральная теория малых возмущений является весьма эффективным современным подходом для количественного описания параметров адронных реакций при низких энергиях. Исследование пионов дает необходимую избыточность связей для того, чтобы получить эффективную константу связи независимым ни от какой конкретной модели путем. Измерение величин анализирующей способности и коэффициентов спиновых корреляций для реакции  $\vec{p}\vec{d} \rightarrow p_{sp}pn\pi^-$  осуществляется с регистрацией протона  $p_{sp}$  системой КТТ.

При этом также существенным является рождение  $\omega$  мезонов. Использование данных по  $\omega$  мезонам из реакций  $pp \rightarrow pp\omega$  [3] и  $pn \rightarrow d\omega$  [32], позволяет количественно измерить отклонения от правила Окубо-Цвейга-Иизуки (OZI) для обоих  $pp$  и  $pn$  каналов. Правила OZI не позволяют диаграмм с разъединенными линиями кварков. Поляризационные измерения в этом случае представляют особый интерес, поскольку существует очень мало данных для мезонов тяжелее пиона ( $\eta, \omega, \eta', \phi$ ).

## Рождение странных мезонов и барионов

Теория эффективного поля это современный подход к обеспечению связи между описанием адронного мира и квантовой хромодинамикой. В данный момент это построение имеет ряд открытых вопросов, касающиеся динамики систем с наличием странности. Экспериментальные исследования в данной области представляют интерес не только с точки зрения физики нескольких тел, но и для познания процесса образования гиперядер, что нужно, в частности, для понимания структуры нейтронных звезд.

Предлагаемые исследования реакций вида  $\vec{p}\vec{d} \rightarrow p_{spec}K^+X$  способны предоставить необходимые экспериментальные данные для определения длины рассеяния нуклон-гиперон  $n\Lambda$ . Наличие поперечной поляризации, как пучка, так и мишени позволит избежать неоднозначности в интерпретации данных. Применение в мишени дейтерия вместо водорода в свою очередь позволит уменьшить неопределенность координаты вершин реакции в протяженной накопительной ячейке газовой мишени путем обнаружения

«спектаторного» протона  $p_{spec}$  системой КТТ. Такой прием уже был осуществлен во время изучения  $pd \rightarrow p_{spec}K^+K^-$  реакции[33].

### **Спин-фильтрационные исследования на ускорителе COSY**

Исследования поляризованных протон-антипротонных взаимодействий в запланированных экспериментах FAIR предоставляют уникальную возможность определения ряда новых фундаментальных физических наблюдаемых, которые не могут быть определены без обеспечения поперечной поляризации взаимодействующих протонов и антипротонов [8]. Эти наблюдаемые могут дать необходимый экспериментальный материал для последней недостающей части КХД описания партонной структуры нуклонов – поперечного распределения, описывающего поперечную поляризацию кварков внутри поперечно поляризованного нуклона. Основной технологической проблемой при этом является эффективная поляризация антипротонов. Система КТТ принимает участие в серии специальных экспериментальных исследований на COSY [34].

#### ***Раздел 6.2 Мотивация для расширения программы***

Для описанной выше научной программы были разработаны следующие методы:

1. Идентификация частиц по их ионизационным потерям, в целях определения спектаторных протонов исследуемых реакций. В Главе 3 было показано, что достигнутые характеристики данных измерений стали отвечать требованиям метода идентификации со значительным запасом (например, рис. 3.31).
2. Восстановление треков частиц применяется для улучшения точности восстановления импульсов быстрых частиц спектрометром ANKE, при этом достаточно определять только  $Z$  координату вершины реакции с точностью несколько сантиметров. Как было показано в Главе 5, система КТТ достигает миллиметровой точности, в том числе и для поперечных координат (при регистрации пары частиц системой КТТ, Раздел 5.3.2).
3. Измерение времени регистрации частицы обеспечивает подавление фона и выделение исследуемых реакций. В Главе 4 было показано, что при соблюдении ряда условий КТТ достигается практически предельная для микростриповых детекторов точность не хуже  $\sigma \sim 0.5$  нс.

Достигнутые характеристики системы КТТ позволяют решать поставленные при разработке КТТ задачи со значительным запасом. В

данной ситуации весьма оправдано использование появившихся возможностей для расширения научной программы, в которых используется система КТТ.

На данный момент на разных экспериментальных установках были хорошо измерены параметры упругого протон-протонного взаимодействия (фазовый сдвиг в канале с изоспином  $I=1$ ): дифференциальное сечение реакции, величины анализирующей способности. Экспериментальные данные для протон-нейтронного взаимодействия (изоспин  $I=0$ ) существенно беднее, поскольку получение моноэнергетического пучка или поляризованной мишени из нейтральных частиц является принципиально более сложной задачей, чем получение пучка протонов, к тому же нейтральные продукты реакций сложнее изучать детекторами. Поэтому в экспериментах по изучению pp-взаимодействия применяются не нейтронные, а дейтронные пучки (мишени), при этом дейтрон рассматривается как композиция участвующего в изучаемой реакции нейтрона и спектаторного (невзаимодействующего) протона  $p_{spec}$ .

Ситуация с данными является в целом удовлетворительной для энергий взаимодействия ниже 515 МэВ. Выше этой энергии (до 800 МэВ) лишь один достаточно полный набор данных был получен на установке LAMPF (Los Alamos, USA), хотя довольно много измерений из этой области физики проводились в LNS (Saclay, France) [35].

Текущие работы коллаборации ANKE позволили получить данные с энергиями выше 800 МэВ (изучение  $\vec{p}\vec{d} \rightarrow p_{spec}p(n)$  [36],  $\vec{d}\vec{p} \rightarrow pp(n)$  [37]), а также впервые получить данные для событий, когда энергия возбуждения пары результирующих протонов  $E_{pp} < 50$  МэВ. Однако в проведенных работах проявляются ограничения области чувствительности (аксептанса) установки: азимутальный угол регистрации провзаимодействовавших, «неспектаторных» протонов  $|\theta_p^{lab}|$  менее  $12^\circ$ , а для второго направления исследования энергия пучка не более 1.17 ГэВ. Данные ограничения были обусловлены тем, что провзаимодействовавшие протоны регистрировались исключительно основным спектрометром ANKE, частью которого являются система магнитов D1, D2, D3 и детекторная система FD.

Предлагаемое изучение реакции  $\vec{p}\vec{d} \rightarrow p_{spec}pn$  с регистрацией как спектаторного, так и провзаимодействовавшего протона системой КТТ позволяет расширить аксептанс установки (область определения угла  $|\theta_p^{lab}|$  до  $\sim 110^\circ$ , энергии взаимодействия, по меньшей мере, до 2 ГэВ), и определять при этом величину  $E_{pp}$  в области малых значений с достаточной точностью, что крайне желательно [4, стр. 33]. С целью изучения данных возможностей

было проведено PLUTO моделирование регистрации пары протонов системой из двух КТТ телескопов, один из результатов которого показан на рис. 6.1. Было найдено оптимальное взаимное расположение пары телескопов с точки зрения определения  $E_{pp}$  и модуля переданного импульса, было показано, что границы определения этих величин задаются, прежде всего, областью определения  $E_{ini}$  идентифицированных продуктов.

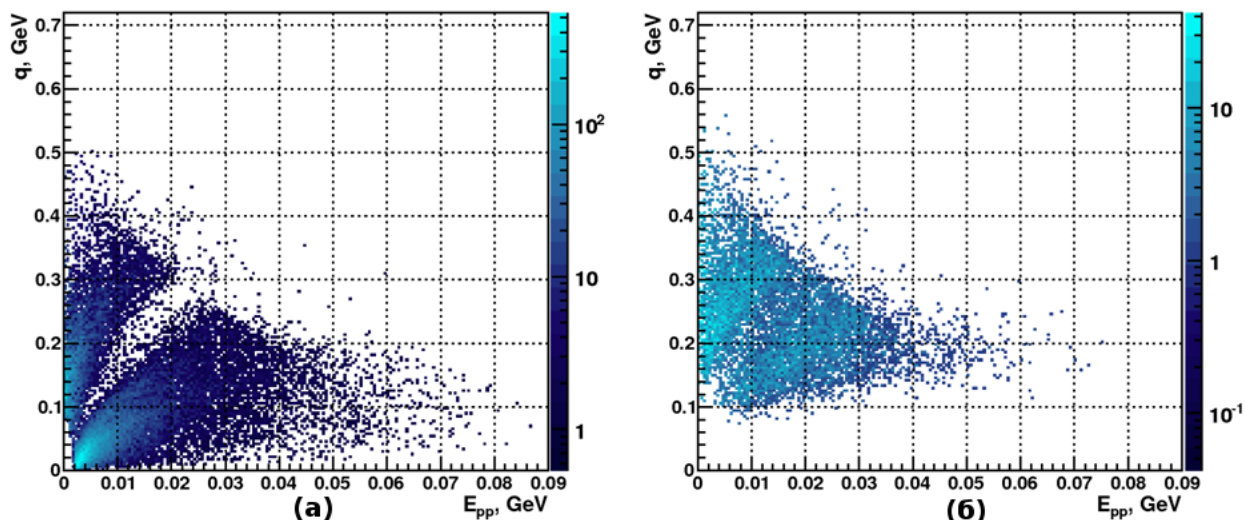


Рисунок 6.1. Пример моделирования аксептанса КТТ по модулю переданного импульса  $q$  и энергии возбуждения пары протонов  $E_{pp}$ . Импульс пучка

3 ГэВ/с. а) реакция  $\vec{p}\vec{d} \rightarrow p_{spec}pn$ ; б) реакция  $pd \rightarrow pp_{spec}\Delta^0$

Эксперименты по изучению  $\vec{p}\vec{d} \rightarrow p_{spec}pn$  можно провести одновременно с исследованием реакции  $pd \rightarrow pp_{spec}\Delta^0$ . Такое исследование даст информацию о влиянии канала  $NN \leftrightarrow N\Delta$  на нуклон-нуклонное взаимодействие, что необходимо для описания данного взаимодействия при энергиях в области порога рождения пиона [4]. Представляет научный интерес получение информации о величинах анализирующей способности  $A_y$ ,  $C_m$ ,  $C_{ss}$  и о дифференциальном сечении реакции. Кроме того, с точки зрения кварковой модели преобразование  $N \leftrightarrow \Delta$  является переворотом спина (spin-flip) одного из составных кварков в нуклоне без изменения его орбитального углового момента; изучение этого явления представляет самостоятельный интерес.

Одновременно с этими измерениями можно проводить исследование малоуглового упругого рассеяния  $\vec{p}\vec{d} \rightarrow pd$  с регистрацией медленного дейтрона системой КТТ, при этом для лучшей идентификации данной реакции полезно регистрировать быстрый протон системой FD. Поскольку наблюдаемые этой реакции сильно зависят от амплитуды обмена изоспина  $I=0$  (то есть, от суммы амплитуд  $pn$  и  $pp$  взаимодействий), то определение сечения и величин  $A_y$ ,  $C_m$ ,  $C_{ss}$  позволит провести качественно независимую

взаимную проверку описания фазовых сдвигов путем удаления амплитуды однопионного обмена [4, стр.35].

Для обеспечения возможности эффективного проведения предлагаемых исследований упомянутых реакций (в частности, для измерения малых значений  $E_{pp}$  с точностью не хуже десятых долей МэВ) к КТТ были сформулированы следующие требования:

1) обеспечение восстановления начальной кинетической энергии  $E_{ini}$  продуктов реакций с высокой точностью ( $\sim 1\%$ );

2) расширение области определения  $E_{ini}$  идентифицированных продуктов с  $\{5.5 \text{ МэВ}, 32 \text{ МэВ}\}$  до  $\{\sim 1 \text{ МэВ}, \sim 70 \text{ МэВ}\}$ , хотя, в интересах создания теории взаимодействия было бы крайне желательно опустить нижнюю границу определения еще ниже;

3) обеспечение восстановления импульсов пары результирующих протонов (погрешность восстановления углов  $\sim 1^\circ$ ), и, как следствие, высокоточное восстановления всех трех координат вершины реакции.

### ***Раздел 6.3 Анализ перспектив применения улучшенных характеристик КТТ***

В рамках работы по расширению возможностей были созданы и опробованы в условиях научного эксперимента три метода обработки данных для получения наблюдаемых экспериментальных величин:

#### **6.3.1 Восстановление начальной энергии частиц**

В Главе 3 было показано, что от измерения потерь энергии частиц в детекторах системы можно перейти к высокоточному восстановлению  $E_{ini}$ , энергии частицы – продукта реакции, которая у нее была непосредственно после реакции. В этом методе измеряется напрямую та часть энергии, которая была оставлена в чувствительных слоях детекторов. Далее, знание толщин всех мертвых слоев детекторов и стенки накопительной ячейки мишени, а также угла наклона трека относительно КТТ телескопа позволяет вычислить скрытые потери энергии частицы (естественно, в пределах разброса энергетических потерь в веществе). В случае пролета частицей телескопа детекторов насквозь, уносимая часть ее энергии также вычисляется, анализируя соотношение измеряемых потерь, и принимая во внимание наклон трека. Использование такой процедуры позволяет не исключать пролетные частицы из рассмотрения, и, следовательно, расширить вверх область определения  $E_{ini}$ , согласно требованию 2, сформулированному в разделе 6.1.

На рис. 3.33 представлены обобщенные результаты анализа общей точности восстановления с учетом экспериментальной точности измерения и всех выявленных неопределенностей. Рисунок показывает, что достигнутая точность удовлетворяет требованию 1 раздела 6.2. Анализ показал, что дальнейшее увеличение точности измерения практического интереса не представляет, поскольку на таком уровне точности наибольший вклад в неопределенность восстановления  $E_{ini}$  начинают давать потери в мертвых слоях детекторов. Кроме того, из рис. 3.33 видно, что верхнюю границу определения  $E_{ini}$  удалось поднять с 35 до 50 МэВ (и даже выше, с потерей точности), что удовлетворяет требованию 2 раздела 2 и без увеличения числа детекторов в КТТ телескопах. Метод восстановления  $E_{ini}$  был успешно протестирован на экспериментальных данных идентифицированной реакции упругого рассеяния дейтронов на протонах.

### 6.3.2 Идентификация детектором остановленной в нем частицы

Возвращаясь к требованию 2 раздела 6.2, следует отметить, что нижняя граница области определения  $E_{ini}$  задается преимущественно возможностью идентифицировать тип частицы.  $dE/E$  метод идентификации прекрасно работает, но его принципиальное ограничение заключается в том, что энергия частицы должна быть достаточно большой, чтобы частица прошла один детектор и была зарегистрирована во втором. Даже при выборе минимально тонкого (69 мкм) первого детектора нижняя граница определения будет 5.5 МэВ для протона. Это ограничение может снято в том случае, если будет применен метод автономной идентификации частицы в первом же детекторе, описанный в разделе 4.3.2.

Данный метод использует измерение разницы между двумя временными метками, вырабатываемыми в результате прихода созданных частицей зарядов на разные стороны детектора для определения координат конца трека. Координаты конца трека в детекторе определяют длину пробега частицы в нем, корреляция которой с измеренной детектором величиной энергии частицы и обеспечивает идентификацию типа частицы. На рис. 4.21 и 4.24 представлены оценки возможностей метода, полученные моделированием, а также результаты его первой экспериментальной проверки. Модельные оценки показали, что временное разрешение VA32TA2 электроники ( $\sigma=0.54$  нс) позволяет отделить протоны от дейтронов при кинетической энергии частицы до входа в детектор 1.5 МэВ (расстояние  $\sim 2\sigma$ ), при этом порог срабатывания можно было установить достаточно низким ( $\sim 0.1$  МэВ). Такой подход дает значительное приближение к выполнению требования 2 Раздела 6.2.

### 6.3.3 Восстановление положения вершины реакции по трекам двух ее продуктов

При регистрации системой КТТ единичного продукта реакции применяется метод восстановления вершины как точки пересечения трека с вертикальной плоскостью  $YZ$ , содержащую ось пучка[15]. В случае регистрации КТТ пары продуктов реакции можно применить другой метод, в котором вершина определяется как точка наибольшего сближения двух треков в пространстве. В Главе 5 было показано, что разработанный метод способен определять координаты вершины с точностью единиц миллиметров, для  $X$  координаты это улучшение точности на порядок.

Восстановление всех трех координат вершины с миллиметровой точностью позволяет отсечь фон от взаимодействия гало пучка со стенками ячейки мишени, наличие которого проиллюстрировано на рис. 5.7. При этом, согласованное восстановление векторов вылета пары протонов необходимо для восстановления энергии возбуждения  $E_{pp}$ . Пользуясь полученными оценками пространственного разрешения (Глава 5) и точности восстановления  $E_{ini}$  протонов (Глава 3), при помощи программного пакета PLUTO был проведен модельный анализ точности восстановления  $E_{pp}$ .

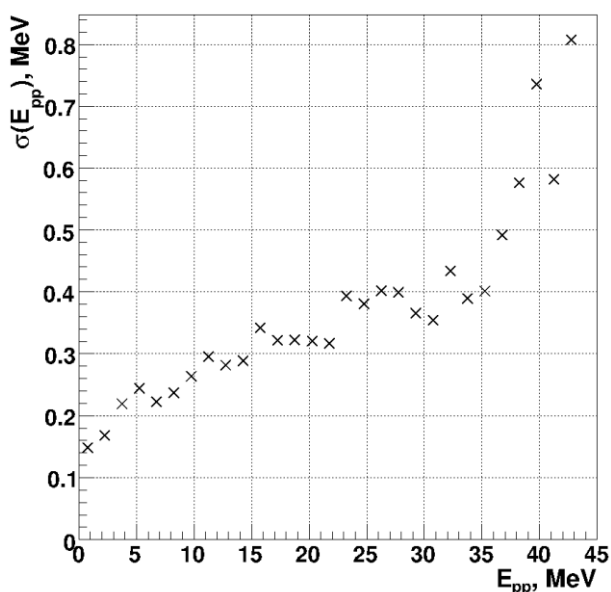


Рисунок 6.2. Зависимость точности восстановления энергии возбуждения пары протонов  $E_{pp}$  от ее значения; реакция  $pd \rightarrow pp_{spec} \Delta^0$ , импульс 3 ГэВ/с

Результаты анализа, показанные на рис. 6.2, говорят о том, что удовлетворение комплекса требований, сформулированных в Разделе 6.2, позволяет обеспечить получение экспериментальных данных с точностью и областью определения, достаточной для заявленной области исследования нуклон-нуклонного взаимодействия.

#### **Раздел 6.4. Первая экспериментальная проверка регистрации пары протонов системой КТТ**

Полученные во время эксперимента ANKE run#6763-6765 данные были проанализированы в целях изучения характеристик системы КТТ для регистрации пары продуктов реакции от одного события. В данном эксперименте использовалась дейтериевая кластерная мишень и дейтериевый пучок, один телескоп КТТ располагался на расстоянии  $\sim 200$  мм от мишени вдоль горизонтальной оси  $X$ , перпендикулярной пучку. Поскольку мишень была кластерная, то ее область взаимодействия с пучком можно было считать квазиточечной.

Измерения были осложнены тем, что подготовленный для эксперимента единственный телескоп КТТ был серьезно поврежден в результате внезапного нарушения сверхвысокого вакуума ускорителя COSY. Средний из трех детекторов (ВаВаг-IV типа) был полностью выведен из строя, что сильно повлияло на качество процедуры восстановления треков. Некоторое количество чувствительных сегментов на поверхности остальных двух детекторов также было отключено, что значительно сократило область чувствительности (аксептанс) телескопа, причем в наиболее интересной области. Дело в том, что одномерный хит, или область срабатывания от попадания одной частицы на плоскости Si (Li) детектора во время этих измерений обычно состоял из пяти-семи сработавших сегментов (рис. 3.9), поэтому для полноценной регистрации хита каждая из этих сегментов, безусловно, должен бы был работать. В данной ситуации, была предпринята попытка, по крайней мере, продемонстрировать на экспериментальных данных возможности КТТ системы исследовать реакции типа  $pd \rightarrow pp_{spec}X$  с одновременной регистрацией двух протонов малых энергий.

Были отобраны и проанализированы события, содержащие не менее двух одномерных хитов на каждой стороне обоих задействованных детекторов. Полученный набор хитов одного события анализировался во всех возможных их комбинациях, при этом налагался ряд условий отбора для того, чтобы получить пару правдоподобных треков от события с вершиной в определенной области пространства вокруг точки пересечения пучка и мишени. Для нахождения вершины реакции использовался метод, описанный в разделе 5.3.2, результаты представлены на 6.3. Погрешность восстановления вершины реакции вдоль вертикальной оси  $X$  глобальной лабораторной системы отсчета оставила 4 мм, а вдоль горизонтальной оси  $Y$  10 мм. Такая разница в точности связана с тем, что единственным



телескопом можно было регистрировать только практически параллельные треки.

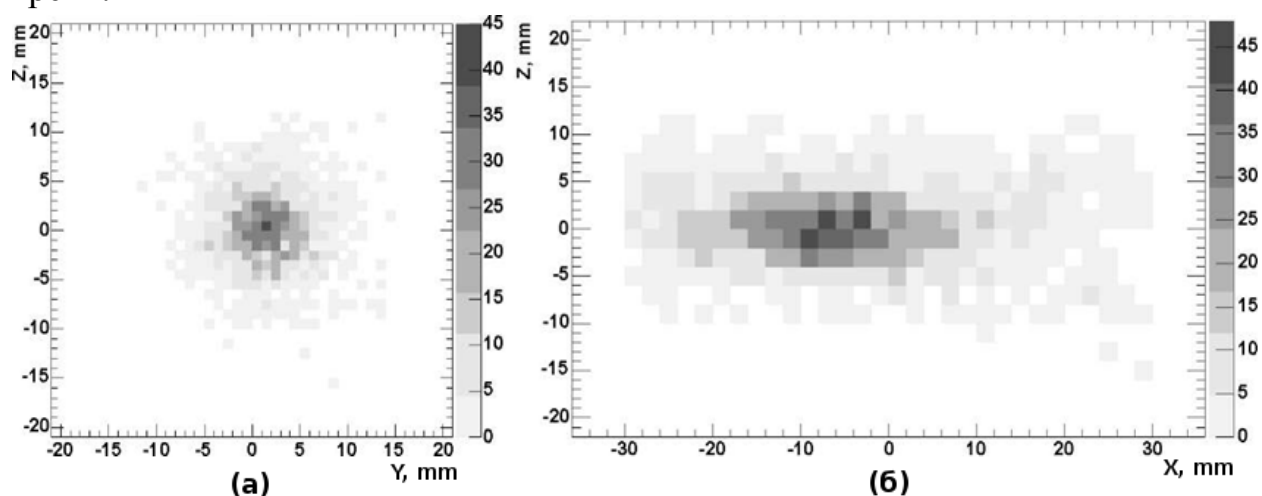


Рисунок 6.3. Распределение вершин событий, определенных по пересечениям (максимальным сближениям) пар треков. а) распределение по оси  $Y$  в л.с.о. (вертикальной), а) распределение по оси  $X$ .

По результатам измерения энергии зарегистрированных частиц системой КТТ был построен спектр недостающих масс (рис. 6.4). Данный спектр можно описать единственным пиком в области удвоенной массы нейтрона ( $1,879$  ГэВ), что указывает на обнаружение ожидаемой реакции  $dd \rightarrow pp_{spec}nn$ .

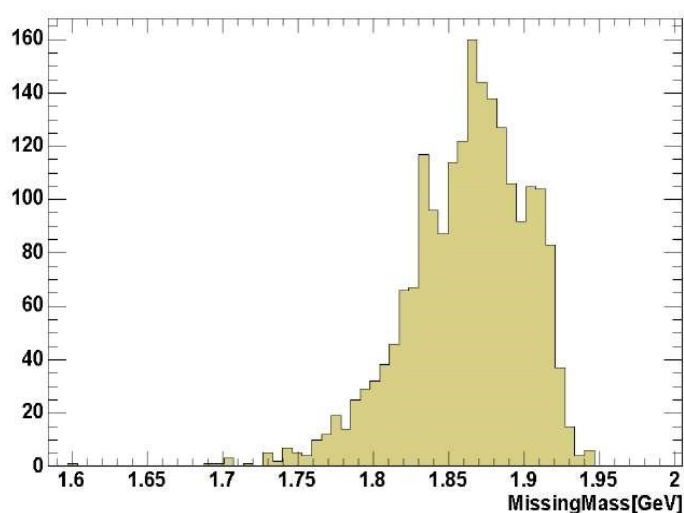


Рисунок 6.4. Спектр недостающих масс по энергии пары продуктов реакций взаимодействия дейтериевого пучка с дейтериевой мишенью.

Для каждого идентифицированного события данной реакции рассчитывался модуль переданного импульса  $q$  и энергия возбуждения зарегистрированной пары протонов  $E_{pp}$ . Распределение корреляции этих величин сравнивалась с их теоретическим распределением, задаваемым фазовым объемом, которое было получено путем моделирования при помощи программного пакета PLUTO. Использовался тот же программный

код, что и при моделировании, описанном в Разделе 6.1 с модификацией геометрического описания КТТ системы под конфигурацию текущего эксперимента. Рис. 6.5 показывает совпадение экспериментальных и теоретических границ области определения  $\{q, E_{pp}\}$ , что говорит о корректности обоих совершенно независимых подходов.

В целом анализ показал, что события с вершиной из двух протонов, зарегистрированных при помощи прототипа даже одного КТТ телескопа, могут быть четко определены. С подключением в телескопе еще одного 300 микронного детектора можно существенно улучшить точность восстановления трека, поскольку средняя ширина одномерного хита на нем будет около 0.5 мм, и можно будет использовать данные с него вместо данных Si(Li) детектора со средней шириной одномерного хита 3.5 мм.

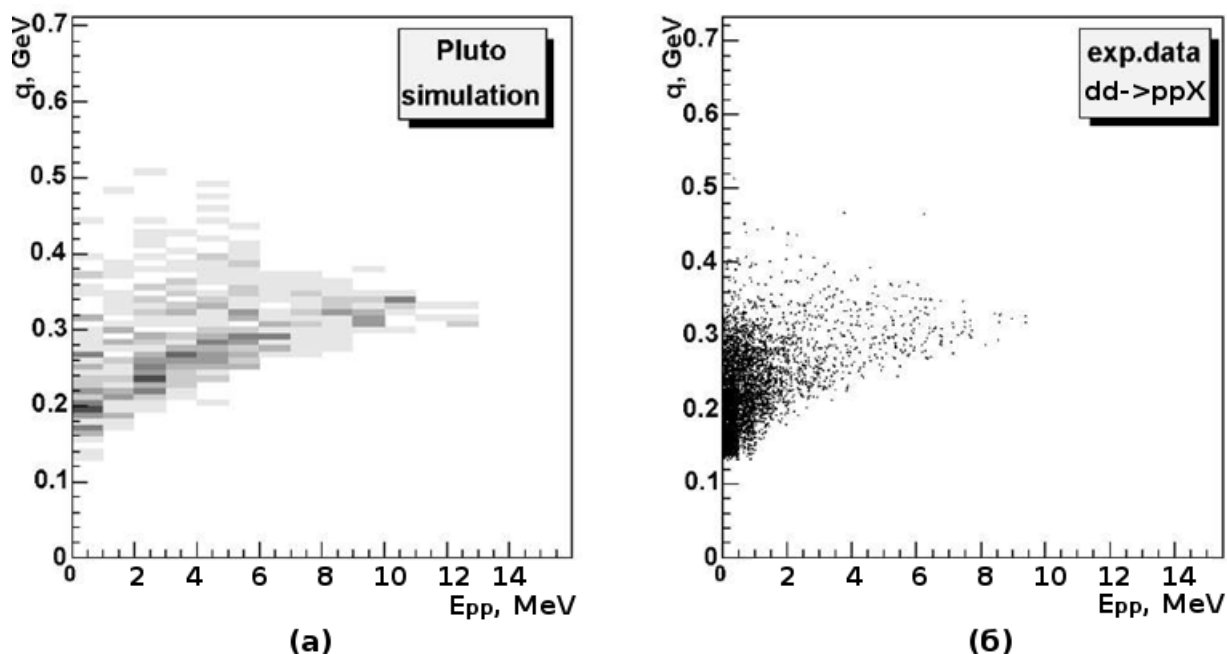


Рисунок 6.5. Корреляция  $q$  и  $E_{pp}$ . а) моделирование; б) эксперимент.

Полученное повышение точности находится в хорошем соответствии с теоретическими и экспериментальными оценками характеристик системы КТТ при пространственных измерениях, приведенными в Главе 5.

### **Раздел 6.5 Выводы главы**

Показано, что достигнутые высокие аппаратные характеристики системы КТТ способны обеспечить не только решение тех задач, которые ставились при разработке системы, но и улучшить точность определения кинематических параметров продуктов реакций до качественно нового уровня. В результате, появилась возможность решения самостоятельных задач изучения спинового нуклон-нуклонного взаимодействия, таких как измерение дифференциальных сечений и анализирующих способностей

реакций  $pd \rightarrow pp(n)$ ,  $pd \rightarrow pp(\Delta^0)$  с регистрацией КТТ системой пары низкоэнергетичных, менее 100 МэВ, протонов. Одновременно с проведением этих исследований, программа изучения рп-взаимодействия может быть также расширена изучением малоуглового упругого рассеяния  $pd \rightarrow pd$  с регистрацией дейтрона системой КТТ. В Главе приведены результаты экспериментальных и модельных оценок точности измерения и области определения кинематических параметров.

Для проведения предложенных экспериментов нет необходимости в доработке экспериментальной аппаратуры, используемой на данный момент, достаточно соответствующего выбора параметров пучка ускорителя и мишени, а также применения описанных в работе методов анализа.

Коллаборации ANKE и PAX имеют возможность провести необходимые измерения параллельно с другими экспериментами на COSY по рассеянию протона на дейтроне (например [38]), при этом необходимо лишь введение дополнительного сигнала запуска от системы КТТ.

## Заключение

В работе были разработаны методы проверки и калибровки детекторов и электроники считывания. Новым является то, что были использованы не только тесты, основанные на регистрации тестового импульса, но и тест, основанный на регистрации частиц от радиоактивных источников. Данный подход позволил значительно улучшить характеристики системы за счет лучшего понимания процессов внутри применяемых кремниевых детекторов.

Разработаны методы калибровки и взаимной проверки компонентов системы. Эти методы используют комбинацию данных, полученных путем регистрации радиоактивности от лабораторных источников, и данные, полученные при регистрации опорной реакции во время эксперимента.

В рамках совершенствования процедуры считывания для достижения высокой точности определения экспериментальных наблюдаемых были получены следующие результаты:

Разработан метод реконструкции первоначальной кинетической энергии для короткопробежных продуктов реакций (протонов, дейтронов). При тестировании метода была подтверждена точность на уровне  $1\div 2\%$  при регистрации, в частности, протонов с кинетической энергией в диапазоне от 5 МэВ до 40 МэВ. Кроме того показано, что метод работает также и для пролетных частиц (например, для протонов с энергией 34 - 65 МэВ).

Разработан метод высокоточного измерения времени. Новым является то, что для системы кремниевых детекторов достигнуто снижение ошибки временной метки до 0.3 нс лабораторных измерений и до 1.2 нс во время проведения эксперимента. Полученные данные были использованы для демонстрации пригодности системы КТТ для идентификации частицы единственным детектором по длине ее пробега до остановки, а также для время-пролетной идентификации частиц.

В рамках определения общей производительности системы и оценки перспектив применения в предлагаемых физических исследованиях были разработаны:

Методы реконструкции трека и  $dE/E$  идентификации частиц, которые давно и успешно применяются при работе КТТ системы, были впервые применены для полной конфигурации телескопов, в результате чего было достигнуто значительное улучшение показателей восстановления 4-импульса продуктов реакций.

Было показано, что достигнутые высокие аппаратные характеристики системы КТТ способны обеспечить не только решение тех задач, что ставились при разработке системы, но и определение кинематических

параметров продуктов реакций на качественно новом уровне. В результате, появилась возможность решения самостоятельных задач по изучению спинового нуклон-нуклонного взаимодействия, таких как измерение дифференциальных сечений и анализирующих способностей для реакций  $pd \rightarrow pp(n)$ ,  $pd \rightarrow pp(\Delta^0)$  с регистрацией КТТ системой пары низкоэнергетичных протонов (с кинетической энергией меньше 100 МэВ). Одновременно с проведением этих исследований, программа изучения  $pn$ -взаимодействия может быть расширена изучением малоуглового упругого рассеяния  $pd \rightarrow pd$  с регистрацией дейтрона КТТ системой. Приведены результаты экспериментальных и модельных оценок точности измерения и области определения кинематических параметров.

Обосновано, что для проведения таких экспериментов нет необходимости в доработке аппаратуры, используемой на данный момент, достаточно соответствующего выбора параметров пучка ускорителя и мишени, а также применения описанных здесь методов анализа. Коллаборации ANKE и PAX имеют возможность провести необходимые измерения параллельно с другими экспериментами на COSY по рассеянию протона на дейтроне (например [33] и [36]), при этом необходимо лишь введение дополнительного сигнала запуска от системы КТТ.

Работа позволила завершить разработку КТТ системы модулей, содержащих по три серийных микростриповых детектора, довести её до реального физического эксперимента и подтвердить пригодность системы для предлагаемых направлений эксперимента.

## **Благодарности.**

Я хотел бы выразить признательность коллаборации ANKE, без огромной работы сотрудников которой было бы невозможно получение представленных здесь результатов. Я благодарен, в частности, организации ИКР FZ Juelich за возможность поработать на передовом уровне современной науки. Доктор Ральф Шляйхерт и профессор Ханс Штроер внесли большой вклад в мое становление как научного сотрудника. Высокий уровень мастерства сотрудников Сергея Барсова, Андреаса Мюсгиллера, Анатолия Куликова, Сергея Мерзлякова, Сергея Трусова, Михаеля Хартмана, Фольке Хейни служит мне ориентиром в культуре программирования, работе с аппаратурой и общей культуре работы.

Я благодарен сотрудникам кафедры физики элементарных частиц физического факультета МГУ, особенно Александру Григорьевичу Ольшевскому, и сотрудникам НИИЯФ МГУ, чья конструктивная работа и моральная поддержка были мне необходимы. Я хотел бы выразить особенную признательность Татьяне Всеволодовне Тетеревой и Михаилу Самойловичу Хозяинову, методическая и психологическая помощь которых оказались жизненно важны для выполнения моей работы. Мой научный руководитель Михаил Моисеевич Меркин потратил немало своих сил и времени для того, чтобы поделиться со мной своим опытом.

Также я хотел бы сказать о своей сердечной благодарности моей жене Ане и нашим с ней родителям и родственникам, которые сделали всё от них зависящее для успешного завершения этой работы.

## Библиография

1. Леонтьев В. В. Высокоточное измерение микрополосковыми детекторами импульса протонов с энергиями от 2 до 70 МэВ // *Известия РАН. Серия физическая.* — 2014. — Т. 75, № 5. — С. 627–634. – DOI: [10.3103/S1062873814050256](https://doi.org/10.3103/S1062873814050256).
2. Леонтьев В. В. Возможности применения Кремниевых Трековых Телескопов STT с улучшенными характеристиками для изучения рп-взаимодействия // *Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия.* — 2012. — № 6. — С. 55–62. – DOI: [10.3103/S0027134912060100](https://doi.org/10.3103/S0027134912060100).
3. S. Barsov, M. Büscher, M. Hartmann, V. Hejny, A. Kacharava, I. Keshelashvili, A. Khoukaz, V. Koptev, P. Kulesa, A. Kulikov, I. Lehmann, V. Leontyev, G. Macharashvili, Y. Maeda, T. Mersmann, S. Merzliakov, S. Mikirtychyants, A. Mussgiller, D. Oellers, H. Ohm, F. Rathmann, R. Schleichert, H. Seyfarth, H. Ströher, S. Trusov, Y. Valdau, P. Wüstner, S. Yaschenko, and C. Wilkin Study of  $\omega$ -meson production in pp collisions at ANKE // *European Physical Journal A.* — 2007. — Vol. 31, No. 1. — P. 95–104. – DOI: [10.1140/epja/i2006-10161-2](https://doi.org/10.1140/epja/i2006-10161-2).
4. A. Kacharava, F. Rathmann, and C. Wilkin for the ANKE Collaboration: S. Barsov... V. Leontiev at al. Spin Physics from COSY to FAIR. // *ArXiv e-prints* – 2005. – arXiv: [nucl-ex/0511028](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0511028).
5. R. Schleichert R. et al. A Self-Triggerring Silicon Tracking Telescope for Spectator Proton Detection // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* – 2003. – Vol. 50, No. 3 – P. 301-306. – DOI: [10.1109/TNS.2003.81243](https://doi.org/10.1109/TNS.2003.81243).
6. S. Barsov et al. ANKE, A New Facility for Medium Energy Hadron Physics at COSY-Juelich. // *Nucl. Instr. Meth. A* – 2001. – Vol. 462 – Pp. 364-381.
7. R. Maier Cooler Synchrotron COSY, performance and perspectives // *Nucl. Instr. Meth. A* – 1997. – Vol. 390 – Pp.1-8. – DOI: [10.1016/S0168-9002\(97\)00324-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00324-0).
8. P. Lenisa and F. Rathmann for the PAX Collaboration: V. Barone, ... V. Leontiev at al. Antiproton-proton scattering experiments with polarization // *ArXiv e-prints* – 2005. – ArXiv: [hep-ex/0505054v1](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0505054v1)
9. Micron Semiconductor ltd. – URL: <http://www.micronsemiconductor.co.uk>

10. D. Protic, T. Krings Development of transmission Si(Li) detectors // *IEEE Transactions on Nuclear Science* – 2002. – Vol.1.– No.4. – Pp.357-361. – DOI: [10.1109/NSSMIC.2002.1239332](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2002.1239332).
11. V. Leontyev, S. Merzliakov, A. Mussgiller, D. Oellers, R. Schleichert and S. Trusov for the ANKE-Collaboration Serial Check of Micron Silicon Strip Detectors // *IKP/COSY Annual Report – 2005*. – URL: <http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke/annual.shtml>.
12. *The IDEAS/Norway* – URL: <http://www.ideas.no>.
13. P. Baron et al. MATE, a single front-end ASIC for silicon strip, Si (Li) and CsI detectors // *Nuclear Science Symposium Conference Record* – 2003. – Vol.1. – Pp.386-390. – DOI: [10.1109/NSSMIC.2003.1352069](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2003.1352069).
14. D. Oellers, V. Leontyev, S. Merzliakov., R. Schleichert, S. Trusov Parameterization of the Silicon-detector Temperature // *IKP/COSY Annual Report – 2005*. – URL: <http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke/annual.shtml>.
15. A. Mussgiller Identification and Tracking of low Energy Spectator Protons', // *Ph.D. Thesis*. –2005. – Universitat zu Koln, Hamburg. – URL: <http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke/theses.shtml>.
16. A. Mussgiller, S. Barsov, T. Krings, I. Lehmann, V. Leontyev, S. Merzliakov, D. Protic, R. Schleichert, S. Trusov Readout of silicon detector telescopes with a new frontend chip. // *IKP/COSY Annual Report – 2003*. – URL: <http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke/annual.shtml>.
17. C. M. Lederer et al. Table of Isotopes, 7th edition. // *Wiley-Interscience, New York*. ISBN 0 471 04180-7.
18. W.M. Yao et al. Particle Physics Booklet // *extracted from the Review of Particle Physics G* –2005. – Vol.33. – No.1. – p.277. – URL: <http://pdg.lbl.gov>.
19. W.R. Leo Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. 2nd ed. // *Berlin: Springer-Verlag, 1994*.
20. J.F. Ziegler, J.P. Biersack, M.D. Ziegler SRIM, the stopping and range of ions in matter. // *SRIM Co., Chester, Maryland, 2008*.
21. J. F. Ziegler SRIM manual Ver. 96.xx // 2002. – P.6. – URL: <http://www.srim.org>.
22. D. Protic private communication, 2006.
23. Pluto, a Monte Carlo simulation tool for hadronic physics. // 2016. – URL: <https://www-hades.gsi.de/pluto>.
24. CAEN Mod.V1290A/N VX1290 A/N 32/16 Channel Multihit TDCs Manual Rev.6 // *CAEN SpA*. –2006. – P.54. – URL: <http://www.caen.it>.



25. V. Leontyev, S. Merzliakov, A. Mussgiller, D. Oellers, R. Schleichert and S. Trusov for the ANKE-Collaboration Timing Performance of the ANKE Silicon Tracking Telescopes // *IKP/COSY Annual Report – 2005*. – URL: <http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke/annual.shtml>.
26. Casino - Monte Carlo Simulation of Electron Trajectory in Solids, Version 2.0 // 2016. – URL: <http://www.gel.usherbrooke.ca/casino/index.html>.
27. J. Allison et al. Geant4 developments and applications // // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* — 2006. — Vol. 53. — P. 270-278. — DOI: [10.1109/TNS.2006.869826](https://doi.org/10.1109/TNS.2006.869826).
28. R. Schleichert et al. Commissioning of the ANKE Silicon Tracking Telescopes at the Polarized Internal Target // *COSY Proposal #159*. –2006. – URL: <http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke/proposals.shtml>.
29. D. Oellers, S. Barsov, V. Leontyev, S. Merzliakov, R. Schleichert and S. Trusov for the ANKE-Collaboration Measurement of Drift time and Signal form in a 5mm Si(Li)-detector // *IKP/COSY Annual Report – 2005*. – URL: <http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke/annual.shtml>.
30. M. Altmeier, F. Bauer, J. Bisplinghoff et al. Excitation functions of the analyzing power in elastic proton-proton scattering from 0.45 to 2.5 GeV // *Eur. Phys. J. A* – 2005. – Vol.23. – P. 351-364. – DOI: [10.1140/epja/i2004-10081-1](https://doi.org/10.1140/epja/i2004-10081-1).
31. I. Lehman et al. Spectator detection for the measurement of proton-neutron interactions at ANKE // *Nucl. Instr. u Meth. A* – 2004. – Vol. 530. – Pp.275-285. – DOI: [10.1016/j.nima.2004.04.227](https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.04.227).
32. R. Schleichert and the ANKE Collaboration: S. Barsov, ... V. Leontyev et al. Study of omega-meson production in the reaction  $pn \rightarrow d\omega$  // *COSY Proposal+Beam Request #175 A* – 2007. – URL: <http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/anke/proposals.shtml>.
33. Y. Maeda et al. Measurement of the  $pn \rightarrow dK^+K^-$  total cross section close to threshold // *Physical Review C* – 2009. – Vol.79,01820. – DOI: [10.1103/PhysRevC.79.018201](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.79.018201).
34. D. Oellers et al. Polarizing a stored beam by spin flip? // *Phys. Lett. B* – 2009. – Vol.674. – Pp.269-275. – DOI: [10.1016/j.physletb.2009.03.037](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2009.03.037).
35. R. A. Arndt, W. J. Briscoe, R. L. Workman, and I. I. Strakovsky Nucleon Nucleon // *Data analysis Center* – 2016. – URL: [http://gwdac.phys.gwu.edu/analysis/nn\\_analysis.html](http://gwdac.phys.gwu.edu/analysis/nn_analysis.html).
36. B. Gou et al. Study of the  $pd(\text{pol}) \rightarrow n\{pp\}$  charge-exchange reaction using a polarised deuterium target // *Phys. Lett. B* – 2015. – Vol.741– P.305. – ArXiv: [nucl-ex/1408.1909](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/1408.1909).

37. *S. Dymov et al.* Analysing powers and spin correlations in deuteron-proton charge exchange at 726 MeV // *Phys. Lett. B* – 2015. – Vol.744– P.391. – ArXiv: [nucl-ex/1503.00514](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/1503.00514) .
38. *P.T. Engblom, PAX Collaboration* Measurement of Spin Observables in the pd Breakup Reaction // *Proposal and beam request* – 2015. – URL: <http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/pax/> .
39. *C. Tschalär* Stragglng distributions of large energy losses // *Nuclear Instruments and Methods* – 1968. – Vol. 61– Iss. 2. – Pp. 141-156. – DOI: [10.1016/0029-554X\(68\)90535-1](https://doi.org/10.1016/0029-554X(68)90535-1) .
40. *S. M. Seltzer and M. J. Berger* Improved procedure for calculating the collision stopping power of elements and compounds for electrons and positrons // *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation* – 1984. – Vol.35 – P.665. – DOI: [10.1016/0020-708X\(84\)90113-3](https://doi.org/10.1016/0020-708X(84)90113-3) .
41. *GEANT4 Collaboration* Physics Reference Manual, Version: geant4 10.2 // 2015. – URL: <http://geant4.cern.ch> .

**Приложение А. Результаты тестирования детекторов ВаВаг-IV типа.**

**Проверка чувствительных сегментов на поверхности детекторов при помощи источника  $\alpha$ -излучения**

Набор из семи микрополосковых детекторов толщиной 300 мкм был испытан в ноябре 2006 года в соответствии с процедурой, описанной в разделе 2.1.2. В приведенных ниже семи таблицах отображается количество чувствительных сегментов на поверхности исследованных детекторов, имеющих нестандартный отклик. Сегменты классифицируются по типу обнаруженной особенности.

**Таблица А.1:** Количество и номер сегментов с особенностями отклика в детекторе с обозначением «D2324\_4\_R6».

	Тип особенности сегмента	р-сторона		п-сторона	
		Кол-во особенностей на стороне	Номера особенных сегментов	Кол-во особенностей на стороне	Номера особенных сегментов
1	«С шумом»	2	p79, p95	3	n0, n3, n56
2	«Без отклика»	0	-	1	n150
3	«С плечом»	5	p10, p73, p79, p90, p95	0	-
4	«Половинной амплитуды»	1	p126	0	-
5	«С $\alpha$ -уширением»	0	-	2	n10, n141

**Примечание:** Сегменты p79 и p95 на р-стороне имеют особенности не только «с плечом», но также «с шумом».

**Таблица А.2:** Количество и номер сегментов с особенностями отклика в детекторе «D2324\_5\_R5».

	Тип особенности сегмента	р-сторона		п-сторона	
		Кол-во особенностей на стороне	Номера особенных сегментов	Кол-во особенностей на стороне	Номера особенных сегментов
1	«С шумом»	0	-	2	n0, n150
2	«Без отклика»	1	p124	2	n61, n63
3	«С плечом»	1	p01	0	-
4	«Половинной амплитуды»	0	-	0	-

5	«С $\alpha$ -уширением»	0	4	0	n10, n11, n141, n142
---	-------------------------	---	---	---	-------------------------

**Таблица А.3:** Количество и номер сегментов с особенностями отклика в детекторе «D2324\_8\_R03».

	Тип особенности сегмента	р-сторона		п-сторона	
		Кол-во особенностей на стороне	Номера особенных сегментов	Кол-во особенностей на стороне	Номера особенных сегментов
1	«С шумом»	0	-	0	-
2	«Без отклика»	4	p04, p72, p125, p127	3	n00, n78, n150
3	«С плечом»	1	p67	0	-
4	«Половинной амплитуды»	1	p61	0	-
5	«С $\alpha$ -уширением»	0	-	2	n10, n141

**Таблица А.4:** Количество и номер сегментов с особенностями отклика в детекторе «D2324\_10\_R12».

	Тип особенности сегмента	р-сторона		п-сторона	
		Кол-во особенностей на стороне	Номера особенных сегментов	Кол-во особенностей на стороне	Номера особенных сегментов
1	«С шумом»	0	-	2	n00, n150
2	«Без отклика»	0	-	0	-
3	«С плечом»	2	p78, p84	0	-
4	«Половинной амплитуды»	1	p108	0	-
5	«С $\alpha$ -уширением»	0	-	0	n10, n141

**Таблица А.5:** Количество и номер сегментов с особенностями отклика в детекторе «D2324\_11\_R11».

	Тип особенности сегмента	р-сторона		п-сторона	
		Кол-во особенностей на стороне	Номера особенных сегментов	Кол-во особенностей на стороне	Номера особенных сегментов

1	«С шумом»	1	p02	2	n00, n150
2	«Без отклика»	0	-	1	n139
3	«С плечом»	3	p49, p50, p100	0	-
4	«Половинной амплитуды»	0	-	0	-
5	«С $\alpha$ -уширением»	0	-	4	n10, n11, n141, n142

**Таблица А.6:** Количество и номер сегментов с особенностями отклика в детекторе «6\_300».

	Тип особенности сегмента	р-сторона		п-сторона	
		Кол-во особенностей на стороне	Номера особенных сегментов	Кол-во особенностей на стороне	Номера особенных сегментов
1	«С шумом»	0	p79, p95	3	n00, n141, n150
2	«Без отклика»	0	-	0	-
3	«С плечом»	2	p41, p82	0	-
4	«Половинной амплитуды»	0	-	0	-
5	«С $\alpha$ -уширением»	0	-	2	n03, n10

**Таблица А.7:** Количество и номер сегментов с особенностями отклика в детекторе «3\_300».

	Тип особенности сегмента	р-сторона		п-сторона	
		Кол-во особенностей на стороне	Номера особенных сегментов	Кол-во особенностей на стороне	Номера особенных сегментов
1	«С шумом»	2	p79, p95	2	n00, n150
2	«Без отклика»	0	-	0	-
3	«С плечом»	0	-	0	-
4	«Половинной амплитуды»	0	-	0	-
5	«С $\alpha$ -уширением»	4	p123, p124, p125, p126, p127	2	n10, n141

На основе этих таблиц была выявлена закономерность, что на n-стороне практически всех детекторов сегменты n10, n11, n141, n142 имеют особенность отклика типа «с  $\alpha$ -уширением». Также на краях n-стороны наблюдаются «шумные» сегменты (n00, n150).

### Вольт-амперные характеристики

Изучение зависимости величины тока, протекающего через детектор от поданного на него напряжения необходимо провести для того, чтобы установить величину напряжения обеднения и характерный ток утечки. Ниже представлены результаты измерений для пяти детекторов из серии.

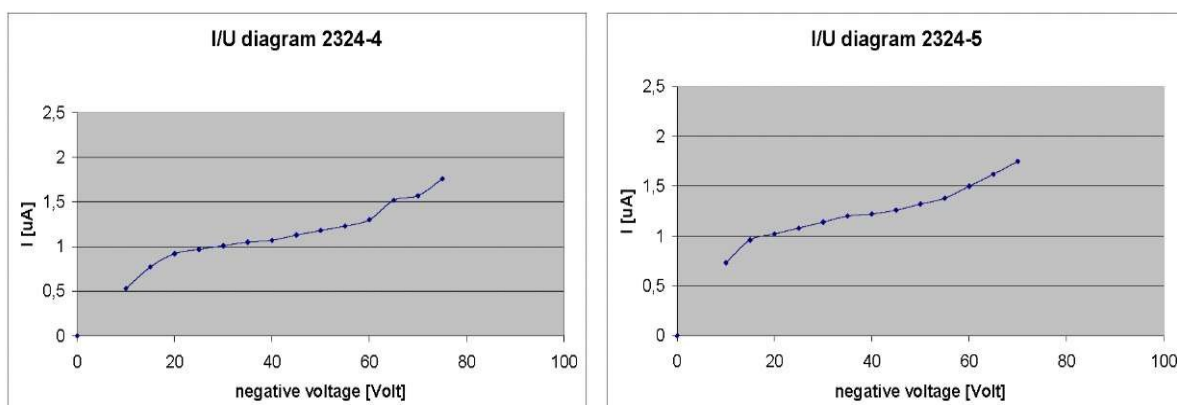


Рисунок А.1. Вольт-амперные характеристики детектора «D2324\_4\_R6» (слева), «D2324\_5\_R5» (справа).

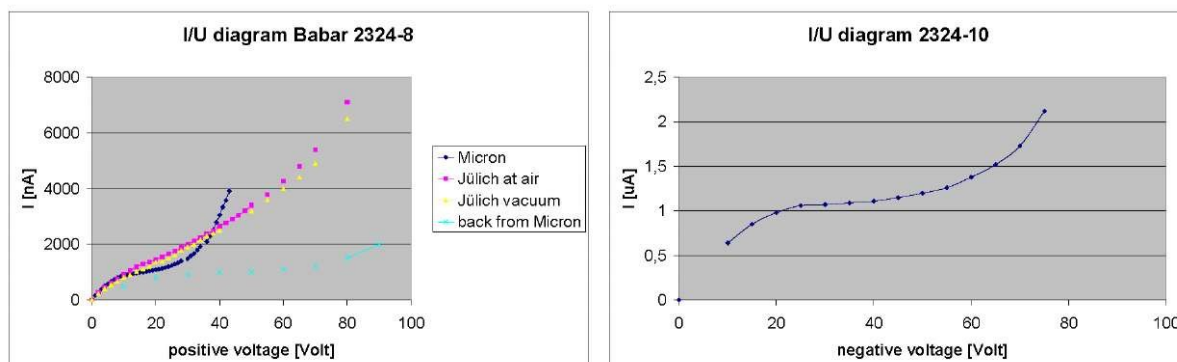


Рисунок А.2. Вольт-амперные характеристики детектора «D2324\_8\_R03» (слева, разными цветами показаны измерения в лаборатории и у производителя), «D2324\_10\_R12» (справа).

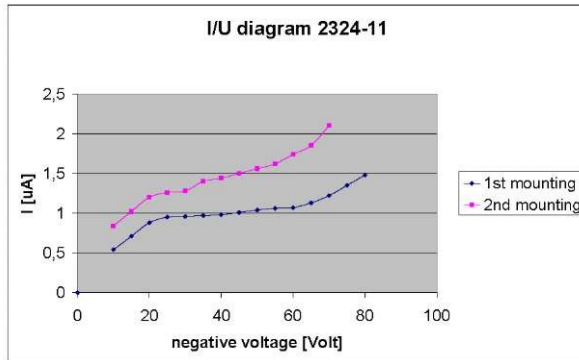


Рисунок А.3. Вольт-амперные характеристики детектора «D2324\_11\_R11», разными цветами показаны измерения после лабораторной проверки и после работы на эксперименте.

## Приложение Б. Результаты электронной калибровки

Процедура калибровки измерительного элемента (чувствительного сегмента детектора с присоединенным каналом электроники считывания) описывается в разделе 3.1.1. Для того чтобы откалибровать каждый измерительный элемент, сначала исследуется отклик от серии импульсов тестовых сигналов, возможность генерации которых предусмотрена в электронике считывания (front-end). В данном разделе приводятся результаты типовой калибровки, произведенной на лабораторной установке во время подготовки к эксперименту.

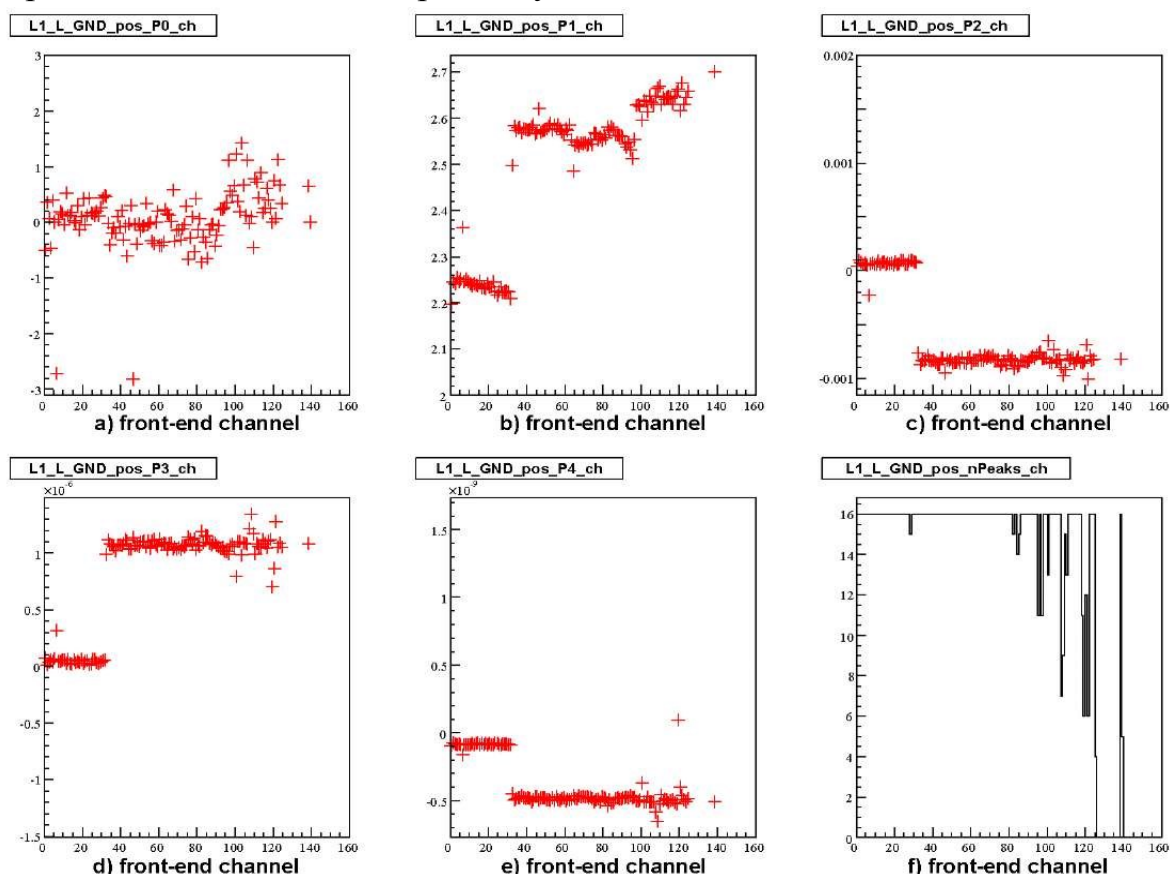


Рисунок Б.1. Результаты анализа спектров всех каналов платы электроники, подключенной к р-стороне детектора: (а-е) параметры полинома 4-й степени, описывающего положение пиков от тестовых импульсов; (f) количество пиков, распознанных программой поиска и обработки (из посылаемой серии импульсов 16-ти амплитуд).

В разделе 3.1.1 говорилось о том, что функции отклика линейны в диапазоне до 10 МэВ энергетического эквивалента (характерном для детекторов ВаVar-IV типа) и могут быть точно описаны полиномом 4-го порядка. На рис. Б.1.а и Б.2.б отображены значения параметра  $p_0$  функций, описывающих отклики для всех сегментов на р-стороне и на n-стороне калибруемого детектора. Видно, что даже если при аппроксимации не задавать фиксированное (равное нулю) значение  $p_0$ , то по результату



аппроксимации его отклонение от нулевого значения составляет не более 2 каналов АЦП ( $\sim 10$  кэВ), что говорит об отсутствии систематического сдвига отклика электроники считывания.

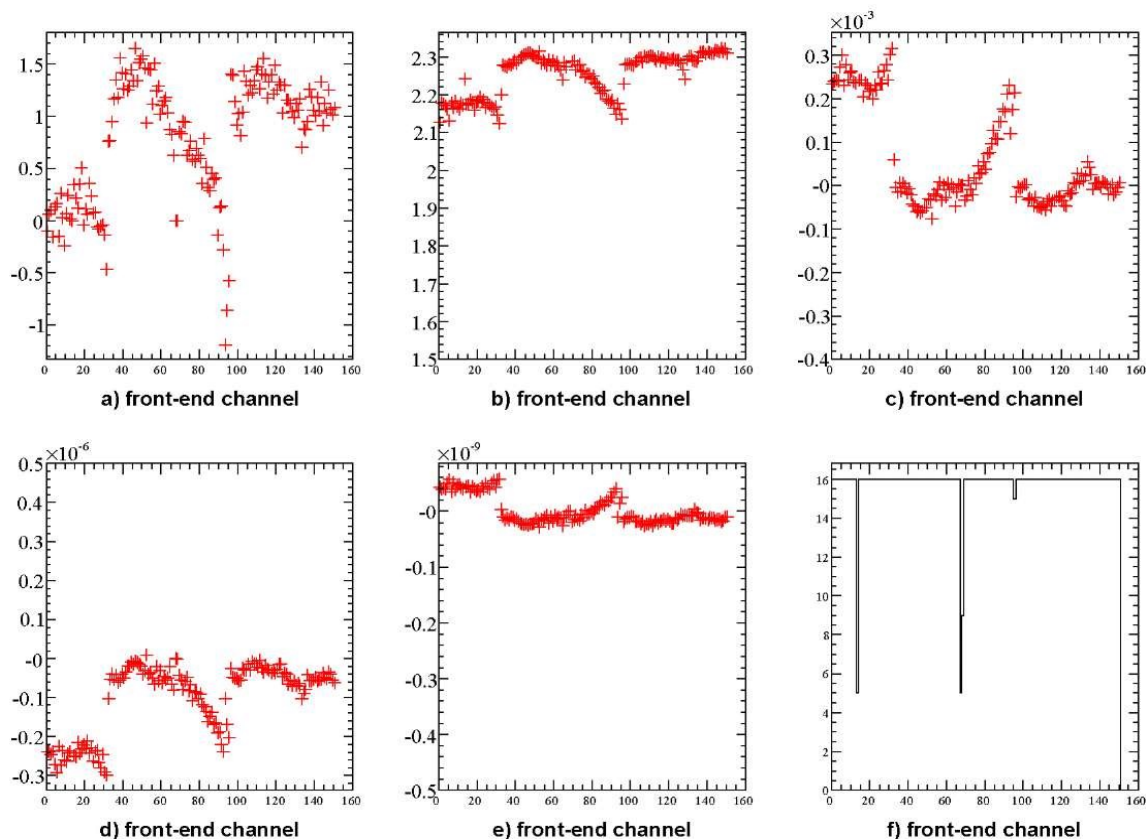


Рисунок Б.2: Результаты анализа спектров всех каналов платы, подключенной к n-стороне детектора: (а-е) параметры полинома 4-й степени, описывающего положения пиков от тестовых импульсов; (f) количество пиков, распознанных программой обработки (из серии импульсов 16-ти амплитуд).

### Выравнивание откликов всех измерительных элементов одной стороны детектора.

Исследования показали, что введения лишь одного дополнительного линейного коэффициента достаточно для выравнивания индивидуальных функций отклика всех измерительных элементов, принадлежащих одной стороне используемого в телескопе КТТ детектора. Этот линейный коэффициент получил обозначение  $C_{ap}$ . Основной вклад в различие функций отклика дает различие в электрической емкости каналов электроники, и поэтому влияние этой разницы необходимо скомпенсировать. Действительно, на рис. Б.1.b и Б.2.b можно проследить закономерность, что линейные параметры  $p_1$  слабо различаются для каналов, принадлежащих одной 32-канальной VA32TA2 микросхеме, и имеют гораздо большее различие, если каналы принадлежат разным микросхемам. В электронике считывания полученный с чувствительного сегмента электрический заряд

накапливается на эффективной входной емкости, а затем напряжение на этой емкости усиливается и оцифровывается АЦП. Наибольший вклад в эффективную емкость канала вносят конденсаторы, общие для всей микросхемы. Поскольку в каждой микросхеме при одинаковом номинальном значении емкости имеют определенный разброс (в пределах производственного допуска), то это и приводит к систематическим сдвигам линейного коэффициента функций отклика от микросхемы к микросхеме.

Для подавления этого сдвига была написана программа, вычисляющая среднее значение  $\overline{p_1}$  для всех каналов одной стороны детектора, а потом для каждого элемента вычислялся свой параметр  $C_{ap}[i]$ , такой, что  $\overline{p_1} = C_{ap}[i] \cdot p_1[i]$ .

Таким образом, в XML файл калибровочных параметров для каждого измерительного элемента входят 5 параметров описывающего полинома и один параметр  $C_{ap}$ . Окончательно, на рис. Б.3 показано, как выравниваются рассчитанные эффективные емкости всех входных каналов электроники считывания, подключенных к одной стороне детектора.

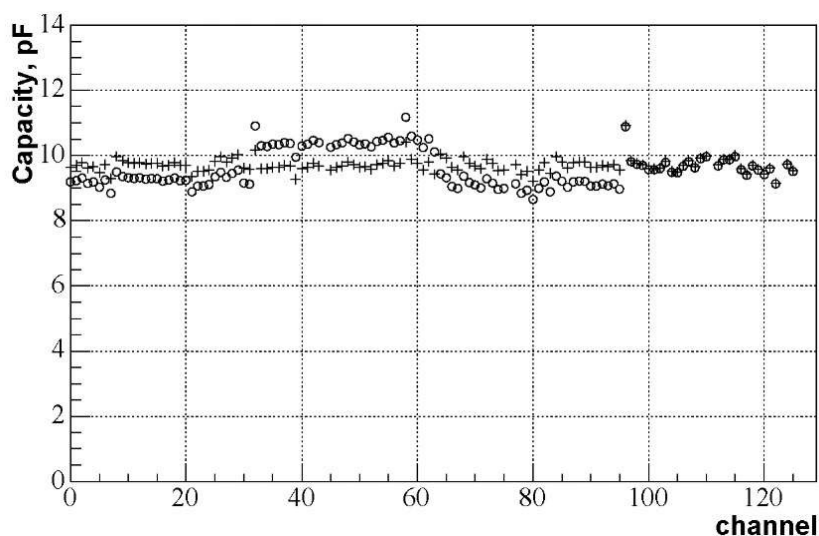


Рисунок Б.3. Эффективная емкость (линейный коэффициент функции отклика) каждого канала считывающей электроники, подключенной к р-стороне детектора. Полыми кружками отмечены значения до выравнивания отклика, крестиками – значения после выравнивания.

## Приложение В. Разброс энергетических потерь (стрегглинг) протонов и дейтронов в относительно толстом поглотителе.

При прохождении тяжелых (гораздо тяжелее электрона) частиц промежуточных энергий сквозь сравнительно толстый поглотитель, вероятностное распределение величины потерь энергии имеет гауссову форму ([19] на стр. 49), поскольку в данном случае потери энергии возникают преимущественно в результате статистически большого числа неупругих взаимодействий частицы с электронами материала поглотителя. Для нерелятивистских тяжелых частиц (например, протонов, дейтронов) ширину распределения Гаусса  $\sigma_0$  (величина разброса потерь) можно рассчитать в соответствии с формулой Бора:

$$\sigma_0^2 = 0.1569 \cdot \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot x \text{ [МэВ}^2\text{]} \quad (\text{B.1})$$

где  $\rho$  плотность (равна  $2.33 \text{ г/см}^3$  для кремния,  $2.7 \text{ г/см}^3$  для алюминия),  $\frac{Z}{A}$  отношение атомного номера элемента материала поглотителя (для кремния  $\frac{Z}{A} = \frac{1}{2}$ ), а  $x$  толщина поглотителя (в  $\text{г/см}^2$ ).

Таким образом, в данных условиях величина разброса потерь энергии частицы в  $1 \text{ мг/см}^2$  кремния составит  $13,6 \text{ кэВ}$ , или, соответственно, в кремниевом поглотителе толщиной  $1 \text{ мкм}$  составит  $13,6 \cdot \frac{2.33}{10} = 3.17 \text{ кэВ}$ . Разброс потерь в  $n$  микронах рассчитывается по формуле:

$$\sigma_n = 3.17 \cdot \sqrt{n} \text{ [кэВ]} \quad (\text{B.2})$$

Для полученной формулы необходимо было также определить границы ее применимости, то есть: минимальную и максимальную толщину поглотителя, при котором расчет сохраняет приемлемую для измерительной системы точность.

Критерий для минимальной толщины был взят из [19] (стр.50). Форма распределения потерь энергии близка к гауссовой до тех пор, пока  $\frac{\bar{\Delta}}{W_{max}} > 1$ , где  $\bar{\Delta}$  это среднее значение потерь энергии при прохождении данного поглотителя, а  $W_{max}$  это максимальная величина потерь энергии при единичном взаимодействии. Величина  $W_{max}$  может быть получена из следующей формулы [19] (стр. 24):

$$W_{max} = 2 \cdot m_e \cdot \beta^2 / \sqrt{1 - \beta^2} \approx 2 \cdot m_e \cdot \beta^2, \quad (\text{B.3})$$

где  $m_e$  это масса электрона, а  $\beta$  скорость  $v/c$  проходящей частицы. Для протона с первоначальной кинетической энергией  $E_{ini}=5 \text{ МэВ}$  величина  $W_{max}$  составляет около  $10 \text{ кэВ}$ . Поскольку при прохождении через кремниевый поглотитель такой протон имеет среднюю удельную величину

потери энергии около 14 кэВ/мкм, то в данной ситуации минимальная толщина поглотителя для применимости формулы В.2 составляет порядка одного микрона. Что касается протонов с начальной кинетической энергией 20-30 МэВ, то для них минимальная толщина составляет 4-5 микрона.

Критерий для максимальной толщины был определен по материалам публикации [39]. В случае очень толстых поглотителей реальная величина разброса потерь энергии начинает превышать значение, рассчитанное в соответствии с формулой В.1. Однако относительное отклонение не превышает 10% при следующем условии:  $\frac{E_{ini}-\bar{\Delta}}{E_{ini}} < \frac{1}{2}$ . Таким образом, для протона с начальной кинетической энергией 30 МэВ данное условие обозначает максимум толщины поглотителя 3.5 миллиметра. Что дает надежный запас точности для детекторов ВаВаг-IV типа.

Приведем также оценку релятивистских поправок для расчета величины разброса потерь. В литературе приводятся разные и довольно противоречивые выражения таких поправок. В публикации [19] величина разброса потерь для релятивистских частиц  $\sigma_{rel}$  определяется при помощи следующего уравнения:  $\sigma_{rel}^2 = \sigma_0^2 \cdot \frac{1 - \frac{1}{2} \cdot \beta^2}{1 - \beta^2}$

Таким образом, введение релятивистской поправки представляет собой введение дополнительного линейного коэффициента пропорциональности  $\sqrt{\left(1 - \frac{1}{2} \cdot \beta^2\right) / (1 - \beta^2)}$ , что неприменимо при  $\beta \rightarrow 1$ . Согласно [40] коэффициент имеет вид  $\sqrt{1 - \frac{1}{2} \cdot \beta^2}$ , что снижает разброс до нуля при  $\beta \rightarrow 1$ . Что касается расчета флуктуаций в [41] (стр. 110), то в нем коэффициент пропорциональности имеет вид  $\sqrt{\left(1 - \frac{1}{2} \cdot \beta^2\right) / \beta}$ , что делает данный расчет неприменимым для медленных частиц,  $\beta \rightarrow 0$ . В любом случае, входящий в любое из перечисленных выражений главный член внутри квадратного корня  $\left(1 - \frac{1}{2} \cdot \beta^2\right)$  практически равен единице для всех изучаемых в данной работе протонов и дейтронов (например, он равен 0,993 для протонов с энергией  $E_{ini}$  30 МэВ). Следовательно, при расчете стрегглинга можно пренебречь теми малыми отклонениями, которые вносит фактор изменения скорости частицы внутри поглотителя. Таким образом, для расчета разброса энергетических потерь (стрегглинга) изучаемых протонов и дейтронов можно пользоваться формулой В.2 при условии, что толщина поглотителя находится в указанных пределах.