

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 539.1.07

На правах рукописи

ПОПОВ ВЛАДИМИР СЕРГЕЕВИЧ

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМБИНИРОВАННОГО ТРЕКОВОГО
ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ
МАТРИЦЫ ИЗ GaAs**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель

_____ С. Ю. Смирнов

Москва 2025

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМБИНИРОВАННОГО ТРЕКОВОГО
ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ
МАТРИЦЫ ИЗ GaAs**

Студент _____ В. С. Попов

Научный руководитель _____ С. Ю. Смирнов

Рецензент,
к.ф.-м.н., доц. _____ О. В. Булеков

Секретарь ГЭК,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Д. Скорохватов

Рук. учеб. прог.,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|--|-----------|
| Введение | 4 |
| Актуальность | 4 |
| Цель работы | 6 |
| Описание экспериментальной установки | 6 |
| Принцип работы детектора на основе чипа Timerix3 | 9 |
| 1 Калибровка детектора | 12 |
| 1.1 Подготовка данных | 13 |
| 1.2 Определение среднего значения ToT | 14 |
| 1.3 Среднее значение ToT для Америкция | 16 |
| 1.4 Построение калибровочной кривой | 16 |
| 2 Анализ калибровочных спектров и коррекция | 19 |
| 2.1 Однопиксельные спектры | 19 |
| 2.2 Разделение заряда | 21 |
| 2.3 Многопиксельные спектры | 22 |
| 2.4 Коррекция пиков | 24 |
| 3 Заключение | 25 |
| Список использованных источников | 26 |
| Приложение А | 28 |
| Приложение Б | 31 |

ВВЕДЕНИЕ

Переходное излучение – это вид электромагнитного излучения, возникающего при пересечении заряженной частицей границы раздела сред с разными диэлектрическими проницаемостями.

Наибольший интерес представляет переходное излучение, созданное ультррелятивистской частицей ($\gamma \gg 1$), основная энергия которого лежит в области рентгеновского спектра. Рентгеновские кванты излучаются в диапазоне от нескольких кэВ до десятков кэВ в прямом направлении под малыми углами.

В рентгеновском спектре переходное излучение имеет сильную зависимость от Лоренц-фактора (γ). Метод определения частиц, основанный на переходном излучении в рентгеновском спектре, является одним из четырех неразрушающих методов определения частиц и охватывает диапазон $\gamma \gtrsim 500$. Остальные 3 метода, основанные на черенковском излучении, измерении времени пролета частицы и на измерении удельных потерь энергии, подходят для идентификации частиц с меньшими гамма-факторами.

Для определения частиц с $\gamma \sim 10^5$ дополнительно используется зависимость угла распространения переходного излучения θ от γ .

АКТУАЛЬНОСТЬ

Рождение адронов с малым поперечным импульсом p_T в столкновениях с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ мало изучено, что является большим упущением. Измерение спектров частиц с большим значением фейнмановской скейлинговой переменной $x_F = p_z/p_{BEAM}$ с импульсами от сотен ГэВ до нескольких ТэВ крайне полезно. Существует несколько различных моделей, дающих различающиеся на порядки результаты, описывающих эту область фазового пространства. Точное измерение спектров рождения частиц с малым p_T в протон-протонных столкновениях не только поможет уточнить модели описывающие данные процессы, но и мо-

жет привести к новому пониманию КХД. Также изучение космических лучей высоких энергий зависит от наших знаний о рождении адронов с большим x_F . Например, аномальное количество мюонов в них может быть следствием распада адронов, содержащих кварки очарования и красоты, которые никогда не изучались при больших \sqrt{s} .

Для изучения описанных выше физических вопросов понадобится детектор, имеющий возможность идентифицировать заряженные частицы при больших гамма. Детектор переходного излучения состоит из радиатора и детектора, в традиционных детекторах переходного излучения используется газовый детектор. Принципиально новым для данных целей может стать детектор переходного излучения на основе чипа Timerix3 [1–4]. Отличие этого детектора от остальных детекторов переходного излучения заключается в том, что кроме идентификации частицы он способен определять координату частицы с точностью в несколько мкм. Такая координатная точность описываемого в работе детектора переходного излучения может быть достигнута благодаря использованию пиксельного чипа высокого разрешения, подключенного к полупроводниковому матричному сенсору в роли детектора.

Радиаторы для детекторов переходного излучения обычно представляют из себя наборы пленок с диэлектрической проницаемостью $\epsilon > 2$. Эти пленки чередуются с воздушными зазорами. Заметное рентгеновское излучение в радиаторе возникает для частиц с гамма-фактором выше, чем пороговое значение $\gamma_{thr} \approx \frac{l_1 \omega_1}{c}$, где ω_1 - плазменная частота материала фольги, l_1 - толщина фольги. Интерференция электромагнитных волн на многих слоях радиатора приводит к насыщению переходного излучения при гамма-факторе выше $\gamma_{sat} \approx 0.6 \frac{\omega_1 \sqrt{l_1 l_2}}{c}$, где l_2 - расстояние между фольгами.

Для эффективной работы данного детектора радиатор должен состоять из нескольких сотен пленок (для образования достаточного количества фотонов переходного излучения). Количество материала на пути частицы остается малым так как фольга очень тонкая, прозрачность детектора для частицы остается высокой. Благодаря этому возможным становится определение трека частицы. По причине большого (для мягких рентгеновских фотонов) количества материала мягкая часть спектра переходного излучения будет поглощаться самим радиатором. Однако разделение фотонов переходного излучения по энергиям не дает большого преимущества в идентификации частиц. Вместо этого

для идентификации частицы может использоваться угловая информация переходного излучения, имеющая зависимость от γ . В случае одной фольги угол вылета переходного излучения имеет зависимость $\theta \sim \frac{1}{\gamma}$. Однако интерференция меняет угловое распределение фотонов и максимум излучения приходится на угол $\theta \approx \frac{1.2}{\omega_1 \sqrt{l_1 l_2}} \approx 3.2 \cdot 10^3 \frac{1}{\gamma_{sat}}$

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Целью данной работы является энергетическая калибровка прототипа детектора переходного излучения по данным, полученным на ускорителе SPS в ЦЕРНе в 2024 году, для последующей возможности анализа экспериментальных данных. Для достижения описанной цели было установлено соответствующее ПО использовавшееся в предыдущих годах, обнаружены минусы ПО - например, некорректное считывание входных данных, и написан альтернативный код для калибровки экспериментальных данных, также был проведен анализ данных для подбора оптимальных параметров калибровки.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В ходе работы проводилась калибровка детектора для экспериментальной установки (Схема установки [1](#) из статьи [\[5\]](#)), которая представляет из себя: многослойный радиатор (1), находящийся на расстоянии порядка 2 м от детектора; трубу (2), заполненную гелием для предотвращения поглощения фотонов переходного излучения в воздухе; сенсор (3) из компенсированного хромом GaAs толщиной 500 мкм, соединенный с Timerix3 чипом, используемый как детектор с квадратной матрицей 256×256 пикселей с размером пикселя в 55 мкм. За GaAs располагается ливневый детектор и калориметр из свинцового стекла, перед радиатором находится черенковский детектор. Вместе они образуют систему определения частицы (4). В статье [\[5\]](#) описываются некоторые результаты измерений 2018 года.

Пиксельный детектор на основе чипа Timerix3 может работать в одном из трех режимов: режим Medpix (считает количество зарегистрированных частиц), TimePix (счетчик используется как таймер, определяя время детектирования частиц) и Time-over-Threshold (ToT) (счетчик используется как АЦП,

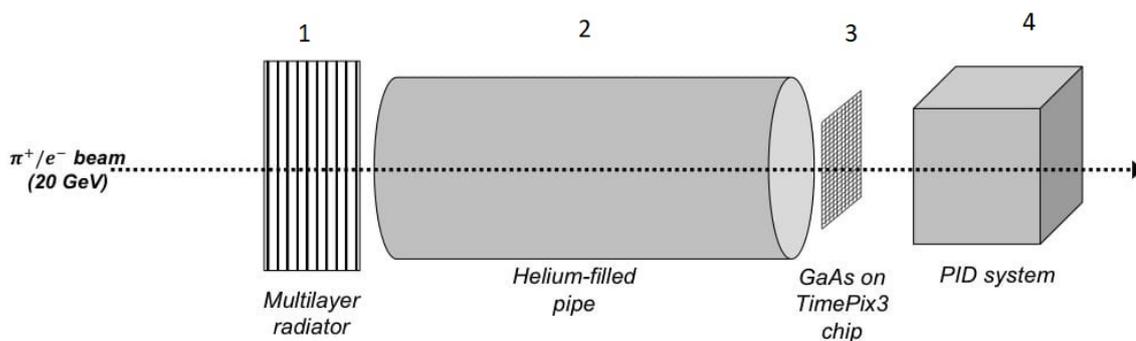


Рисунок 1 — Схема экспериментальной установки. 1 – радиатор, 2 – труба наполненная гелием, 3 – пиксельный детектор, 4 – система определения типа частицы

позволяющий определять энергию, измеренную в каждом пикселе) [6]. В данной работе производилась калибровка детектора в режиме ToT.

Для калибровки пиксельного детектора использовались только пиксельный детектор и набор различных источников рентгеновского излучения. В качестве источников использовались 2 пластины из радиоактивных изотопов: ^{55}Fe , претерпевающего электронный захват и ^{241}Am , претерпевающего альфа распад. В ходе распада данные изотопы испускают фотоны фиксированной энергии. Также в качестве источников использовалось 11 пластин из различных материалов, испускающих характеристическое рентгеновское излучение. Характеристическое рентгеновское излучение связано с переходом возбужденного электрона с внешней оболочки атома на вакантную более низкую оболочку, в этот момент происходит излучение фотона с фиксированной энергией. Для каждого элемента энергия характеристического излучения различна, так как различны электронные конфигурации. Для излучения характеристического фотона необходимо возбудить атом - для этого пластинка из материала излучающего ХРИ облучается тормозными фотонами из рентгеновской трубки, это излучение переводит электроны в атомах в возбуждённое состояние, после чего они переходят на более нижние уровни, снимая возбуждение через ХРИ.

На рисунке 2 изображена схема установки для калибровки детектора. Все элементы находятся в освинцованном боксе (1), для защиты от рентгеновского излучения. Рентгеновская трубка (2) «АМРТЕК Mini-x» подключена через USB к компьютеру в другой комнате, с которого осуществляется управление тормозным излучением. Трубка излучает фотоны в спектре от 3 до 50 кэВ. При помощи вентилятора (3), располжённного у конца рентгеновской трубки,

Таблица 1 — Энергии источников фотонов

| Источник | Энергия фотона, кэВ. |
|-------------------|----------------------|
| ^{55}Fe | 5.95 |
| Fe | 6.4 |
| Ni | 7.46 |
| Cu | 8.04 |
| Ge | 9.9 |
| Se | 11.22 |
| Sr | 14.17 |
| Zr | 15.77 |
| Mo | 17.4 |
| Ag | 22.2 |
| In | 24.1 |
| Sn | 25.3 |
| ^{241}Am | 59.5 |

осуществлялось охлаждение. Фотоны, выпущенные из трубки, попадают на мишень (4). Часть мишеней поставляется в комплекте с трубкой, также были использованы дополнительные мишени, подготовленные заранее. Из-за облучения мишень испускает характеристическое рентгеновское излучение, которое попадает на детектор (6), расположенный перпендикулярно относительно линии, соединяющей трубку и мишень. Характеристическое рентгеновское излучение проходит через коллиматор в защитном корпусе детектора (5), который служит двум целям. Во-первых, защита от посторонних фотонов. Рентгеновская трубка излучает в конусе с углом раствора 120° . Чтобы на детектор попадали только фотоны из мишени, необходимо оградить его от трубки. Во-вторых, при помощи коллиматора возможно регулировать, какую часть детектора освещать характеристическим излучением. К детектору подключен управляющий кабель, а также высокое напряжение. В случае облучения детектора не характеристическим рентгеновским излучением, а фотонами из источника, источник помещался на место мишени, а рентгеновская трубка изымалась из установки.

Для улучшения характеристик полупроводниковых детекторов необходимо поддерживать низкую температуру. В случае охлаждения детектора только при помощи вентиляторов температура достигает 60°C . Для понижения температуры использовалась водяная система охлаждения. Задняя сторона детектора через термопасту была присоединена к термопластине по размерам больше самого детектора, через нее проходила трубка с незамерзающей жидкостью.

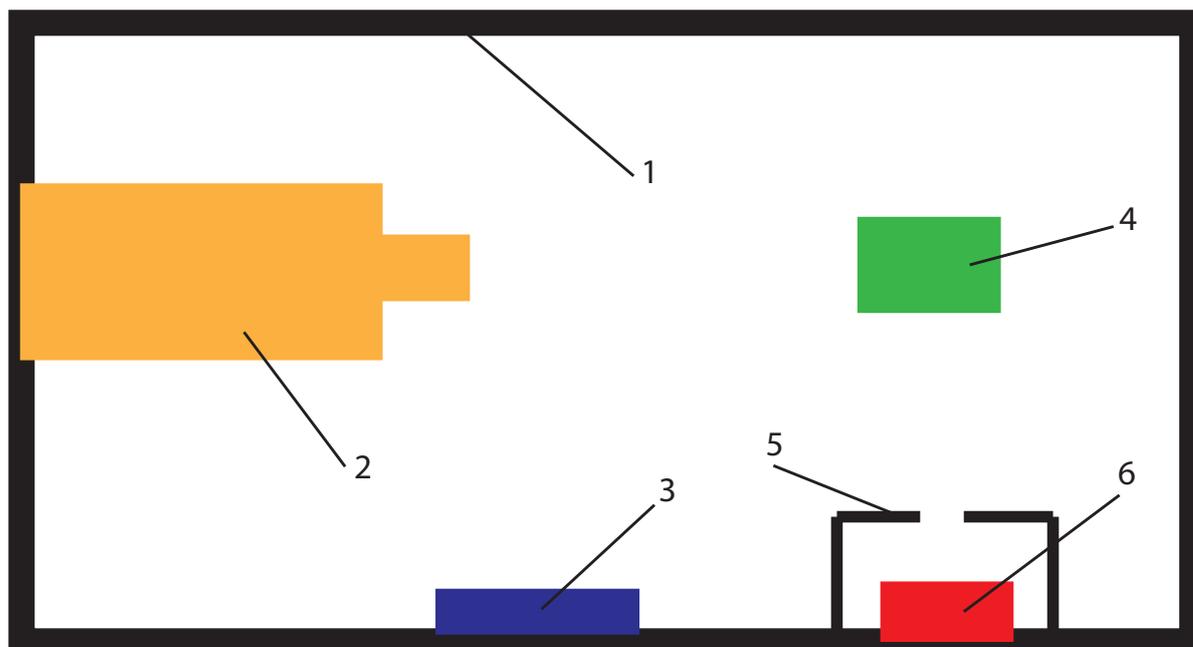


Рисунок 2 — Схема установки для калибровки детектора. 1 – освинцованный бокс, 2 – рентгеновская трубка, 3 – вентилятор, 4 – мишень, 5 – защитный корпус, 6 – детектор

Забрав тепло от детектора и прокачиваясь дальше по трубке, жидкость попала в медный змеевик, окруженный с двух сторон Пельтье элементами. Там жидкость охлаждалась и поступала по новому кругу к детектору. Сами Пельтье элементы охлаждались при помощи радиаторов и кулеров, прикрепленных к ним. При помощи системы охлаждения удалось достичь температуры детектора в 40-50°C.

ПРИНЦИП РАБОТЫ ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ ЧИПА ТІМЕРІХЗ

На выходе с пиксельного детектора мы получаем определенный набор данных, а именно координаты сработавших пикселей, времена этих срабатываний, а также некоторую величину, связанную с энерговыделением в каждом пикселе для данного детектора (ToT – время над порогом).

Рассмотрим, как происходит формирование этой информации в нашем случае. В момент пролета частицы через пиксель детектора происходит образование электрон-дырочных пар, из-за чего появляется импульс напряжения на входе чипа, связанного с данным пикселем. В момент, когда амплитуда входно-

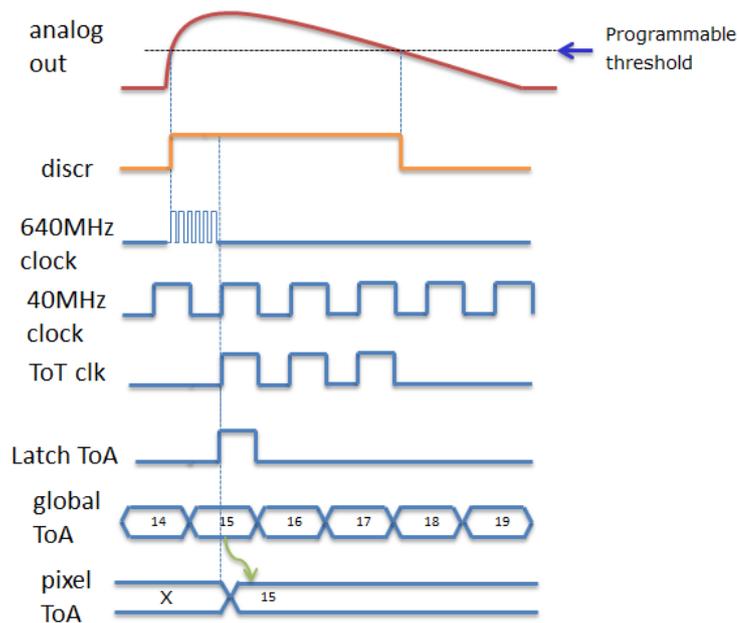


Рисунок 3 — Принцип работы пикселя Timerix3

го сигнала достигает установленного заранее порогового значения, включается тактовый счетчик с частотой 640 МГц. Этот счетчик выключается в момент, когда приходит импульс с постоянно включенного генератора с частотой 40 МГц. Количество тактов постоянно работающего генератора записывается до того момента, пока входной импульс не станет меньше заранее установленного порога. Соответственно, время срабатывания пикселя определяется временем прихода первого импульса генератора с частотой 40 МГц, когда амплитуда аналогового сигнала превышала порог минус время, советующее тому количеству периодов, которое успел проработать счетчик с частотой 640 МГц. Энерговыведение в пикселе определяется количеством тактов генератора с частотой 40 МГц, которые он успел произвести, пока амплитуда входного сигнала была выше порогового значения. Принцип работы пикселя Timerix3 приведен на рисунке 3 из статьи [7]. Во время калибровочных сеансов чип работал в режиме управления данными, то есть любой пиксель с сигналом выше порога запускал считывание с чипа.

Детекторы на основе чипа Timerix имеют различные применения. В статье [6] описывается работа с подобным чипом для томографии. На матрицу кладется сканируемый объект и облучается моноэнергетичными альфа-частицами, в зависимости от количества вещества на пути частицы, она потеряет больше

или меньше энергии. Определив энергию частицы и место ее поглощения в детекторе, можно будет составить картину объекта. Авторам удаётся добиться ошибки определения толщины объекта не более 10% при облучении его альфа-частицами с энергией порядка 5 МэВ. Данная энергия сильно превышает диапазон энергий, используемых для калибровки, однако, так как калибровочная зависимость при больших энергиях становится линейной, можно интерполировать данные, полученные при калибровке. Также в статье авторы изучают пространственное разрешение детектора. Когда частица попадает на детектор, обычно зажигается не один, а несколько пикселей - это связано с эффектом разделения заряда. Фитируя двумерным распределением гаусса энергию, выделившуюся в пикселях, определяется точка поглощения частицы. Ошибка определения координаты падает обратно пропорционально квадратному корню из энергии частицы.

В статье [8] исследуется альтернативный метод калибровки детектора, не используемый в данной работе, он полезен при отсутствии большого количества различных энергетических точек для калибровки. Также в этой статье изучается предел применимости калибровки в зависимости от напряжения смещения. Калибровочный спектр не должен зависеть от напряжения смещения, однако, при слишком большом количестве носителей заряда, сигнал с таких пикселей начинает искажаться, значение ToT получается завышенным. Так, например, при облучении детектора моноэнергетичными альфа-частицами с энергией 5.5 МэВ при напряжении смещения 7.5 В спектр имеет корректную форму, однако, при увеличении напряжения до 72 В, спектр становится сильно искажен. Учитывая тот факт, что зависимость ToT от энергии все равно остается монотонной, можно внести определенные поправки и восстановить корректную форму спектра. Учитывая эти поправки можно говорить, что калибровка применима до энерговыделения 1.2 МэВ в каждом пикселе.

1 КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРА

Целью калибровки является определить функцию для каждого из 65536 пикселей для перевода ТоТ (время в течении которого амплитуда сигнала с пикселя превышает порог) в кэВ, поглощённые в пикселе. Для этого было произведено несколько калибровочных сессий измерения. Детектор облучался фотонами с известной энергией - всего 13 различных энергий в диапазоне от 5.95 кэВ до 59.5 кэВ (таблица 1). Время сессии достаточно велико для того чтобы в каждом пикселе набралась достаточно большая статистика для каждой конкретной энергии. Затем в каждом пикселе определяется среднее значение ТоТ для данной энергии. Полученные точки фитируются функцией(1.1). В итоге получается функция для преобразования ТоТ в кэВ для каждого пикселя. Стоит отметить, что все итоговые результаты получены в альтернативной программе для калибровки, так как в программе используемой ранее на основе «Katherine» [9] были обнаружены некоторые минусы: программа не сортирует вхождения по времени, а также нет возможности установить динамические пределы фитирования распределений ТоТ для различных пикселей.

$$E = \frac{1}{2a} \left(ToT + a \cdot t - b + \sqrt{(b + a \cdot t - ToT)^2 + 4a \cdot c} \right) \quad (1.1)$$

Если записать обратную функцию (1.2), станет явно виден смысл коэффициентов калибровочной кривой [8]. Коэффициенты a [$\frac{ToT}{кэВ}$] и b [ТоТ] отвечают за линейную зависимость энергии от ТоТ, играющую важную роль при больших значениях ТоТ. Коэффициент c [ТоТ · кэВ] отвечает за нелинейность калибровочной зависимости, связанную с порогом детектируемой энергии, а коэффициент t [кэВ] отвечает за порог детектируемой энергии.

$$ToT = a \cdot E + b - \frac{c}{t - E} \quad (1.2)$$

Из-за того, что у каждого пикселя есть свой предусилитель и все они независи-

мы, необходимо производить калибровку каждого пикселя, так как параметры пикселей и предусилителей в каждом случае будут отличаться.

1.1 ПОДГОТОВКА ДАННЫХ

Для анализа данных необходимо их корректно считать, так как одна сессия обычно представляет из себя несколько файлов сырого формата. Каждому сработавшему пикселю соответствует номер пикселя, время срабатывания и значение ToT.

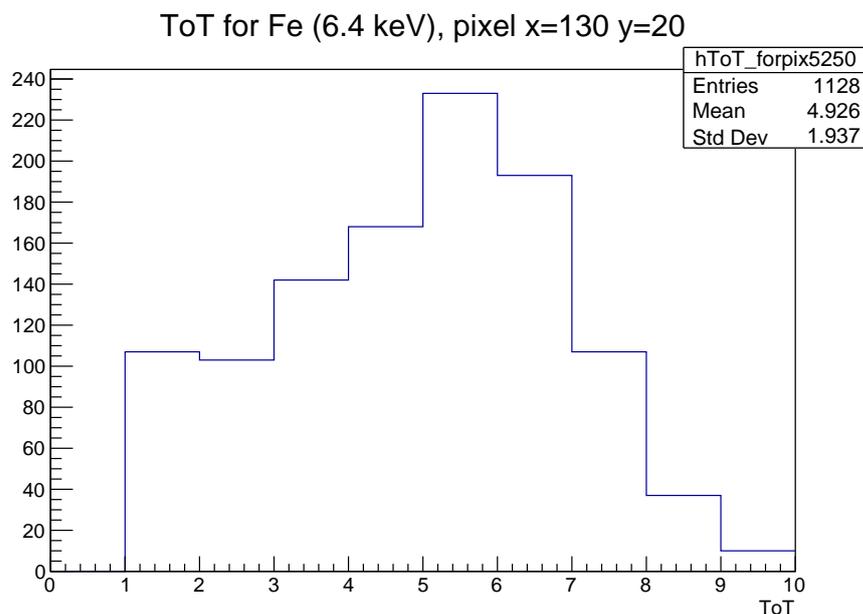


Рисунок 1.1 — Распределение по ToT

Для калибровки необходимо работать только с однопиксельными событиями - случаями, когда энергия фотона полностью поглотилась и выделилась в пределах одного пикселя. Для того чтобы определить, является ли событие однопиксельным, необходимо установить длительность события – некоторый временной интервал. В случае если в течение данного временного интервала после срабатывания пикселя никаких других пикселей не сработало, событие считается однопиксельным, в обратном случае событие считается многопиксельным и не подходит для калибровки. Временной интервал был определен как 500 нс. Перед отбором однопиксельных событий данные были отсортированы по времени, затем все данные были считаны в root файлы (13 файлов – по файлу на каждую энергию), состоящие из 65536 гистограмм, демонстрирующих распределение по ToT в каждом пикселе, например рисунок 1.1. Статистика в каждом

пикселе для конкретной энергии - порядка 1000 вхождений.

1.2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕГО ЗНАЧЕНИЯ ТОТ

Следующий шаг - сопоставить в каждом пикселе каждой энергии значение ТоТ. Логично взять значение полученное из фитирования Гауссом. Необходимо определиться с границами фитирования. Можно выбрать границы фитирования одинаковыми для всех пикселей, основываясь на распределении для всех пикселей, как показано на рисунке 1.2. Этот метод не очень точен, в данном

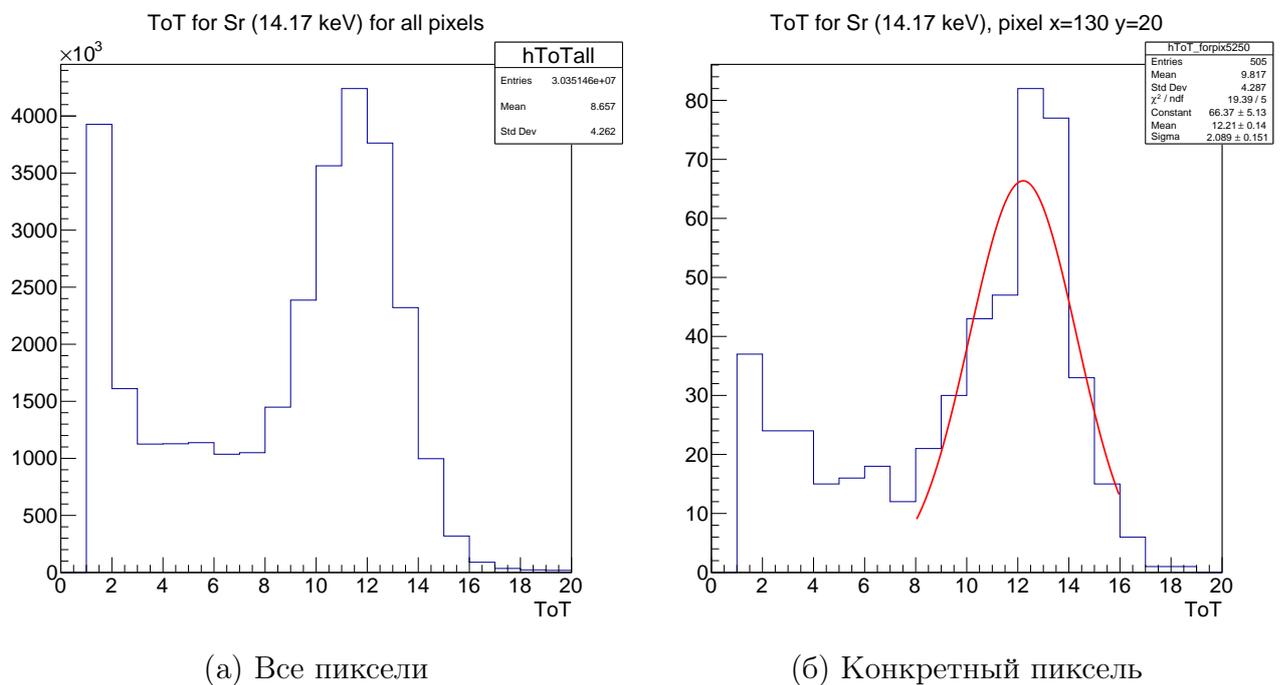


Рисунок 1.2 — Распределение по ТоТ

примере полученное значение смещено от оптимального примерно на 1 ТоТ. Эти неточности становятся критически важны, когда речь идет о близких по энергиям точках ($\text{Fe}55 - 5.95\text{кэВ}$; $\text{Fe} - 6.4\text{кэВ}$), с малыми значениям энергии.

При неверно выбранных пределах фитирования для близких по энергиям точек может произойти ошибка, как на рисунке 1.3, значение среднего ТоТ для меньшей энергии окажется больше, чем среднее ТоТ для большей энергии. Такого рода ошибки могут сильно ухудшить качество калибровки.

На рисунке 1.4 представлена гистограмма разницы средних ТоТ для соседних точек по энергии, в каждом пикселе определяется среднее значение ТоТ для конкретных энергий. Дальше разница между значениями для 2х энергий

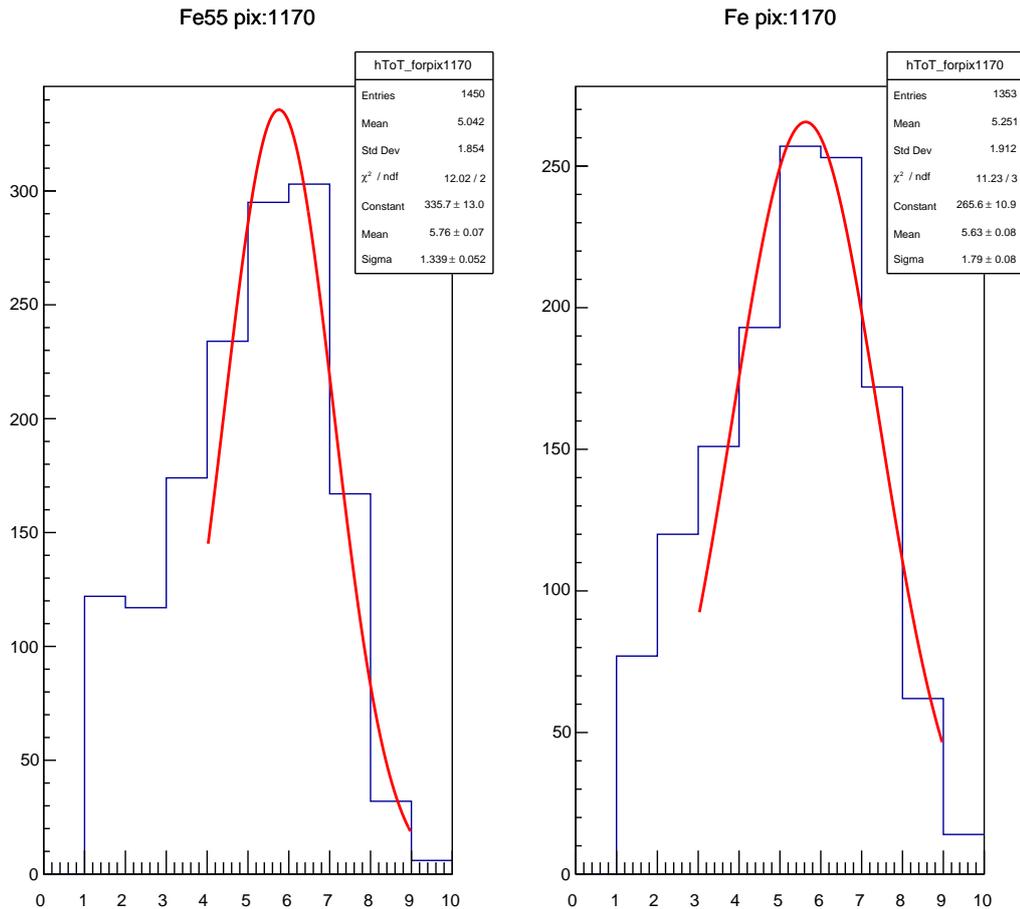


Рисунок 1.3 — Распределение по ТоТ

для одного пикселя заносится в гистограмму, и так для всех пикселей. Стоит уточнить, что здесь и далее под всеми пикселями подразумеваются не все 65536 пикселей, а все пиксели за исключением 4х крайних рядов и столбцов сверху и снизу, так как в них сильны помехи электроники и они не входят в зону интереса.

Необходимо выбрать оптимальный метод определения границ фитирования. Для этого сравнивались различные методики. В итоге была выбрана следующая методика определения границ фитирования, для энергий 6.4 и 5.9 кэВ. В диапазоне от 3 до 10 ТоТ определяется наивысший бин для данного пикселя. В диапазон фитирования входит 1 бин слева и 2 бина справа от наивысшего. При таких пределах количество «плохих» пикселей (пикселей в которых меньшей энергии соответствует большее ТоТ полученное из фитирования) уменьшилось в 2 раза по сравнению с одинаковыми для всех пикселей фиксированными пределами фитирования. Для остальных энергий границы фитирования опре-

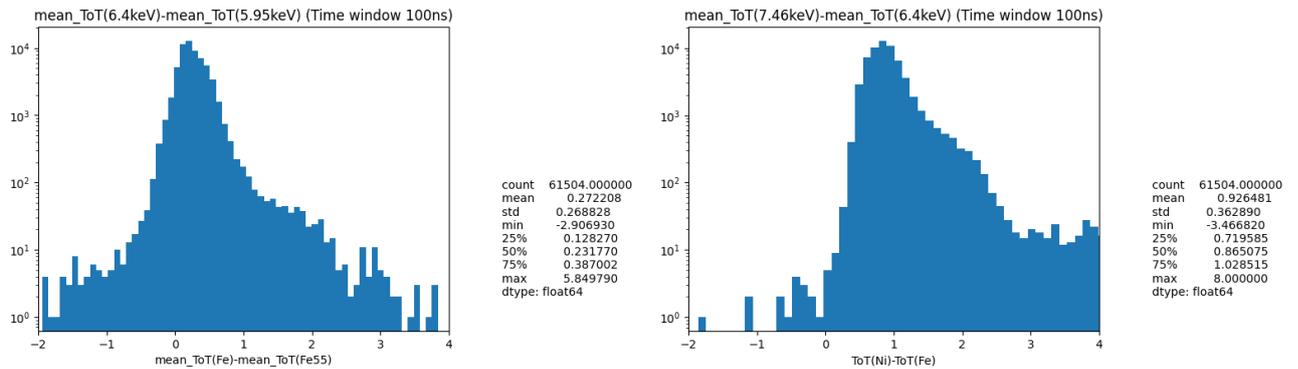


Рисунок 1.4 — Гистограммы разниц средних ToT

делялись полувысотой пика.

1.3 СРЕДНЕЕ ЗНАЧЕНИЕ ТОТ ДЛЯ АМЕРИЦИЯ

Фотоны, вылетающие из радиоактивного америция, имеют высокую энергию (59.5кэВ). По этой причине регистрируемая детектором энергия имеет большой разброс. Этот факт, в совокупности с малой статистикой для Am, приводит к тому, что в спектре по ToT для Am может быть несколько пиков и не всегда именно наивысший пик будет соответствовать табличному значению энергии. На рисунке 1.5 приведён пример пикселя с неверно определённым средним значением ToT, Заниженное значение ToT для Am ухудшает фит калибровочной кривой 1.6 и уменьшает коэффициент а. Данную проблему удалось решить, изменив алгоритм определения среднего ToT для америция как среднее значение по 8 последним бином. Примерно в 1.5% пикселей была проблема с определением среднего значения ToT в Am.

1.4 ПОСТРОЕНИЕ КАЛИБРОВОЧНОЙ КРИВОЙ

Для построения калибровочной кривой, кроме 13 точек, соответствующих энергиям фотонов, которыми облучали детектор, необходимо знать еще одну точку, советующую нулевому значению ToT значение того самого порога в энергетических единицах. Для определения этого значения производится отдельная операция сканирования порога. Было получено среднее для всех пикселей значение порога 3.2 кэВ. В случае точного определения порога в каждом пикселе, возможно наложить дополнительное уравнение на калибровочную кривую так,

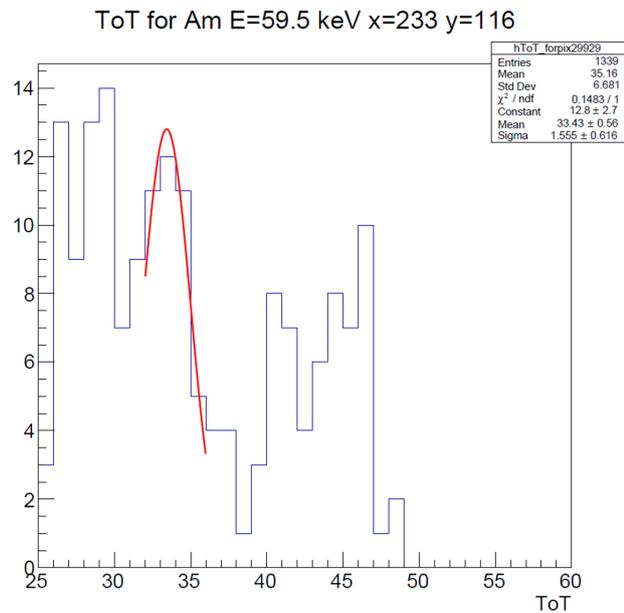
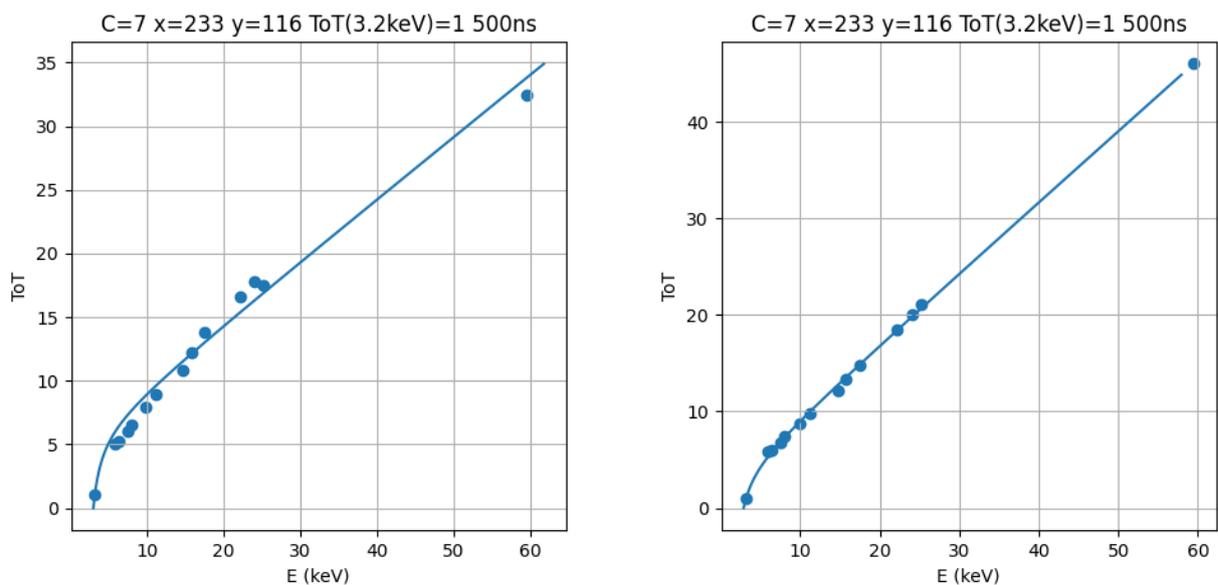


Рисунок 1.5 — Пример распределения по ToT для Am с неверным фитированием



(а) Гаусс

(б) Среднее по 8 бинам

Рисунок 1.6 — Калибровочная кривая (сплошная линия), и точки по которым она фитируется

чтобы она всегда проходила через точку $ToT=1$, E =значение порога, однако в данном случае такой возможности не было, и среднее пороговое значение просто добавлялось как еще одна точка по которой будет фитироваться кривая.

Как уже говорилось ранее, формула для перевода ToT в энергию имеет вид (1.1). Необходимо при помощи фитирования точек получить коэффициенты a , b , c и t . Стоит обратить внимание, что коэффициент c не стоит оставлять

свободным, так как он может принять значение равное 0, и тогда кривая вырождается в ломаную рисунок 1.7. В данном случае коэффициент c фиксируется равным 7 аналогично прошлым калибровкам.

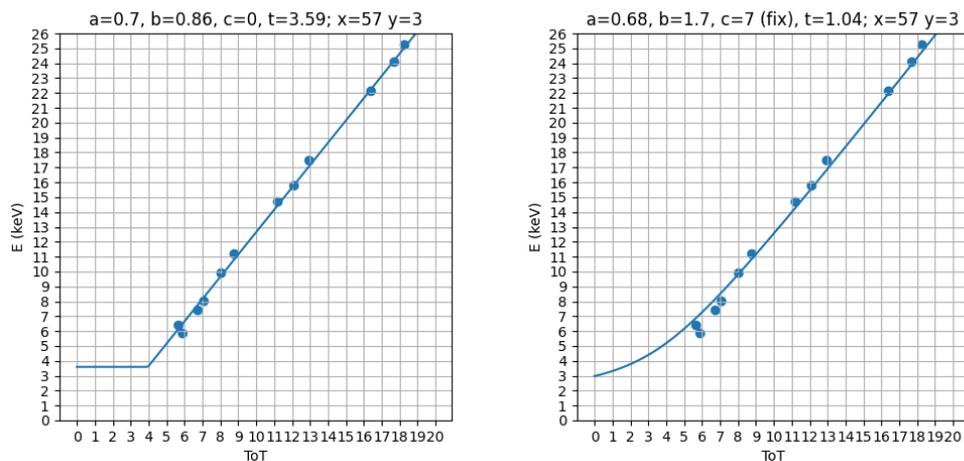


Рисунок 1.7 — Пример калибровочной кривой при свободном и фиксированном коэффициенте c

Фитирование калибровочной кривой проводилось при помощи метода наименьших квадратов. Было рассмотрено 4 варианта фитирования прямой или обратной функции с учетом или без учета ошибок. Фитирование взвешенным МНК с учетом ошибок не подошло, так как ошибка определения среднего ToT не учитывает некорректность функции Гаусса для определения среднего ToT , что ведет за собой неверное занижение ошибок в некоторых точках и безосновательное повышение их статистического веса. Основываясь на калибровочных спектрах был выбран метод, предполагающий фитирование прямой функции без учета ошибок, так как фитирование обратной функции без учета ошибок давало спектры худшей формы.

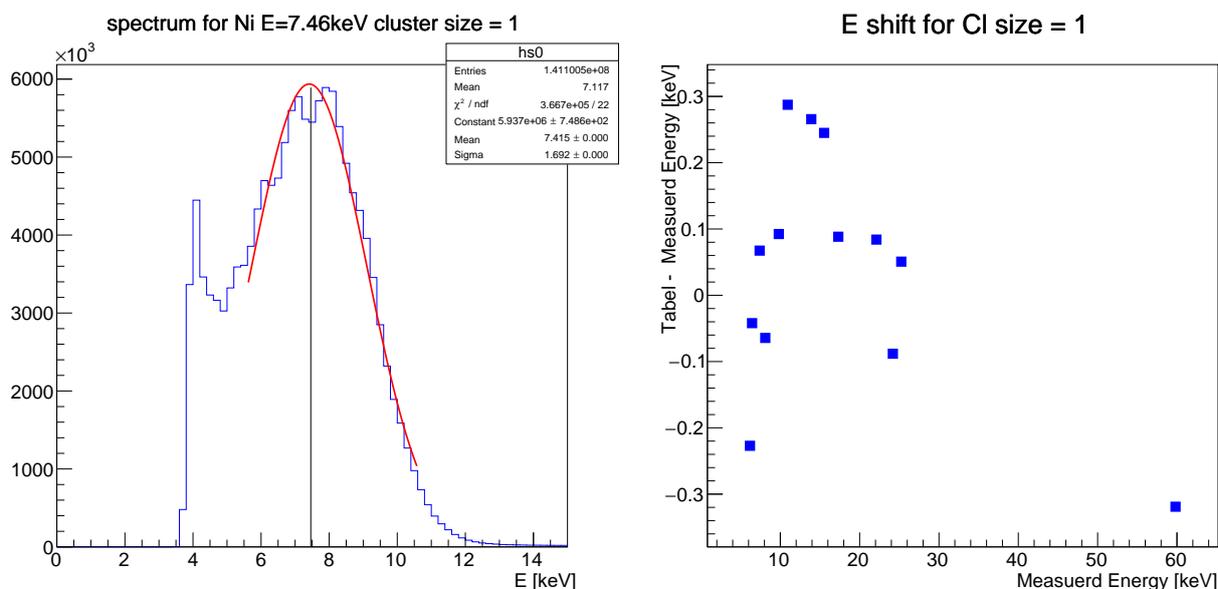
2 АНАЛИЗ КАЛИБРОВОЧНЫХ СПЕКТРОВ И КОРРЕКЦИЯ

После проведения калибровки необходимо проверить ее качество. Удобнее всего это сделать следующим образом - построив калибровочные спектры по энергиям применить калибровку к данным, на основе которых эта калибровка и была получена. В случае, если полученные спектры имеют правильную форму и их пик соответствует табличной энергии, калибровка была проведена корректно.

2.1 ОДНОПИКСЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ

На рисунке [2.1a](#) приведен пример однопиксельного спектра для Ni. Подобные спектры были построены для всех 13 энергий, по которым проводилось фитирование, затем при помощи функции Гаусса было определено среднее значение энергии, соответствующее каждому спектру. Это значение сравнивалось с табличным, из рисунка [2.1б](#) видно, что разница между полученной энергией и табличной не превышает 0.5 кэВ, что для самой низкой энергии составляет ошибку меньше 10%.

Стоит обратить внимание на форму однопиксельного спектра для никеля. Видно, что он имеет несколько явных пиков. Этот эффект наиболее заметен для спектров с низкой энергией и почти перестает наблюдаться для энергий выше 12 кэВ и связан с дискретной природой ToT. Коэффициент a для большей части пикселей имеет значение, близкое к 0.7, что означает, что на 1 единицу ToT приходится около 1.4 кэВ. Среднее значение ToT в пикселях обычно близко к целому или полуцелому значению ToT из-за формы спектров по ToT и метода определения этого ToT при помощи фитирования гауссом. Спектры обычно имеют либо узкий пик с шириной в 1 бин по ToT (в этом случае среднее значение ToT близко к целому числу), либо более широкий пик, состоящий из 2х



(а) Зарегистрированный энергетический спектр от Ni (б) График разницы между Табличным значением и полученным значением энергии

Рисунок 2.1 — Гистограммы и графики, связанные с однопиксельными спектрами

высоких бинов - тогда значение становится ближе к полуцелому. Для простоты объяснения эффекта наличия нескольких пиков в энергетических спектрах представим, что калибровочная кривая идеально проходит через точку соответствующую среднему значению ToT . В этом случае, в пикселях с узким пиком по ToT , наивысший бин по ToT перейдет в очень узкий диапазон по энергиям близкий к табличному значению, соседние от него бины по ToT перейдут в узкие диапазоны по энергиям на расстоянии около 1.4 кэВ, и так далее. В этом случае будет получен энергетический спектр с несколькими пиками на расстояниях 1.4 кэВ, где каждый пик будет отвечать некоторому значению ToT , которое отстоит на определенное значение от наивысшего бина по ToT в каждом пикселе. Учет пикселей с широким пиком по ToT (полуцелое среднее значение ToT) добавит такой же спектр, состоящий из нескольких пиков на расстоянии 1.4 кэВ и сдвинутый относительно предыдущего спектра на 0.7 кэВ. Эти 2 спектра в сумме дадут спектр с выраженными пиками на расстоянии около 0.7 кэВ. С учетом того факта, что значение коэффициента a не строго равно 0.7, а калибровочная кривая не идеально проходит через точки, соответствующие среднему значению ToT , этот эффект размывается, но именно он объясняет форму спектра подобную рисунку 2.1а.

Рассмотрим метод, в котором среднее значение ToT определяется как

среднее по 3м бинам (самый высокий бин и соседние с ним), в этом случае среднее значение ToT всегда будет очень близко к целому значению ToT , соответствующему наивысшему бину. Построив калибровочную кривую по данным точкам и получив калибровочные спектры видим, что именно дискретность ToT является причиной наличия нескольких пиков. Рисунок 2.2 демонстрирует этот пример. Слева - спектр однопиксельных событий для Cu в случае определения среднего ToT как среднего по 3м бинам, справа - спектр по ToT для конкретного пикселя для Cu. Видно, как каждое значение ToT переходит в узкую зону по энергиям формируя спектр с несколькими пиками.

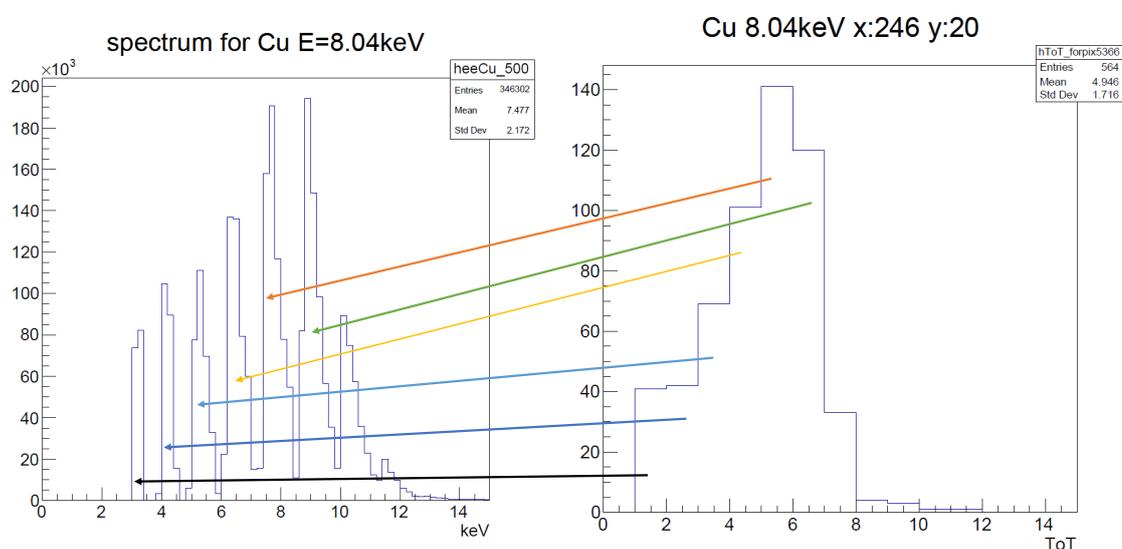


Рисунок 2.2 — Спектр по энергии (слева) и по ToT (справа)

2.2 РАЗДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА

Детектор на основе чипа $Timepix$, как и любой пиксельный детектор, созданный при помощи планарной технологии, имеет особенность, связанную с разделением заряда между пикселями. Этот эффект возникает из-за того факта, что первичная ионизация, создаваемая входящей частицей, распространяется во время процесса сбора заряда. Таким образом, заряд может собираться несколькими соседними пикселями, образуя кластер. Если размеры пикселя малы или детектор толстый, то исходный заряд почти никогда не собирается полностью одним пикселем. Собранный заряд сравнивается в каждом пикселе с

определенным пороговым уровнем, и, если он ниже, событие не регистрируется и заряд теряется. Как следствие, заряд, зарегистрированный всеми пикселями в кластере, часто ниже своего первоначального значения, что ухудшает энергетическое разрешение.

Сила разделения заряда и значение не учтенной энергии зависит от многих факторов: значение напряжения смещения, глубина поглощения детектируемой частицы, диффузия зарядов, точка попадания частицы относительно центра пикселя, значение энергетического порога в пикселе. Основной вклад в эффект разделения заряда вносит диффузия [10]. Чем выше напряжение смещения, тем выше энергетическое разрешение, и меньше эффект разделения заряда, так как время сбора заряда также уменьшается. Чем выше порог, тем больше вероятность, что в одном из пикселей не хватит заряда, чтобы этот порог преодолеть, а эта энергия будет потеряна и не будет зарегистрирована. Чем глубже произошло поглощение частицы, тем меньше эффект разделения заряда, так как носителям заряда надо продрейфовать меньшее расстояние чтобы поглотиться, а значит, на размытие облака носителей зарядов меньше времени, и это размытие оказывается слабее.

При энергиях порядка десятков кэВ размер кластера зажжённых пикселей сильно связан с точкой, куда попадает регистрируемая частица. В случае однопиксельных событий, частица, скорее всего, попадает в центр пикселя. В случае двухпиксельных событий, частица, предположительно, попадает близко к границе между двух пикселей, в случае трех и четырех пикселей в кластере, частица обычно попадет в угол пикселя, тем самым деля свою энергию между соседними пикселями.

2.3 МНОГОПИКСЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ

После построения однопиксельных спектров были построены спектры от многопиксельных событий. Это такие события, в которых кластер зажжённых пикселей имеет размер больше, чем 1 пиксель. Эти спектры сдвинуты относительно табличных энергий куда сильнее, чем однопиксельные. В случае однопиксельных спектров это связано с неточностью калибровки, однако для многопиксельных спектров этот эффект имеет физическое объяснение. Когда фотон попадает на детектор, его энергия рассеивается между несколькими пикселями,

но, если высветившаяся в пикселе энергия будет меньше порога, он не сработает и эта часть энергии будет потеряна. Таким образом, в однопиксельных событиях обычно регистрируется не полная энергия фотона, а ее часть, однако при калибровке мы сопоставляем данные с однопиксельных событий с полной энергией фотона - из за этого в многопиксельных событиях, в которых регистрируется большая часть энергии фотона, чем в однопиксельных, энергия становится завышенной, и многопиксельные спектры смещаются вправо относительно табличных значений. На рисунке 2.3 приведены многопиксельные и однопиксельный спектр для Am, средние энергии определены при помощи фитирования Гауссом. Видно, что с увеличением размера кластера средняя энергия растет. Все калибровочные спектры представлены в приложении А.

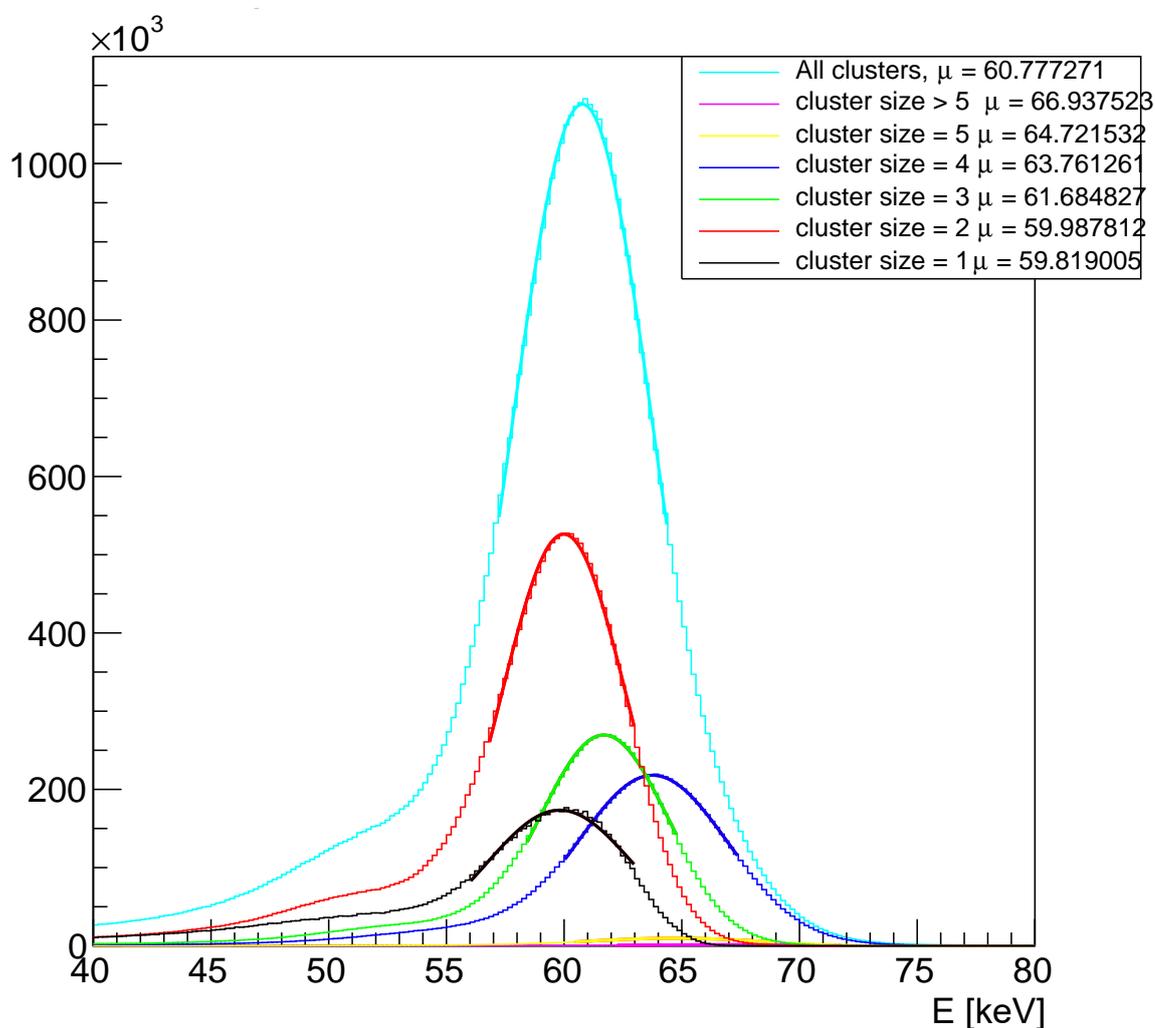


Рисунок 2.3 — спектры для Am E=59.5кэВ

2.4 КОРРЕКЦИЯ ПИКОВ

Для компенсации сдвига энергии многопиксельных событий необходимо провести операцию коррекции. Для этого нужно вычесть из многопиксельных пиков энергию, чтобы привести их к табличным значениям. Для этого строятся графики зависимости разницы табличных значений и полученных значений от полученных значений для кластеров разного размера, они приведены в приложении Б. Затем эти графики фитируются кривыми и эти кривые применяются к данным, тем самым приводя пики от событий с разным размером кластеров к одному значению.

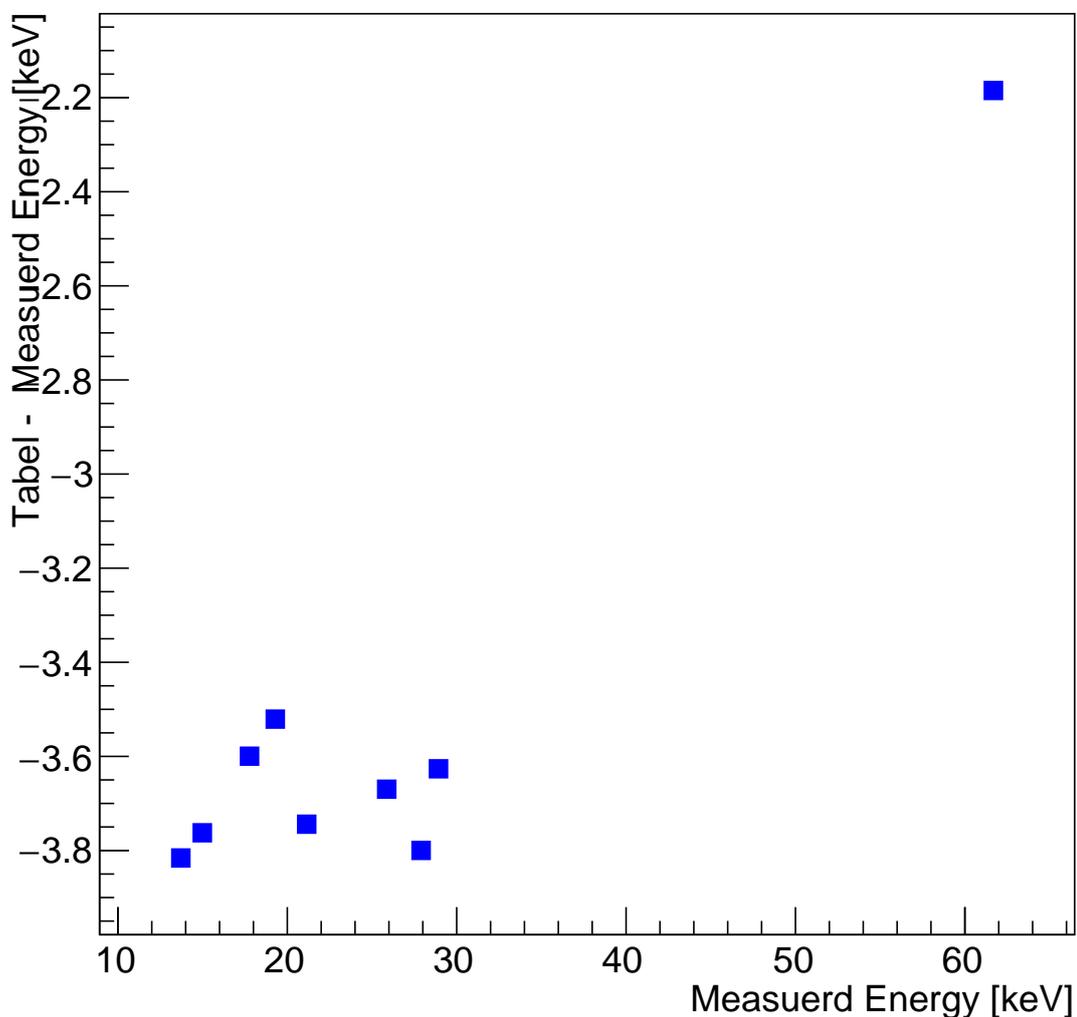


Рисунок 2.4 — График на основе которого будет построена кривая коррекции для 3x пиксельных событий

3 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы был написан код для подготовки данных и энергетической калибровки пиксельного детектора на основе GaAs с матрицей 256 на 256 пикселей. Изучены различные методы выбора границ фитирования для определения среднего значения ToT , соответствующего конкретной энергии в каждом пикселе. Количество «плохих» пикселей было уменьшено в 2 раза по сравнению с программой, используемой в предыдущих калибровках.

Проанализированы различные методы фитирования калибровочной кривой и выбран оптимальный. На его основе получены калибровочные кривые для всех пикселей с учетом среднего порога. Построены спектры однопиксельных и многопиксельных событий, на основе которых можно будет получить кривые коррекции.

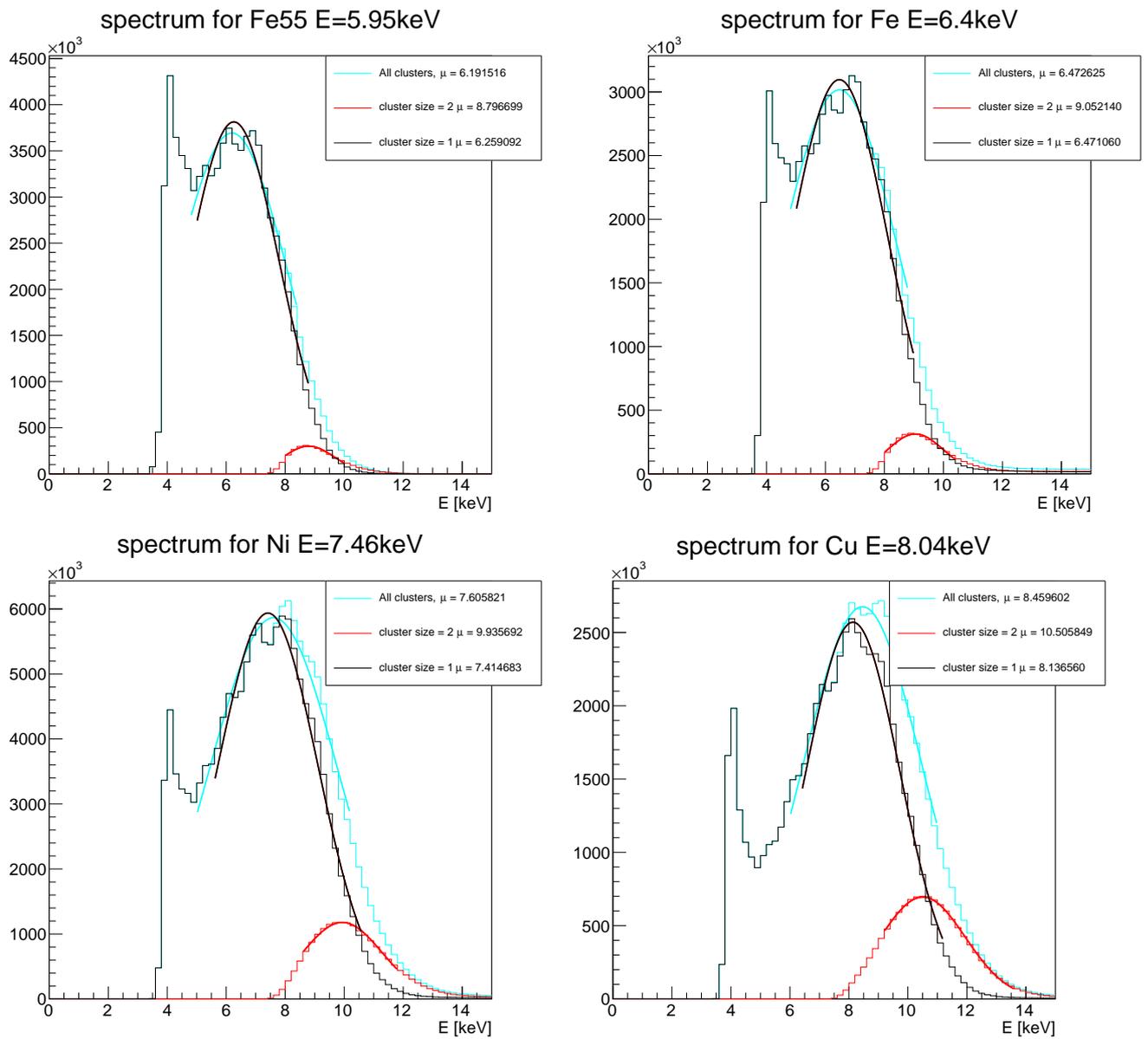
Исследована форма однопиксельных спектров с несколькими пиками и найдена причина такой формы – дискретная структура ToT .

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. A concept of the transition radiation detector for a hadron separation in a forward direction of the LHC experiments / N. Belyaev [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Vol. 1690, no. 1. — P. 012043.
2. Studies of the spectral and angular distributions of transition radiation using a silicon pixel sensor on a Timepix3 chip / J. Alozy [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2020. — Vol. 961. — P. 163681.
3. Transition radiation measurements with a Si and a GaAs pixel sensor on a Timepix3 chip / F. Dachs [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2020. — Vol. 958. — P. 162037.
4. Transition radiation detectors for hadron separation in the forward direction of LHC experiments / M. Albrow [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2023. — Vol. 1055. — P. 168535.
5. Registration of the transition radiation with GaAs detector: Data/MC comparison / J. Alozy [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Vol. 1690, no. 1. — P. 012041.
6. Pixel detectors for imaging with heavy charged particles / J. Jakubek [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2008. — Vol. 591, no. 1. — P. 155–158.
7. Timepix3: a 65K channel hybrid pixel readout chip with simultaneous ToA/ToT and sparse readout / T. Poikela [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2014. — Vol. 9, no. 05. — P. 05013–05013.

8. *Jakubek J.* Precise energy calibration of pixel detector working in time-over-threshold mode // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2011. — Vol. 633. — P. 262–266.
9. Katherine: Ethernet Embedded Readout Interface for Timepix3 / P. Burian [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2017. — Vol. 12, no. 11. — P. 11001–11001.
10. *Jakubek J.* Energy-sensitive X-ray radiography and charge sharing effect in pixelated detector // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2009. — Vol. 607, no. 1. — P. 192–195.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Рисунок А.1 — Калибровочные спектры для элементов от ^{55}Fe до Cu

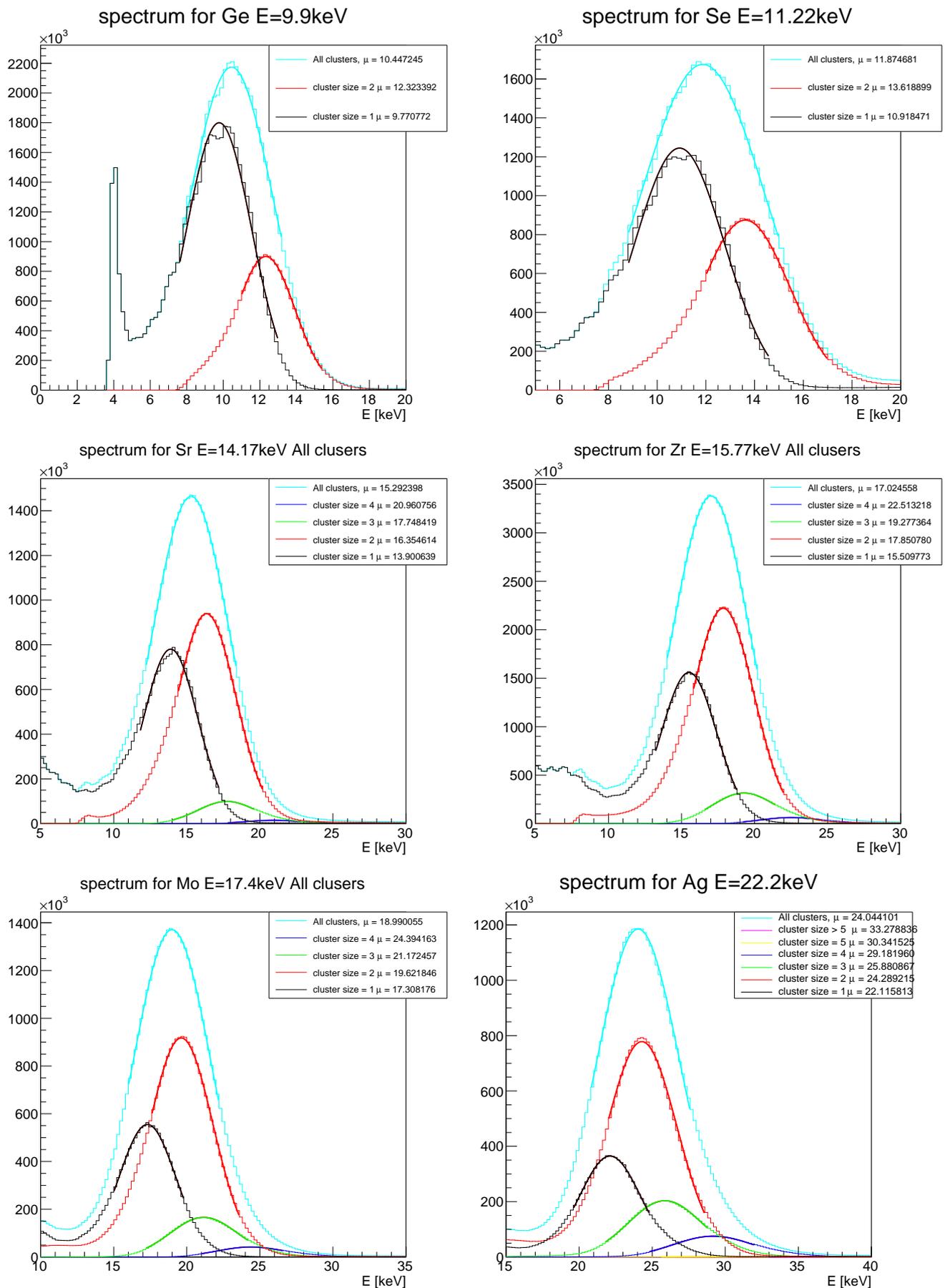


Рисунок А.2 — Калибровочные спектры для элементов от Ge до Ag

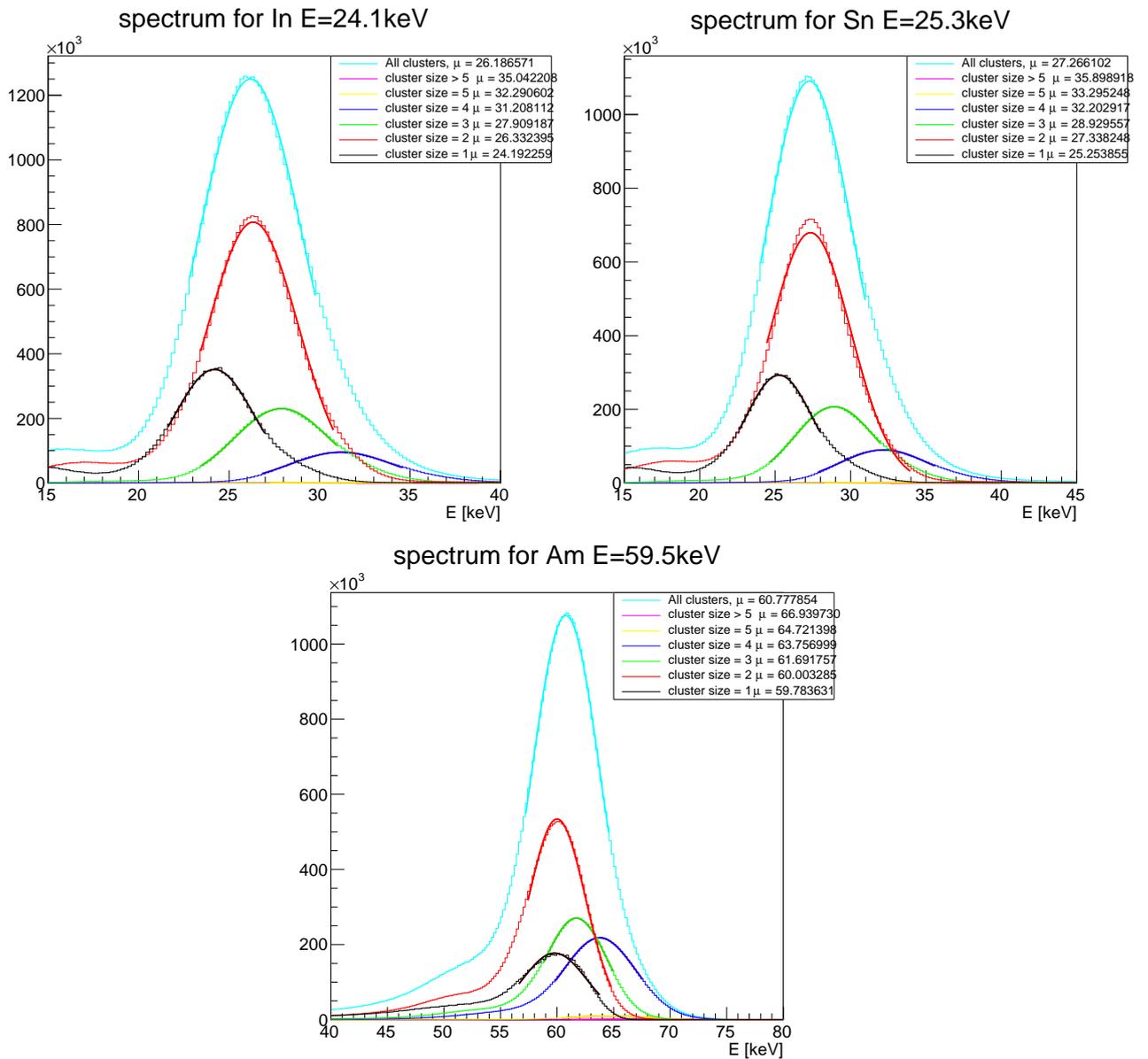


Рисунок А.3 — Калибровочные спектры для элементов от In до ^{241}Am

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

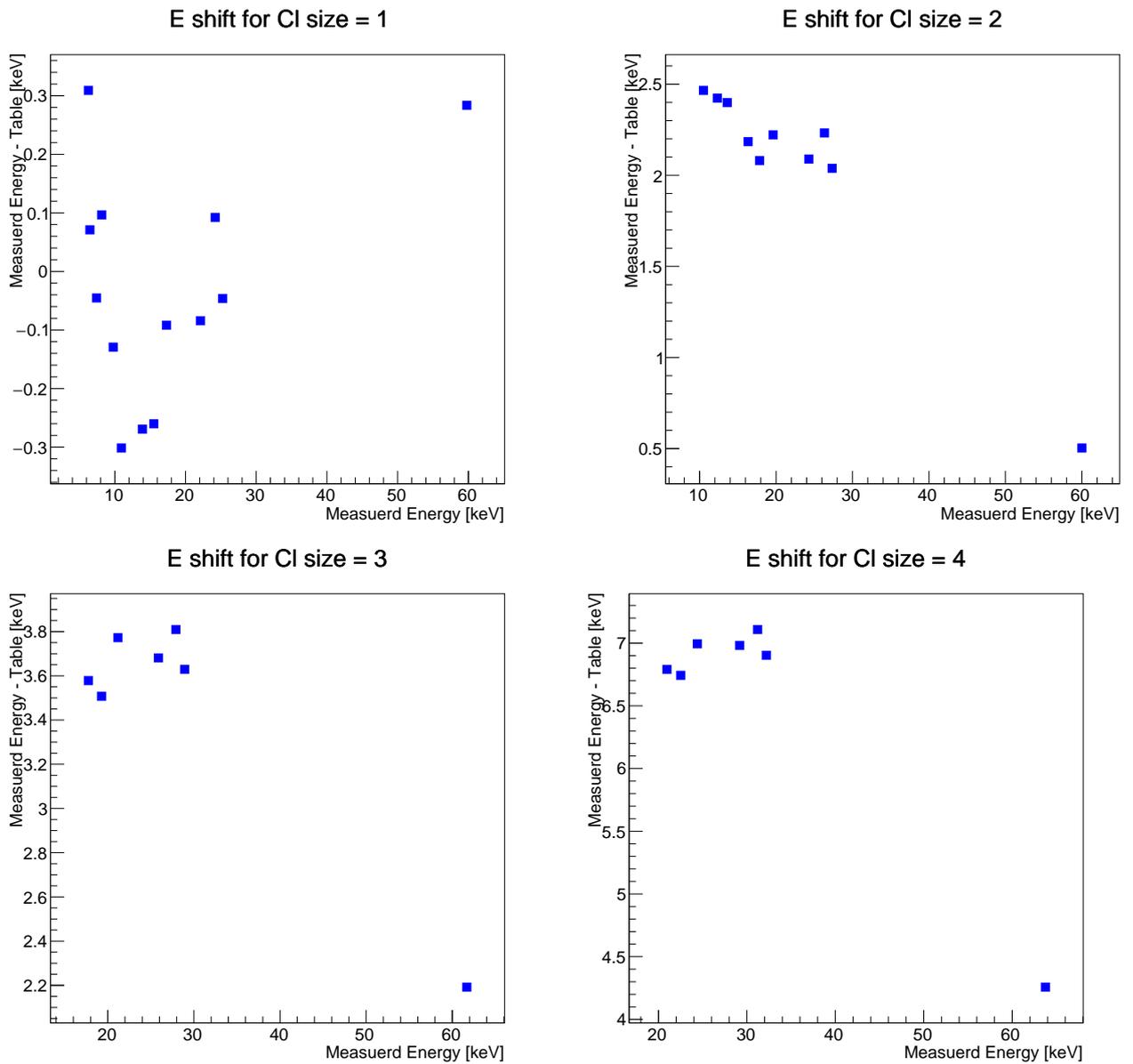


Рисунок Б.1 — Графики необходимые для построения кривых коррекции