

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

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА  
К МАГИСТЕРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
ХАРАКТЕРИСТИК КОМБИНИРОВАННОГО ТРЕКОВОГО  
ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ  
МАТРИЦЫ ИЗ GaAs**

Студент \_\_\_\_\_ В. С. Попов

Научный руководитель \_\_\_\_\_ С. Ю. Смирнов

Москва 2025

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

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

Студент \_\_\_\_\_ В. С. Попов

Научный руководитель \_\_\_\_\_ С. Ю. Смирнов

Рецензент,  
к.ф.-м.н. \_\_\_\_\_ ???????

Секретарь ГЭК,  
к.ф.-м.н. \_\_\_\_\_ А. А. Кириллов

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

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение</b>	<b>3</b>
Актуальность . . . . .	3
Цель работы . . . . .	4
Описание экспериментальной установки . . . . .	5
Принцип работы детектора на основе чипа Timerix3 . . . . .	7
<b>1 Калибровка детектора</b>	<b>9</b>
1.1 Подготовка данных . . . . .	10
1.2 Определение среднего значения ToT . . . . .	11
1.3 Среднее значение ToT для Америция . . . . .	13
1.4 Построение калибровочной кривой . . . . .	13
<b>2 Анализ калибровочных спектров и коррекция</b>	<b>16</b>
2.1 Однопиксельные спектры . . . . .	16
2.2 Разделение заряда . . . . .	18
2.3 Многопиксельные спектры . . . . .	19
2.4 Коррекция пиков . . . . .	21
<b>3 Заключение</b>	<b>22</b>
<b>Список использованных источников</b>	<b>23</b>

# 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 лучи 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 ( $\gamma$ ). Метод определения частиц, основанный на переходном излучении в рентгеновском спектре, является одним из четырех неразрушающих методов определения частиц и охватывает диапазон  $\gamma \gtrsim 500$

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

## 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 может привести к новому понима-

нию 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. 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. Детектор переходного излучения состоит из радиатора и детектора, в традиционных детекторах переходного излучения используется газовый детектор. 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.

Для эффективной работы данного детектора радиатор должен состоять из нескольких сотен пленок (для образования достаточного количества фотонов переходного излучения), по причине большого 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  $\gamma$ .

## ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Целью данной работы является 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 использовавшиеся в предыдущих годах, обнаружены минусы ПО

например, некорректное считывание входных данных, и написан альтернативный код для калибровки экспериментальных данных, так же 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, находящийся на расстоянии порядка 2 м от детектора; трубу, заполненную гелием для предотвращения поглощения фотонов переходного излучения в воздухе; сенсор из компенсированного хромом GaAs толщиной 500 мкм, соединенный с Timepix3 чипом, используемый как детектор с квадратной матрицей  $256 \times 256$  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. В статье [5] описываются некоторые результаты измерений 2018 года.

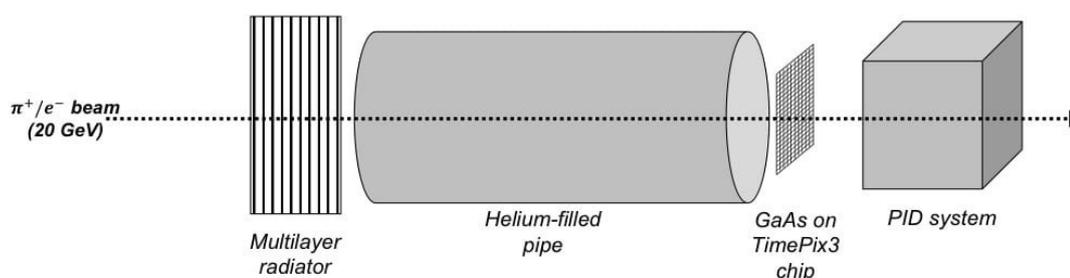


Рисунок 1 — Схема экспериментальной установки

Пиксельный детектор на основе чипа Timepix3 может работать в одном из трех режимах: режим Medpix (считает количество зарегистрированных частиц), TimePix (счетчик используется как таймер определяя время детектирования частиц) и Time-over-Threshold (ToT) (счетчик используется как АЦП 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,  $^{55}\text{Fe}$  претерпевающего электронный захват и  $^{241}\text{Am}$  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 переходит электроны в атомах в возбуждённое состояние, после чего они переходят на более нижние уровни снимая возбуждение через ХРИ.

Таблица 1 — Энергии источников фотонов

Источник	Энергия фотона, кэВ.
$^{55}\text{Fe}$	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
$^{241}\text{Am}$	59.5

# ПРИНЦИП РАБОТЫ ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ ЧИПА ТИМЕРІХЗ

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

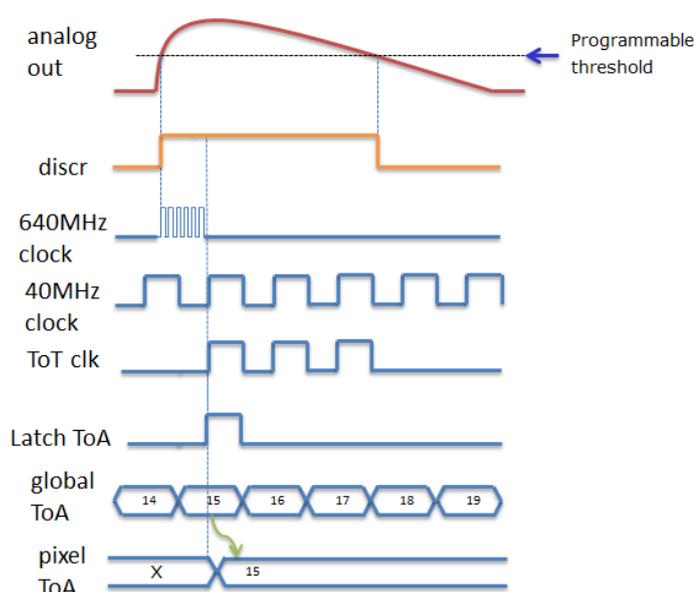


Рисунок 2 — Принцип работы пикселя Timerix3

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 входного 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. Энерговыделение 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 2 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 обучается 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.

# 1 КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРА

Целью калибровки является определить функцию для каждого пикселя для перевода  $ToT$  (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. Время сессии достаточно велико что бы в каждом пикселе набралась достаточно большая статистика для каждой конкретной энергии. Затем в каждом пиксел определяется среднее значение  $ToT$  для данной энергии. Полученные точки фитируются функцией(1.1). В итоге получается функция для преобразования  $ToT$  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» были обнаружены некоторые минусы: программа не сортирует вхождения по времени, а так же нет возможности установить динамические пределы фитирования распределений  $ToT$  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  $b$  [ $ToT$ ] отвечают за линейную зависимость энергии от  $ToT$  играющую важную роль при больших значениях  $ToT$ . Коэффициент  $c$  [ $ToT \cdot кэВ$ ] 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 неза-

висимы, необходимо производить калибровку каждого пикселя так-как параметре пикселей и предусилителей в каждом случае будут отличаться.

## 1.1 ПОДГОТОВКА ДАННЫХ

Для анализа данных необходима 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.

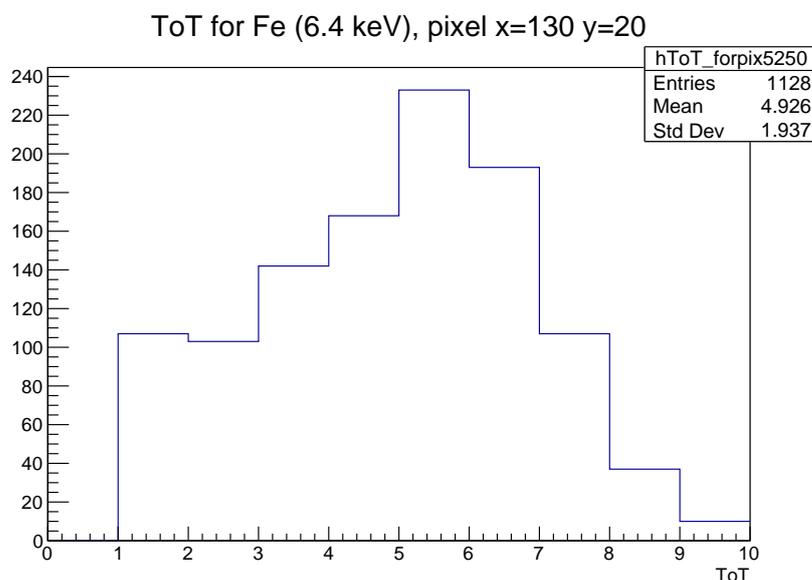


Рисунок 1.1 — Распределение по ToT

Для калибровки необходимо работать только с однопиксельными событиями, случай, когда энергия фотона полностью поглотилась и выделилась в пределах одного пикселя. Для того что бы определить является ли событие однопиксельным необходимо установить длительность события – некоторый временной интервал. В случае если в течении 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. Пред 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 пик-

селе например 1.1. Статистика в каждом пикселей 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

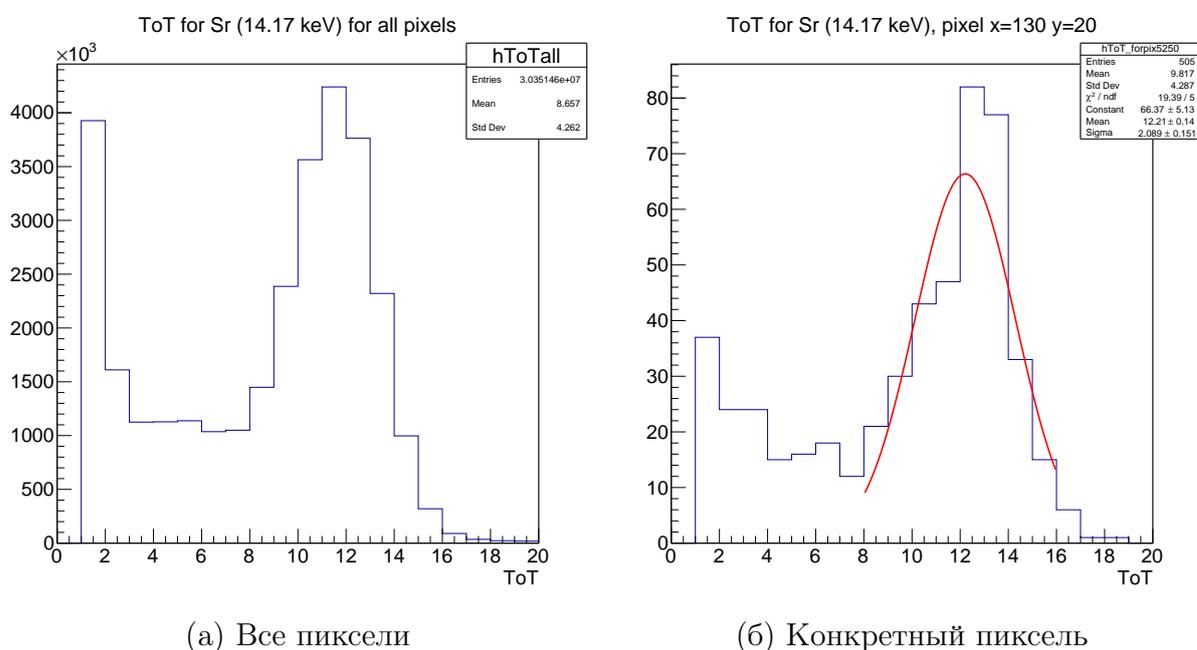


Рисунок 1.2 — Распределение по ТоТ

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

При неверно выбранных пределах фитирования для близких по энергиям точкам 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

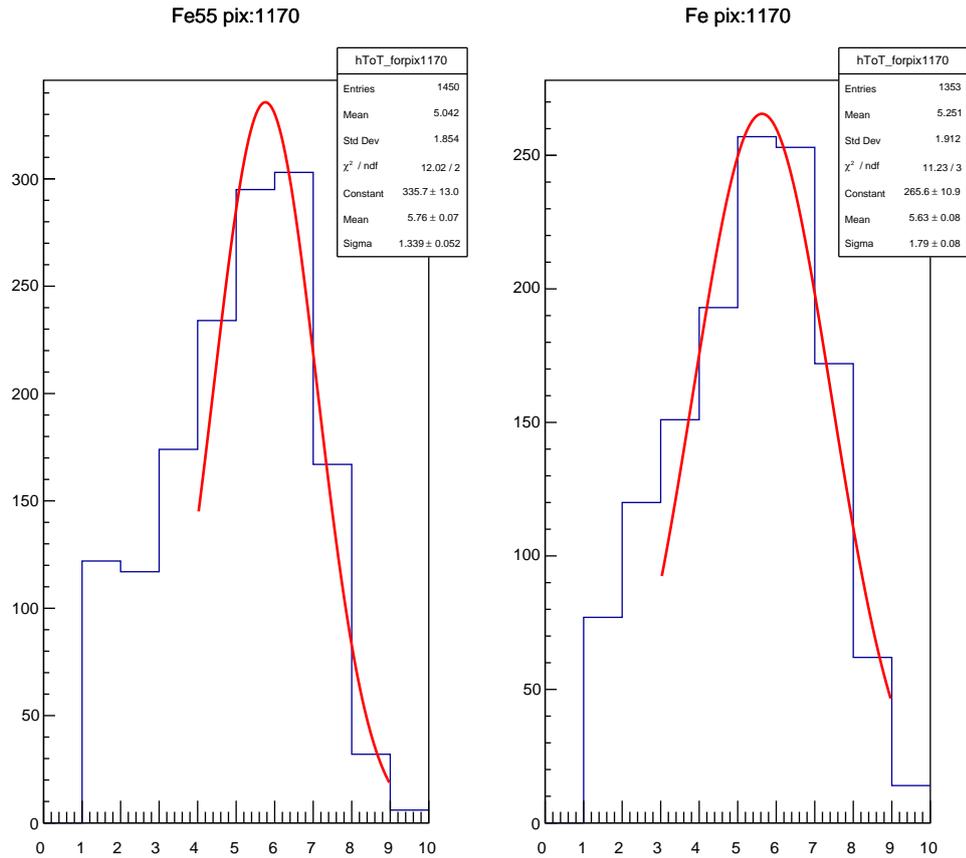


Рисунок 1.3 — Распределение по ToT

соседних точек по энергии, в каждом пикселе определяется среднее значение ToT для конкретных энергий дальше разница между значениями для 2х энергий для одного пикселя заносится в гистограмму и так для всех пикселей, стоит уточнить что здесь и далее под всеми пикселями подразумеваются не все 256 на 256 пикселей а все пиксели за исключением 4х крайних рядов и столбцов с верху и снизу так как в них сильны помехи электроники и они не входят в ROI.

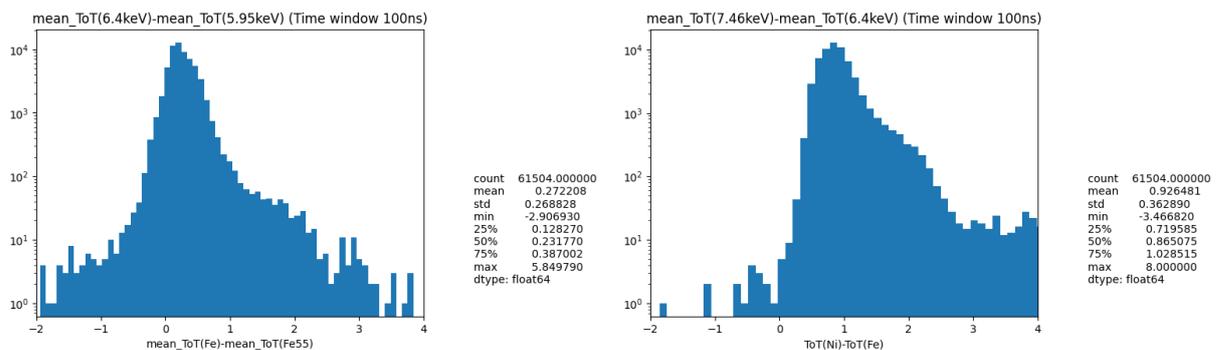


Рисунок 1.4 — Гистограммы разниц средних ToT

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 уменьшилось в 2 раза по сравнению с одинаковыми для всех пикселей фиксированными пределами фитирования. Для остальных энергий границы фитирования определялись полувисотой 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 ТоТ 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 ТоТ, Заниженное значение ТоТ для Am ухудшает фит калибровочной кривой 1.6 и уменьшает коэффициент а. Данную проблему удалось решить, изменив алгоритм определения среднего ТоТ для америция как среднее значение по 8 последним бинам. Примерно в 1.5% пикселей была проблема с определением среднего значения ТоТ 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 ТоТ – 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

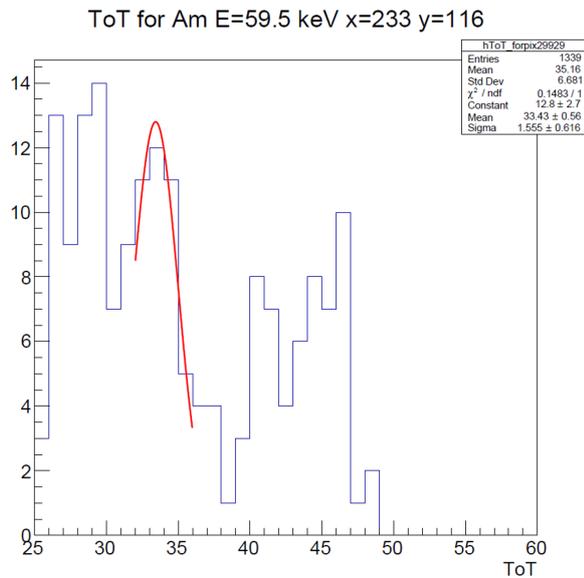
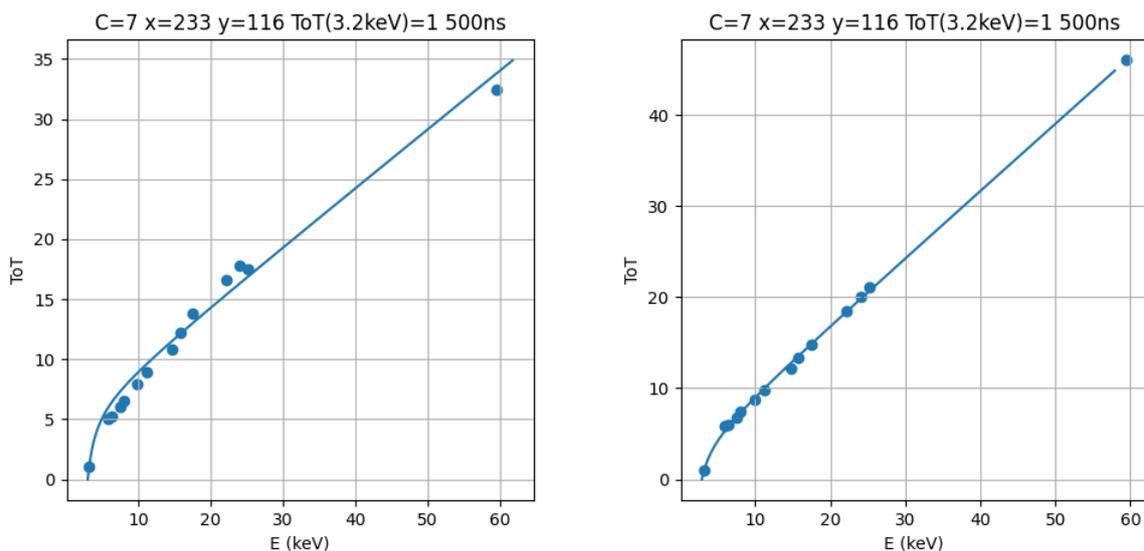


Рисунок 1.5 — Пример распределения по ToT для Am с неверным фитированием



(а) Гаусс

(б) Среднее по 8 бином

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

на калибровочную кривую так, чтобы она всегда проходила через точку  $ToT=1$ ,  $E$ =значение порога, однако в данном случае такой возможности не было, и среднее пороговое значение просто добавлялась 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 ко-

эффиценты  $a$ ,  $b$ ,  $c$  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 ломанную 1.7. В данном случае коэффициент  $c$  фиксируется равным 7 аналогично прошлым калибровкам.

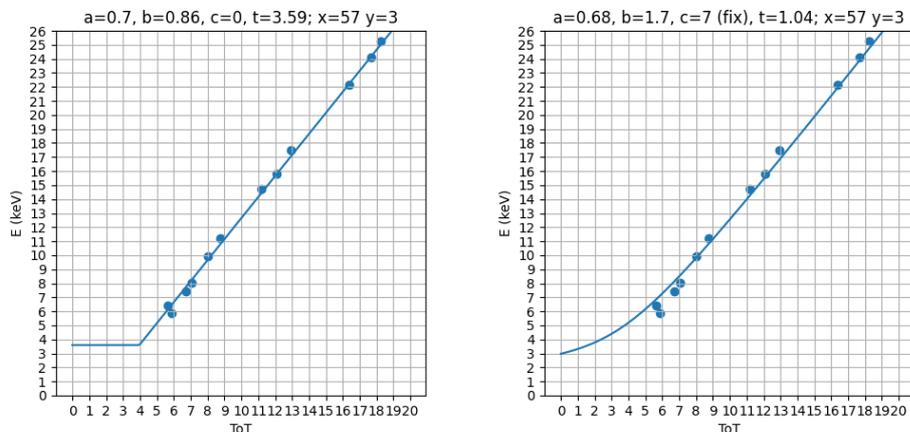


Рисунок 1.7 — Пример калибровочной кривой при свободном и фиксированном коэффициенте  $c$ .

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 не корректность функции Гаусса для определения среднего  $ToT$ , что ведет за собой неверное занижение ошибок в некоторых точках и безосновательное повышение их статистического веса. Был выбран метод предполагающий фитирование прямой функции без учета ошибок основываясь на калибровочных спектрах, так-как фитирование обратной функции без учета ошибок давала спектры худшей формы.

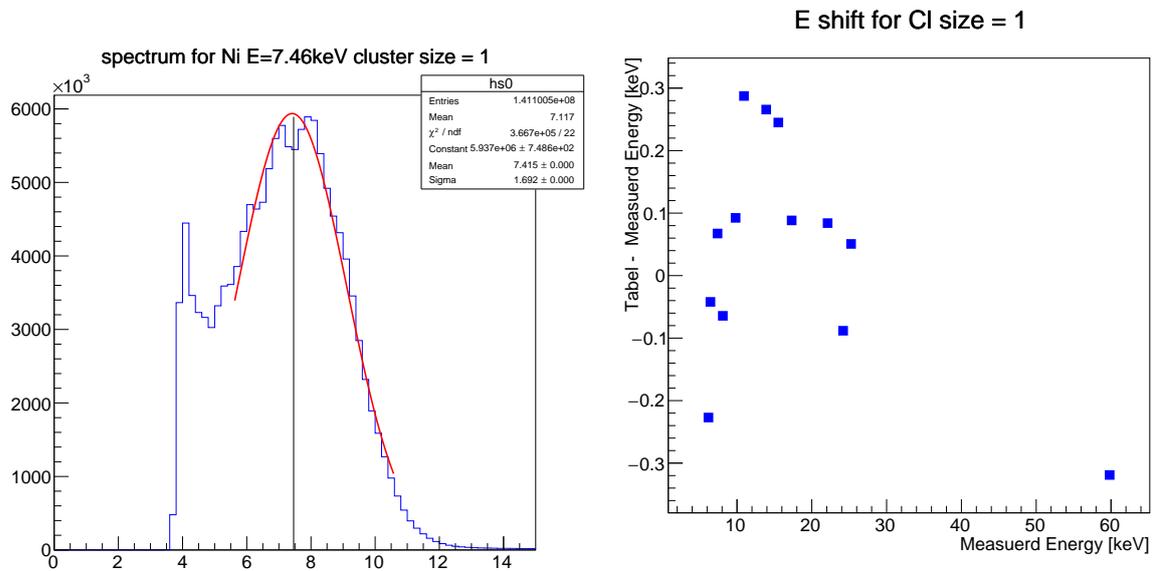
## 2 АНАЛИЗ КАЛИБРОВОЧНЫХ СПЕКТРОВ И КОРРЕКЦИЯ

После проведения калибровки необходимо проверить ее качество. Удобнее всего это сделать, 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 2.1а 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 близкой 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 це-



(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

лому числу, либо более широкий пик, состоящий из 2х 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 ток соответствующую среднему значению ТоТ. В этом случае в пикселях с узким пиком по ТоТ, наивысший бин по ТоТ перейдет в очень узкий диапазон по энергиям близкий к табличному значению, соседние от него бины по ТоТ 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 ТоТ которое отстоит на определенное значение от наивысшего бан от ТоТ в каждом пикселе. Учет пикселей с широки пиком по ТоТ (полуцелое среднее значение ТоТ), 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 а не строго равно 0.7, а калибровочная кривая не идеально проходит через точки, соответствующие среднему значению ТоТ 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  $ToT$  соответствующем наивысшему бину. Построив калибровочную кривую по данным точкам и получив калибровочные спектры, отлично видно, что именно дискретность  $ToT$  является причиной наличия нескольких пиков. Рисунок 2.2 демонстрирует этот пример.

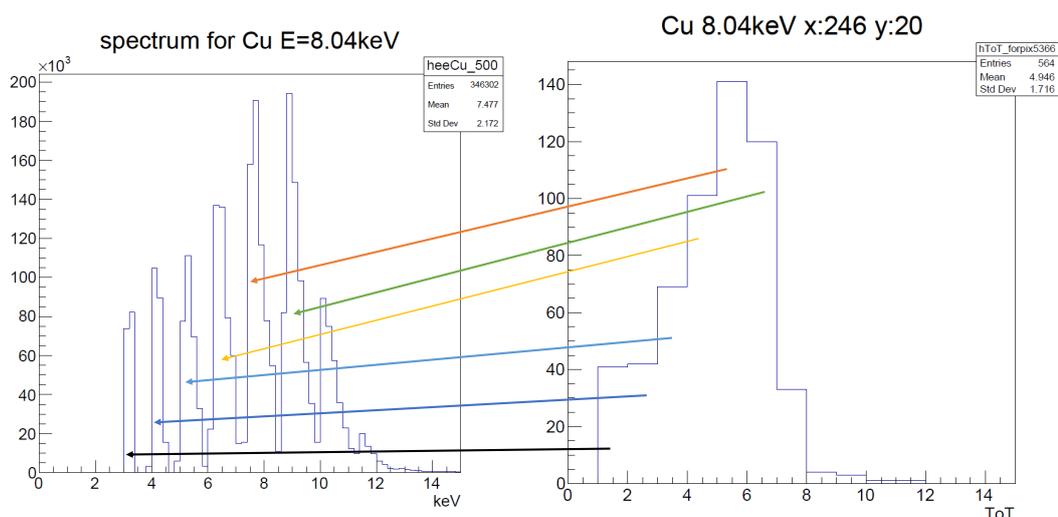


Рисунок 2.2 — Слева спектр однопиксельных событий для Cu в случае определения среднего  $ToT$  как среднего по 3м бинам, справа спектр по  $ToT$  для конкретного пикселя для Cu. Видно, как каждое значение  $ToT$  переходит в узкую зону по энергиям формирую спектр с несколькими пиками.

## 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 [9]. Чем выше напряжение смещения, тем выше энергетическое разрешение, и меньше эффект разделения заряда, так как время сбора заряда так же уменьшается. Чем вышел порог, тем больше вероятность что в одном из пикселей не хватит заряда что бы этот порог преодолеть, и 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 что бы 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 горнице 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 неточность калибровки,

однако для многопиксельных спектров этот эффект имеет физическое объяснение. Когда фотон попадает на детектор его энергия рассеивается между несколькими пикселями, однако 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 калибровки мы сопоставляем данные с однопиксельных событий с полной энергией фотона, из за этого в много пиксельных событиях, в которых регистрируется большая часть энергии фотона чем в однопиксельных энергия становится завышенной, и многопиксельные спектры смещаются вправо относительно табличных значений.

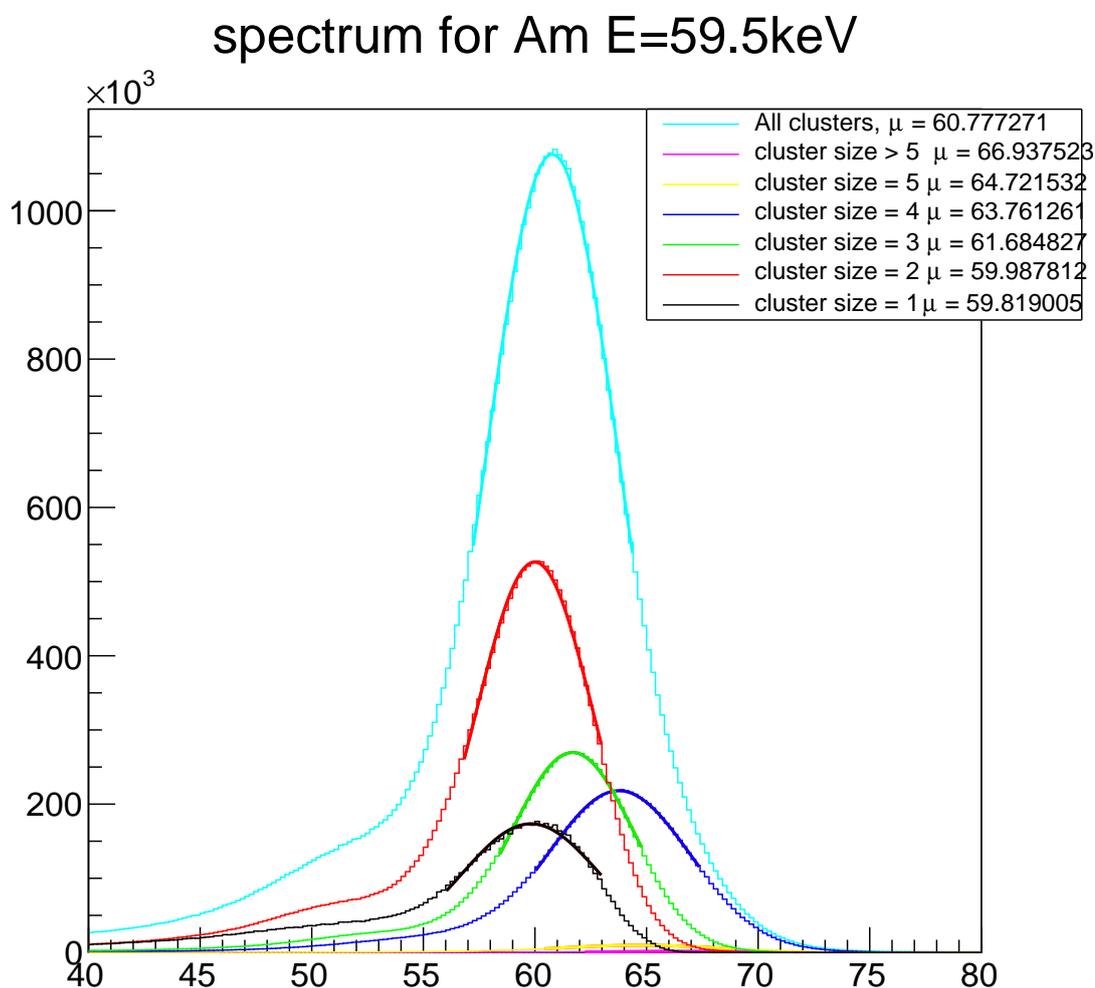


Рисунок 2.3 — Многопиксельные и однопиксельный спектр для Am, средние энергии определены при помощи фитирования Гауссом, видно, что с увеличением размера кластера средняя энергия растет.

## 2.4 КОРРЕКЦИЯ ПИКОВ

Для компенсации сдвига энергии многопиксельных событий, необходимо провести операцию коррекции. Вычтуть из многопиксельных пиков энергию чтобы привести их к табличным значениям. Для этого строится графики зависимости разницы табличных значения и полученных значений от полученных значений для кластеров разного размера , затем эти графики фитируются кривыми и эти кривые применяются к данным тем самым приводя пики от событий с разным размером кластеров к одному значению.

### E shift for Cl size = 3

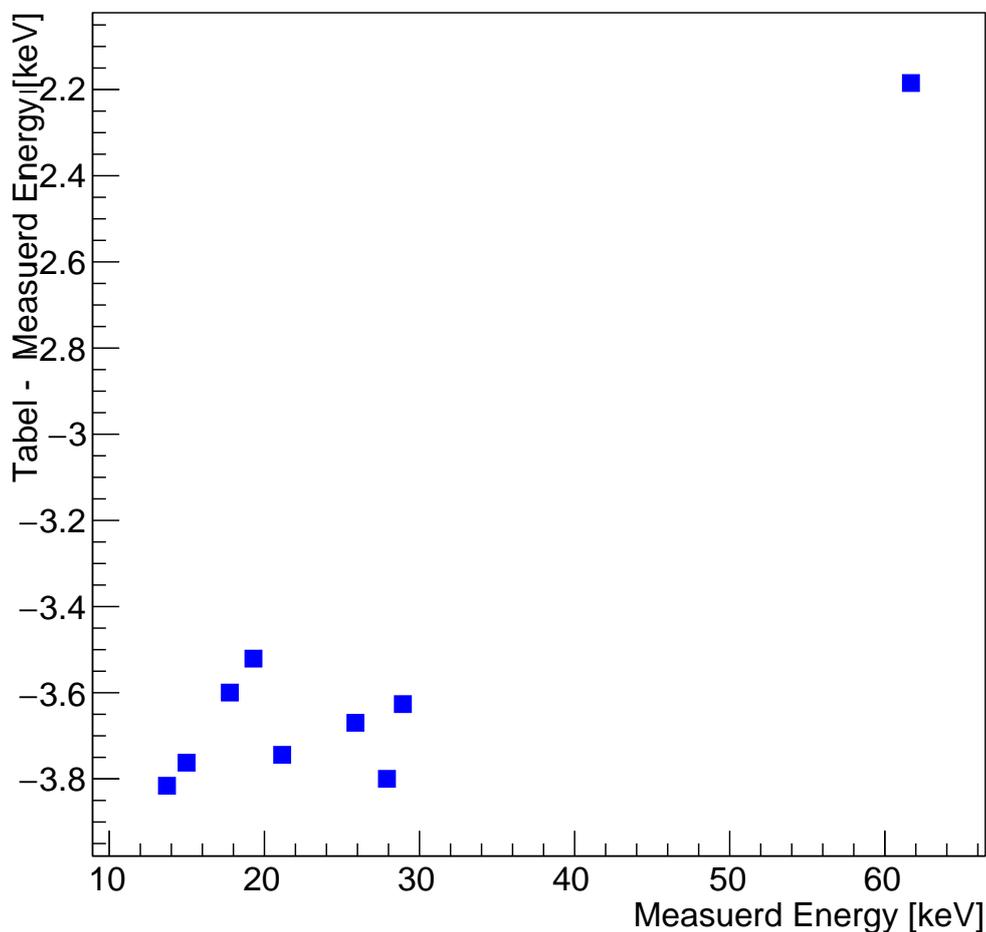


Рисунок 2.4 — График на основе которого будет построена кривая коррекции для 3х пиксельных событий.

## 3 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы был написан код для подготовки данных и 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 проведена 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. — ISSN 0168-9002.
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. — ISSN 1742-6596.
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. — ISSN 0168-9002.

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. — ISSN 0168-9002.
9. *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. — ISSN 0168-9002.