

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра **ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

---

Направление подготовки **03.03.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа **БАКАЛАВРИАТ**

**ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА**

Захаров Степан Алексеевич

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы Исследование физических характеристик прототипа GEM детектора для  
«Лазерного поляриметра» коллайдера ВЭПП-4М

---

**«К защите допущена»**

**Заведующий кафедрой,**

доктор физ.-мат. наук,

зам. директора ИЯФ СО РАН

Логашенко, И. Б./.....

(фамилия, И. О.)/(подпись, МП)

«....»..... 20... г.

**Научный руководитель,**

канд. физ.-мат. наук,

с.н.с. ИЯФ СО РАН

Николаев, И. Б./.....

(фамилия, И. О.)/(подпись, МП)

«....»..... 20... г.

**Научный консультант,**

доктор физ.-мат. наук,

с.н.с. ИЯФ СО РАН

Шехтман, Л. И./.....

(фамилия, И. О.)/(подпись, МП)

«....»..... 20... г.

Дата защиты: «....»..... 20... г.

Новосибирск, 2019

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>1 Поляризационные эффекты и их применение для определения энергии пучка</b>	<b>6</b>
1.1 Радиационная поляризация . . . . .	6
1.2 Метод резонансной деполяризации . . . . .	7
1.3 Регистрация эффекта деполяризации . . . . .	9
1.4 Оценки эффекта и точности определения энергии . . . . .	11
<b>2 Координатные детекторы на основе GEM</b>	<b>14</b>
2.1 Общие принципы работы газовых координатных детекторов .	14
2.2 Газовые микроструктурные детекторы . . . . .	15
<b>3 Прототип GEM детектора для установки «Лазерный поляриметр»</b>	<b>18</b>
3.1 Конструкция детектора . . . . .	18
3.2 Особенности сбора и обработки сырых данных . . . . .	19
3.3 Обработка сигнальных событий . . . . .	21
3.3.1 Привязка каналов к их физическим координатам . . .	22
3.3.2 Коррекция нулевого уровня в кадрах . . . . .	23
3.3.3 Поиск кластеров и определение их заряда . . . . .	25
<b>4 Исследование физических характеристик детектора «Лазерного поляриметра»</b>	<b>26</b>
4.1 Определение уровня шумов детектора . . . . .	26
4.2 Определение коэффициента усиления . . . . .	27
4.2.1 Постановка эксперимента . . . . .	29
4.2.2 Обработка и анализ полученных данных . . . . .	30
4.2.3 Результаты . . . . .	30

4.3	Определение эффективности регистрации . . . . .	32
4.3.1	Постановка эксперимента . . . . .	33
4.3.2	Обработка и анализ полученных данных . . . . .	34
4.4	Определение пространственного разрешения . . . . .	36
4.4.1	Обработка и анализ полученных данных . . . . .	38
4.4.2	Результаты . . . . .	39
	<b>Список литературы</b>	<b>43</b>

## Введение

Развитие экспериментальных методов ядерной физики привело к появлению большого количества детектирующих систем. Отдельно стоит выделить координатные детекторы, по которым до сих пор ведутся активные исследования. Главными направлениями являются повышение эффективности регистрации и пространственного разрешения [1].

Широкое распространение новых материалов и методов их обработки многократно улучшило параметры имеющихся детектирующих устройств, а так же позволило создавать детекторы новых конструкций. Так в 1997 г. группа ученых из Европейского центра ядерных исследований (CERN) под руководством Ф. Саули успешно применила концепцию газового электронного умножения в микроструктурах для создания координатных детекторов, которые получили название «GEM–детекторы» или газовые электронные умножители [2]. Их отличительными особенностями являются сравнительная простота конструкции, коэффициент усиления вплоть до  $10^6$ , а так же высокая радиационная стойкость. Данный тип детекторов широко используется в таких экспериментах, как PHOENIX (Франция), COMPASS, LHCb (Швейцария) и др.

В ИЯФ микроструктурные детекторы применяются не только в составе детекторов для экспериментов в ФЭЧ (КЕДР, СНД и КМД-3), но и в различных системах, связанных с ними. Одной из таких систем является установка «Лазерный поляриметр». В основе её работы лежит эффект асимметрии обратного комптоновского рассеяния фотонов на поляризованных пучках. Применяется данная система для прецизионного измерения энергии коллайдера ВЭПП-4М [3].

Экспериментальная программа комплекса ВЭПП-4М – КЕДР включает в себя измерения масс и лептонных ширин  $\Upsilon$ -мезонов. Для этого необходимы калибровки абсолютного значения энергии пучков. Существующие

на данный момент системы обладают малой эффективностью при энергиях, необходимых для рождения  $\Upsilon$ -мезонов. Поэтому планируется модернизация «Лазерного поляриметра» путем установки нового координатного детектора. Следовательно, возникает потребность в исследовании его параметров и определении рабочих режимов.

**Целью данной работы** являлось создание и исследование характеристик GEM–детектора для установки «Лазерный поляриметр». Понимание физических процессов работы детектирующей системы, особенностей сбора данных, а также их анализа дает наиболее полную информацию о точности измерений. Для достижения поставленной цели были сформулированы основные задачи, которые определили ключевые направления деятельности:

- Изучение физических основ работы газовых микроструктурных детекторов и, в частности, GEM–детекторов
- Создание и отладка системы сбора и обработки данных.
- Исследование уровня шумов, коэффициента усиления, эффективности регистрации и пространственного разрешения детектора

# 1. Поляризационные эффекты и их применение для определения энергии пучка

## 1.1. Радиационная поляризация

Эффект самопроизвольной поляризации заряженных частиц в ускорителях был описан Соколовым и Терновым еще в 1963г [4]. Качественно данный эффект можно описать следующим образом: в магнитном поле  $\vec{H}$  потенциальная энергия частицы с магнитным моментом  $\vec{\mu}$  выражается как:

$$U = -(\vec{\mu} \cdot \vec{H}). \quad (1.1)$$

В случае поляризации пучка в ускорителе,  $\vec{H}$  есть ведущее поле. Минимум потенциальной энергии дает значение угла между магнитным моментом и ведущим полем, равное нулю. Магнитный момент и спин электрона противоположно направлены, следовательно состояние электрона в пучке, в котором спин и магнитное поле антипараллельны, более устойчиво.

В работе [4] определены доли от общего числа электронов, имеющие поляризацию против и по направлению поля:

$$n_{\uparrow\downarrow} = \frac{15 + 8\sqrt{3}}{30} \approx 0.962 \quad (1.2) \qquad n_{\uparrow\uparrow} = \frac{15 - 8\sqrt{3}}{30} \approx 0.038 \quad (1.3)$$

Можно заметить, что практические все электроны в пучке имеют спин, направленный против ведущего поля.

Процесс поляризации пучков в ускорителях может занимать от десятков минут до сотен часов. Временная зависимость поляризации пучка задается формулой:

$$\mathcal{P} = G\zeta_0(1 - e^{-t/G\tau_p}), \quad (1.4)$$

где  $G$  – деполяризующий фактор,  $\zeta_0 = 8/(5\sqrt{3})$  – максимально достижимое значение поляризации пучка.  $\tau_p$  есть время поляризации, которое зависит от

параметров ускорителя (радиуса орбиты  $R$  и энергии  $E$ ). Полное выражение для него получили Соколов и Тернов:

$$\tau_p = \left[ \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{e^2 \hbar}{m_e^2 c^2 R^3} \left( \frac{E}{m_e c^2} \right)^5 \right]^{-1} \propto \frac{1}{E^5} \quad (1.5)$$

Время поляризации обратно пропорционально пятой степени энергии. Например, в ВЭПП-4М на энергии 4 GeV время поляризации — величина порядка часа, что позволяет определять энергию пучков методом резонансной деполяризации.

## 1.2. Метод резонансной деполяризации

Еще одним эффектом, возникающим при движении частиц со спином в электромагнитных полях, является прецессия спина  $\vec{S}$  вокруг направления ведущего поля  $\vec{H}$ . Уравнение движения спина:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = [\vec{\Omega} \times \vec{S}], \quad (1.6)$$

где  $\vec{\Omega}$  имеет следующий вид:

$$\vec{\Omega} = -\left(\frac{q_0}{\gamma} + q'\right)\vec{H} + \frac{\gamma}{\gamma+1}q'(\vec{v} \cdot \vec{H})\vec{v} - \left(\frac{q_0}{\gamma+1} + q'\right)[\vec{\mathcal{E}} \times \vec{v}]. \quad (1.7)$$

Здесь  $q_0$  и  $q'$  соответственно нормальная и аномальная части гиромагнитного отношения,  $\gamma$  — релятивистский гамма-фактор,  $\vec{v}$  — скорость частицы,  $\vec{\mathcal{E}}$  — вектор электрического поля. В наиболее простом случае, когда  $(\vec{v}, \vec{H})$  и  $[\vec{\mathcal{E}}, \vec{v}]$  равны нулю, имеем только один член, определяющий прецессию спина в ведущем магнитном поле. Таким образом, уравнение 1.6 принимает вид:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = -\left(\frac{q_0}{\gamma} + q'\right)[\vec{H} \times \vec{S}]. \quad (1.8)$$

Если выразить ведущее поле через частоту обращения пучков как:

$$\vec{H} = \frac{\gamma mc}{e} \omega_r \vec{n}_H. \quad (1.9)$$

Подставим 1.9 в 1.8 и проведем серию математических преобразований чтобы получить выражение для частоты прецессии спина:

$$\omega_s = \omega_r \left( \frac{q'}{q_0} \frac{E}{mc^2} + 1 \right). \quad (1.10)$$

Если измерить  $\omega_s$  и  $\omega_r$ , то можно определить энергию электрона  $E$  т.к. остальные константы и переменные в выражении 1.10 известны или определяются в эксперименте.  $\omega_r$  можно найти разными способами: прямым измерением с помощью мониторов пучка, по частоте ускоряющего поля в резонаторе и т.д. Однако, определение  $\omega_s$  является весьма нетривиальной задачей.

Один из методов, с помощью которого можно косвенно измерить  $\omega_s$  по регистрации резонансной деполяризации предварительно поляризованного пучка частиц, был разработан в ИЯФ СО РАН в 1974 г. и детально описывается в [5]. Идея метода заключается в воздействии на пучок переменного электромагнитного поля определенной частоты. Если выполняется резонансное условие:

$$\omega_s = k\omega_r \pm \omega_d, \quad (1.11)$$

где  $\omega_d$  – частота электромагнитного поля, а  $k$  – произвольное целое число, то исходная поляризация пучка нарушается. Это можно определить любым поляризационно чувствительным методом. Проводя сканирование по  $\omega_d$  и фиксируя момент деполяризации, можно определить  $\omega_s$ .

Приведем оценку точности данного метода. Для этого определим какова точность определения параметров, входящих в выражение 1.10:

$$\frac{\delta(q'/q_0)}{q'/q_0} = 2.24 \cdot 10^{-10} [6] \quad \frac{\delta(mc^2)}{mc^2} = 6.06 \cdot 10^{-9} [6] \quad \frac{\delta(\omega_r)}{\omega_r} = 10^{-10}.$$

Можно заметить, что относительная точность определения массы электрона вносит наибольший вклад в точность измерения энергии. Физическое ограничение для  $\delta E/E$  устанавливается на уровне  $10^{-8}$ . Однако учёт бетатронных колебаний, которые приводят к уширению спиновой линии, дает относительную точность  $10^{-6}$ . Тем не менее, измерения, использующие метод резонансной деполяризации, являются на данный момент самыми точными в мире.

### 1.3. Регистрация эффекта деполяризации

Существует несколько методов, с помощью которых можно зарегистрировать момент деполяризации. Все они предполагают рассеяние электронов пучка на ядрах («моттовское» рассеяние), на электронах этого же пучка («тушковское» рассеяние), а также «комптоновское» рассеяние на поляризованных фотонах. Первый метод малоэффективен ввиду отсутствия в вакуумной камере достаточного количества атомов, на которых рассеивался бы пучок. Установки, использующие эффект «тушковского» рассеяния широко используются на малых энергиях ( $E < 2 \text{ GeV}$ ). Из-за того, что измеряемый эффект обратно пропорционален четвертой степени энергии пучка, то в области  $\Upsilon$ —резонанса его применение является малоэффективным [3].

В данном случае Комптоновское рассеяние поляризованных фотонов на пучке электронов является единственным методом, применимым в данном диапазоне энергий. Сечение рассеяния зависит как от поляризации электрона, так и от поляризации фотона. Идея метода заключается в следующем: если пучок электронов поляризован, то существует связь между направлением рассеяния фотонов и их поляризацией. При рассеянии циркулярно поляризованного света на вертикально поляризованном пучке наблюдается асимметрия рассеяния в верхнюю и нижнюю полусферу. В [7] получена формула для дифференциального сечения рассеяния поляризованных фотонов

на поляризованных электронах:

$$d\sigma(\vec{\xi}, \vec{\zeta}) = d\sigma(\vec{\xi}) + \frac{1}{2}r_e^2 \left( \frac{\omega'}{\omega} \right)^2 (\vec{f} \cdot \vec{\zeta}) V do', \quad (1.12)$$

где  $d\sigma(\vec{\xi})$  есть сечение рассеяния фотонов на неполяризованных электронах,  $\vec{\xi}$  и  $\vec{\zeta}$  – векторы поляризации фотонов и электронов соответственно,  $\omega$  и  $\omega'$  – частоты падающего и рассеявшегося фотонов,  $r_e$  – классический радиус электрона,  $V$  – параметр Стокса (циркулярность поляризации фотона),  $\vec{f}$  – вектор, зависящий от направлений волновых векторов падающего ( $\vec{k}$ ) и рассеявшегося ( $\vec{k}'$ ) фотонов:

$$\vec{f} = \frac{1 - \cos(\theta)}{m_e} \left[ \vec{k} \cos(\theta) + \vec{k}' \right] \quad (1.13)$$

По зависимости сечения от параметров падающего фотона можно заметить, что асимметрия рассеяния возникает только при ненулевом параметре  $V$ . Значит возникает необходимость использовать циркулярно поляризованные лазерные пучки.

В таком случае можно из уравнения 1.12 получить формулу для определения измеряемого эффекта асимметрии рассеяния, то есть, расстояния между центрами распределений по вертикальной координате отраженных фотонов с разными циркулярностями поляризации:

$$\Delta y = \frac{\hbar\omega_0}{2m_e c^2} \mathcal{P} \Delta VL, \quad (1.14)$$

где  $\omega_0$  – частота падающего фотона,  $\mathcal{P}$  – поляризация электронного пучка,  $\Delta V$  – разница параметров Стокса для циркулярно поляризованного пучка фотонов,  $L$  – расстояние от точки взаимодействия до точки регистрации рассеянного фотона.

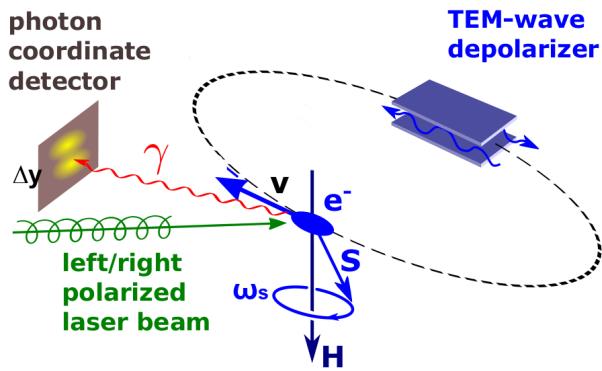


Рис. 1.1. Принципиальная схема установки по регистрации поляризации электронного пучка. Пучок заряженных частиц (электронов) облучается циркулярно поляризованными фотонами. Происходит обратное комптоновское рассеяние фотонов на электронах, в результате чего образуются высокоэнергетичные (до 1 GeV) гамма-кванты, которые регистрируются координатным детектором. Измеряемый эффект есть вертикальное расстояние ( $\Delta y$ ) между центрами распределений, полученных от фотонов левой и правой циркулярной поляризации.

Чтобы это зарегистрировать асимметрию рассеяния фотонов, необходим детектор способный разрешать события по вертикальной координате. В случае поляризованного электронного пучка распределения по координате фотонов для левой и правой циркулярных поляризаций будут смешены друг относительно друга. При деполяризации электронного пучка  $\mathcal{P} = 0$ , следовательно вертикальная асимметрия рассеяния фотонов пропадает, что будет выглядеть как слияние двух распределений в одно.

## 1.4. Оценки эффекта и точности определения энергии

«Лазерный поляриметр» коллайдера ВЭПП-4М имеет следующие параметры:  $\lambda = 527 \text{ нм}$ ,  $L = 40 \text{ м}$ ,  $\Delta V = 2$ . Подставив их в формулу 1.14, можем получить оценку измеряемого эффекта  $\Delta y$ , которая составляет около 0.1 мм. Измерение такого малого смещения, на первый взгляд, представляется затруднительным, однако регистрация большого количества фотонов и определение средней вертикальной координаты по выборке имеет  $1/\sqrt{N}$  меньшую статистическую ошибку, но в таком случае придется учитывать еще разброс энергий и вертикальных компонент импульсов электронов в пучке. Стоит заметить, что координатное разрешение детектора в данном случае может

быть и больше величины эффекта, но определение среднего по выборке даст требуемую точность.

Чтобы сделать оценку для точности определения энергии методом резонансной деполяризации, которую возможно будет достичь на «Лазерном поляриметре», рассмотрим, как проводится процесс измерения абсолютного значения энергии, концептуально описанный выше. Сканирование по частоте деполяризации, а значит по энергии проводится со скоростью  $\dot{E}$ . В каждой точке за время  $T$  набирается суммарная статистика  $N$ , которая представляет собой два набора по  $N/2$  координат фотонов с левой и правой циркулярной поляризацией. Погрешности определения координат  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  в основном зависят от типа детектирующей системы. Для каждого набора определяется среднее значение. Разница между средними значениями вертикальных координат двух наборов (то есть, между центрами пятен в детекторе) и является измеряемым эффектом  $\Delta y$ .

Погрешность измерения  $\Delta y$  можно выразить следующим образом:

$$\delta(\Delta y) = \sqrt{(\delta y_{up})^2 + (\delta y_{down})^2} = \frac{\sqrt{2}\sigma_y}{\sqrt{N/2}}, \quad (1.15)$$

где  $\delta y_{up}$  и  $\delta y_{down}$  погрешность определения центров пятен. Теперь удобно сделать замену:  $N = \dot{N}T$  потому что  $\dot{N}$  является параметром системы сбора данных. Измерение эффекта деполяризации фиксируется по слиянию двух пятен в детекторе.

На Рис. 1.2 показан вид экспериментальных данных с предыдущей системы калибровки абсолютного значения энергии, полученных методом резонансной деполяризации, в области массы  $\tau$ -лептона. В качестве координатного детектора использовался детектор для установки «ДЕЙТОН».

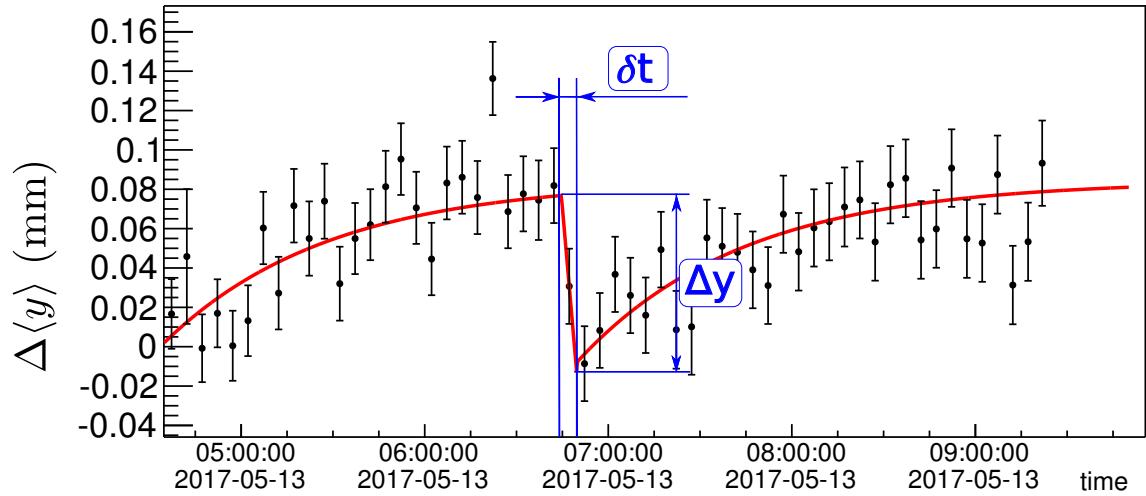


Рис. 1.2. График зависимости поляризации пучка от времени для энергии  $E = 4 \text{ GeV}$ . Наблюдается экспоненциальный рост за счет радиационной поляризации, а в центре виден скачок, вызванный резонансной деполяризацией.  $\delta t$  есть ошибка определения времени деполяризации, а  $\Delta y$  – измеряемый эффект.

Определим погрешность измерения энергии как:

$$\delta(E) = \dot{E} \delta t = \frac{\delta(\Delta y)}{\Delta y} T \dot{E} = \frac{2\sigma_y}{\sqrt{N} \Delta y} \sqrt{T} \dot{E} \quad (1.16)$$

Видим, что  $\delta E$  обратно пропорциональна корню из скорости набора статистики. За одну вспышку лазера по расчетам на пучке будет происходить рассеяние порядка 10 фотонов на 1 мА тока. На энергии пучка 4 GeV возможно обеспечить ток в 10 мА. Это значит, что при успешной регистрации половины фотонов на частоте 4 kHz и времени эксперимента  $T = 300$  с точность измерения энергии должна составить:  $\delta(E) = 108 \text{ keV}$ , что дает относительную точность  $\delta(E)/E = 2.7 \cdot 10^{-5}$ . Дальнейшее её повышение возможно за счёт уменьшения скорости сканирования по энергии.

## **2. Координатные детекторы на основе GEM**

### **2.1. Общие принципы работы газовых координатных детекторов**

Измерения координат частиц проводятся с помощью довольно широкого спектра устройств, использующих различные физические принципы в основе своей работы. В отдельную группу стоит выделить газовые координатные детекторы. В основу их работы легло явление ионизации атомов газа первичной заряженной частицей. Если зарегистрировать первичную ионизацию – заряд, образовавшийся после пролета частицы через чувствительную область детектора, то можно восстановить её координаты. Основная проблема заключается в том, что для первичной частицы ионизация составляет по порядку величины  $10 \div 100$  электрон–ионных пар на 1 см трека. Регистрация таких малых зарядов представляется проблематичной. Поэтому в детекторной технике используются различные усиливающие устройства, которые позволяют увеличивать количество заряда до значений, при которых его можно зарегистрировать современными зарядочувствительными устройствами [8].

При создании детектора для установки «Лазерный поляриметр» были выдвинуты требования, которые позволили определить тип используемой усиливательной системы и общую схему детектора. Наиболее важные из них:

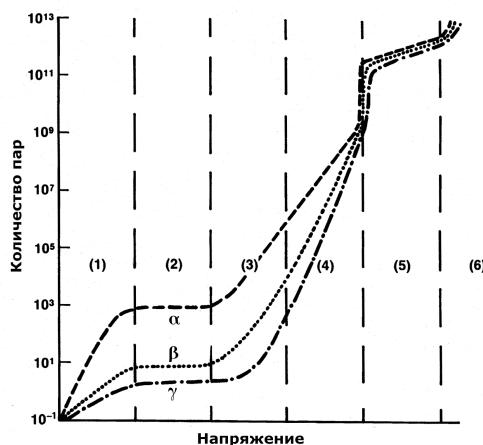
- регистрация координат фотонов
- достаточное для достоверного наблюдения эффекта порядка 0.1 мм пространственное разрешение
- возможность одновременного детектирования нескольких фотонов
- компактные размеры, простота и надежность конструкции

Регистрация фотонов с энергиями  $\sim 1\text{GeV}$  обычно производится посредством их конверсии в электрон–позитронные пары и последующей регистра-

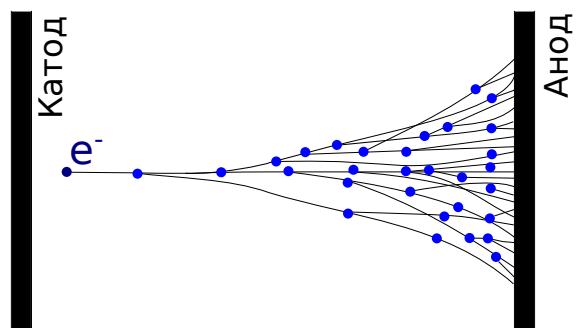
ции уже заряженных частиц. После рассмотрения возможных схем, удовлетворяющих данным требованиям, было решено остановиться на т.н. микроструктурных детекторах, как на наиболее простых и, в то же время, обеспечивающих требуемое пространственное разрешение. Это достаточно новый тип детекторов [2], однако в ИЯФ СО РАН накоплен сравнительно большой опыт по работе с ними.

## 2.2. Газовые микроструктурные детекторы

Идея использования микроструктурных газовых координатных детекторов получила развитие в CERN в 1980–х г. Многие детекторы данного типа имеют схожий принцип работы: с помощью проводников определенной формы в газовой среде создаются локальные области с высокой напряженностью поля. При попадании в них, заряженная частица на длине свободного пробега приобретает энергию, большую, чем энергия ионизации атомов газовой смеси. Поэтому становится возможным образование электрон-ионных пар. Из-за



(а) Зависимость удельного количества электрон-ионных пар от напряжения, приложенного к электродам в газовом промежутке. Количество ионизации различно для  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ -частиц.



(б) Образование электронной лавины. В пропорциональном режиме количество вторичных электронов экспоненциально растет с координатой, вдоль которой движется частица. Полное их число пропорционально первичной ионизации

Рис. 2.1. Режимы работы газовых детекторов определяются напряженностью электрического поля в газовом промежутке, которое зависит от напряжения на электродах детектора и его геометрии. Микроструктурные детекторы работают в пропорциональной области (3)

того, что подвижность ионов почти на 3 порядка меньше подвижности элек-

тронов, основной вклад в эффект объясняется движением электронов. Более того, количество заряженных частиц экспоненциально растет, но электрического пробоя не происходит. Это объясняется определенной геометрией электродов, а также экранировкой внешнего поля полем свободных зарядов. Т.к. микроструктурные детекторы работают в пропорциональном режиме, то суммарное количество заряда пропорционально первичной ионизации.

Рассмотрим подробнее один из видов микроструктурных детекторов – газовые электронные умножители, которые было решено применены в конструкции. Они были впервые созданы группой Ф. Саули в CERN в 1997 г. и на данный момент активно исследуются и применяются в современных детектирующих системах. Газовый электронный умножитель представляет собой

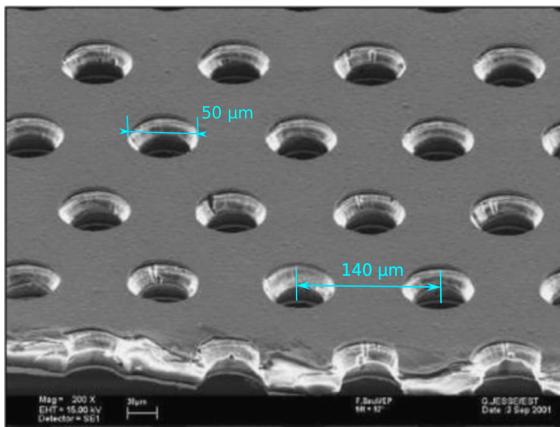


Рис. 2.2. Микрофотография GEM. Видны последовательные ряды отверстий конической формы, протравленных в медном электроде и полиимидной пленке.

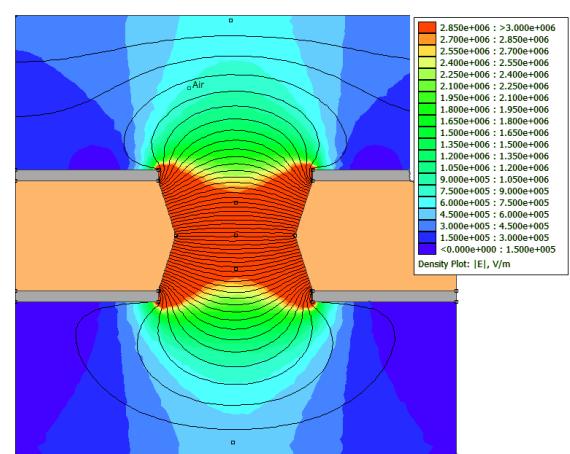


Рис. 2.3. Моделирование распределения электрического поля в отверстии GEM методом конечных элементов.

полиимидную плёнку толщиной 50 мкм, покрытую с двух сторон слоями меди, толщиной 5 мкм. В слоях меди и полиимида протравливаются отверстия размером 50 мкм с шагом 140 мкм. Такая конструкция позволяет точно (до 100 нм) выдерживать размеры отверстий и расстояние между электродами, а значит и величину электрического поля в отверстиях. Этот параметр напрямую влияет на коэффициент усиления и прозрачность GEM, а в конечном итоге на эффективность регистрации и надежность детектора.

Наиболее простая конструкция детектора на основе GEM состоит из ка-

тодного электрода, в качестве которого обычно применяют фольгированный полимид, анодного электрода (или группы электродов в случае координатного детектора) и GEM, расположенного между ними. следующий: к медным

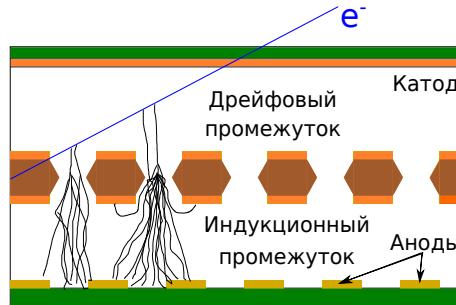


Рис. 2.4. Схема детектора на основе GEM. Первичная частица вызывает ионизацию в дрейфовом промежутке, которая, проходя через GEM–электрод создает электронные лавины, регистрируемые считающей структурой.

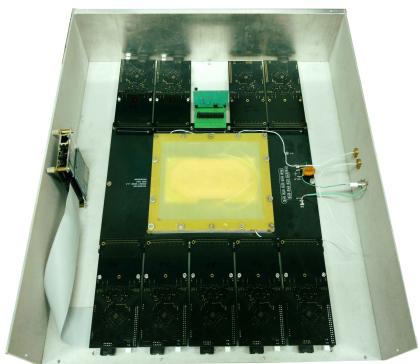
электродом прикладывается напряжение порядка 300 В, и в отверстиях создается поле порядка 1 МВ/м. Первичная ионизирующая частица проникает в дрейфовый промежуток, где ионизирует атомы газовой смеси. Электроны ионизации дрейфуют к GEM–электроду, в котором образуются электронные лавины. Вторичная ионизация попадает в индукционный промежуток и регистрируется анодами детектора.

В случае когда требуется обеспечить большие коэффициенты усиления или высокую эффективность регистрации, электроды GEM можно размещать последовательно, формируя дополнительные транспортные промежутки. Так можно достичь коэффициентов усиления вплоть до  $10^7$  [2]. Ограничением на максимальное количество заряда, образуемое в электронной лавине, то есть на максимальный коэффициент усиления является т.н. предел Рейтера, который равняется приблизительно  $Q_{max} = 10^6 \div 10^7 e^-$ . При достижении зарядом лавины данного значения вероятность электрического пробоя резко возрастает, поэтому следует выбирать оптимум по параметрам детектора между усилением схемы и вероятностью возникновения пробоя [9].

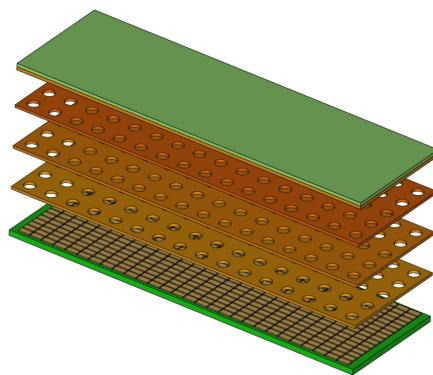
### 3. Прототип GEM детектора для установки «Лазерный поляриметр»

#### 3.1. Конструкция детектора

Для регистрации одиночных гамма–квантов, полученных обратным комптоновским рассеянием на пучках электронов, был спроектирован и изготовлен прототип детектора, использующего GEM для усиления сигнала первичной ионизации. В конструкции применен тройной электрод с питанием от резистивного делителя. Основа детектора представляет собой многослойную плату из СТЭФ с массивом плоских металлических электродов, расположенных в её центральной части, которую можно видеть на Рис. 3.1



(a) Детектор в сборе



(b) Схема ускоряющей структуры

Рис. 3.1. Прототип детектора для «Лазерного поляриметра». Он включает главную плату с ускоряющей структурой из трех GEM – электродов ичитывающую структуру, а также разъемы для подключения десяти front-end плат.

Электроды ГЭУ укреплены на рамках из 1.5 мм СТЭФ над считающей структурой. Сверху на плату закрепляется герметичный кожух из СТЭФ с трубками для ввода и вывода газовой смеси. Сборка детектора осуществляется в корпусе из листового алюминия.

Данный детектор отличается от аналогов типом считающей структуры (Рис. 3.2), которая позволяет регистрировать события с высокой множественностью. Это является критическим параметром для «Лазерного поляриметра» т.к. возможность регистрации каждого из них существенно увеличит

статистику и, тем самым, повысит точность измерения энергии.

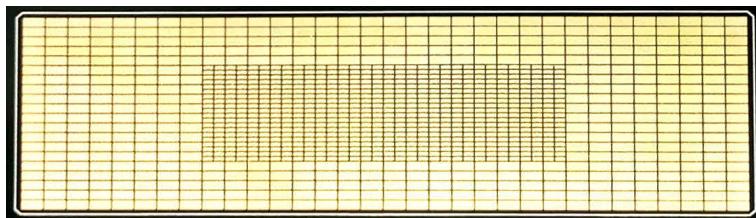


Рис. 3.2. Считывающая структура детектора выполнена в виде отдельных прямоугольных металлических площадок. В центральной области размер площадки  $1 \times 2$  мм, в периферийной области —  $2 \times 4$  мм. Всего на плате 1120 каналов

Заряд с электродов считывается посредством десяти front-end плат. Они установлены в специальные многоканальные разъемы на периферии основной платы. Front-end электроника включает в себя быстрые АЦП и ПЛИС для работы с ними. Далее сигнал по USB подается на компьютер. На данный момент разрабатывается программное обеспечивающее взаимодействие всех 10 плат и одновременное считывание события с детектора. Решено было использовать для последующих экспериментов только одну из плат, т.к. вычитывание данных с неё уже отлажено.

### **3.2. Особенности сбора и обработки сырых данных**

Каналы детектора объединены в группы по 100 (центральная часть) или 120 (периферия) каналов. Каждая группа скоммутирована на отдельный разъем, к которому подключены два многоканальных АЦП. Одновременно можно вычитывать данные со всех каналов. При поступлении сигнала с триггера, схема начинает последовательно раз в 125 нс вычитывать заряд со всех каналов. Таким образом вычитывание происходит 100 раз. Каждый отсчет времени будем в дальнейшем называть «кадром», а массив данных о заряде для каждого из каналов группы и каждого кадра из 100 назовем «событием».

Из-за технических особенностей схемы нулевой уровень сигнала составляет 7400 каналов АЦП. Сигнал, соответствующий пришедшей на электрод ионизации, представляет собой импульс отрицательной полярности, который

имеет резкий передний фронт (1 кадр) и экспоненциально затухающий задний фронт (3-10 кадров в зависимости от суммарного заряда). Для последующей обработки сигнала, из него необходимо вычесть пьедестал. С этой целью в программе управления считающей платой реализована возможность получения усредненных данных о пьедесталах, которые затем записываются в отдельный файл. На Рис. 3.3 представлены гистограммы для пьедесталов одной считающей платы.

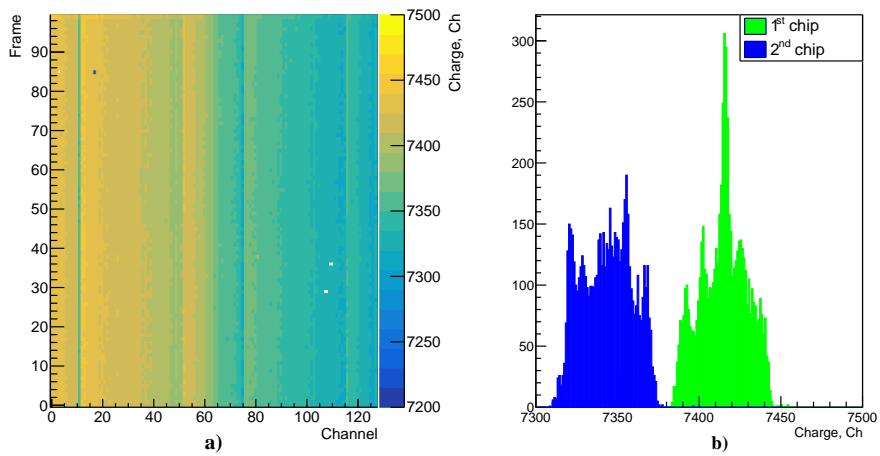


Рис. 3.3. а): Карта пьедесталов АЦП. По горизонтальной оси обозначены номера каналов одной группы (Channel). По вертикальной оси — кадры (Frame). Значения заряда показаны на цветовой шкале и лежат в пределах 7200–7500 каналов АЦП (Ch). б): Распределение заряда по каналам для первого и второго чипа считающей платы

Можно заметить, что существует как разброс значений пьедестала в одном чипе, так и между чипами в плате. Поэтому решено было вычитать из сигнала пьедестал, соответствующий данному каналу.

События последовательно записываются в файл. Формат вывода следующий: строка соответствует одному кадру и состоит из 128 чисел. Всего таких строк в событии 100. 101-я строка содержит номер кадра, с которого началось вычитывание значений АЦП. Данная информация важна по следующей причине: микросхемы АЦП непрерывно вычитывают заряд с каналов, но ПЛИС возвращает событие только при активации триггера. Это сделано для того, чтобы исключить накопление заряда на входах АЦП и искажения данных о сигнале. Ввиду возможного разброса параметров электронных компонентов

внутреннего конвейера АЦП, необходимо определять пьедесталы не только для каждого канала, но и для каждого кадра в канале. Поэтому номер канала в последней строке события дает необходимую привязку к физическим кадрам АЦП и позволяет правильно вычитать пьедесталы.

В ходе работы с прототипом детектора было обнаружено, что некоторые каналы имеют на порядок больший уровень шума, поэтому решено было их значения приравнивать к нулю и в анализе не использовать.

### **3.3. Обработка сигнальных событий**

Электронная лавина обычно регистрируется не одним каналом считывающей структуры, а несколькими. Это вызвано диффузией носителей в газовых промежутках детектора, что вызывает увеличение поперечных размеров области с носителями. Назовем такое распределение заряда от одной электронной лавины кластером. На мониторе события, который представлен на Рис. 3.4, можно видеть группы вертикальных желтых полос. Это каналы, которые зарегистрировали приход заряда на считающую структуру. Заряд в них экспоненциально убывает со временем. Это вызвано разрядкой входных ёмкостей в считающих схемах. Для анализа же требуется только значение с первого кадра, где наблюдается превышение уровня заряда над фоном.

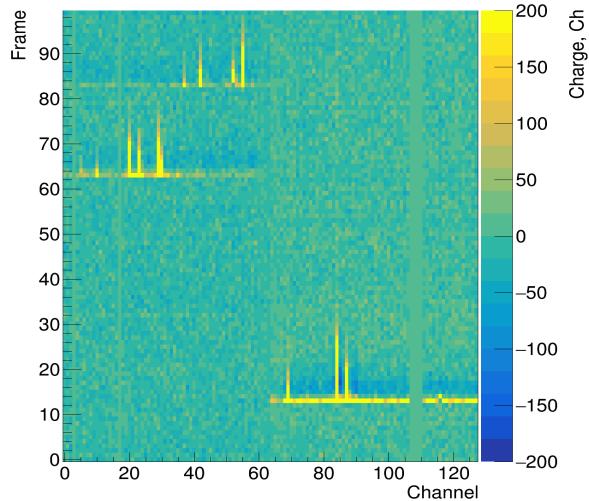


Рис. 3.4. Вид сигнального события. Регистрировались 2.2 MeV электроны источника  $Sr^{90}$ . По вертикальной оси отложены кадры, по горизонтальной - канале. Цвет показывает значение заряда в конкретном канале и кадре. В данном событии зафиксировано три кластера (два в первом чипе и один во втором)

Ключевой характеристикой при определении коэффициента усиления детектора является заряд кластера. Для его определения нужно сначала выделить каналы в кадре, у которых сигнал превышает шум, а затем разделить их на группы, в которых будут каналы, имеющие соседние координаты. Так же необходим алгоритм, который ассоциирует группу каналов с кластером и вычисляет его заряд. С этой целью для детектора «Лазерного поляриметра» на языке Python написана библиотека, осуществляющая обработку первичных данных с детектора. В ней реализованы следующие алгоритмы:

- предобработка данных события:
  - чтение файлов «сырых данных»
  - вычитание пьедесталов
  - маскировка шумовых каналов
- фильтрация сигнальных событий
- привязка номера канала АЦП к координатам считывающей площадки на плате

- нахождение кластера и определение его заряда

Особенности предобработки данных обсуждались выше (см. п. 3.2). Рассмотрим работу остальных алгоритмов.

### 3.3.1 Привязка каналов к их физическим координатам

Чтобы привязать канал АЦП к координатам считывающей площадки, необходимо знать карту каналов. Она была получена путём прямого измерения и сверена со схемой считывающей платы. Необходимость измерения в первую очередь была продиктована высокой плотностью расположения электродов на плате, а так же необходимостью проверки работоспособности её электрических соединений.

(а) Периферийная часть

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	1	10	21	30	41	50	79	88	99	108	119	120
2	4	11	24	31	44	51	78	85	98	105	118	125
3	2	13	22	33	42	53	76	87	96	107	116	127
4	3	16	23	36	43	56	73	86	93	106	113	126
5	5	14	25	34	45	54	75	84	95	104	115	124
6	8	15	28	35	48	55	74	81	94	101	114	121
7	6	17	26	37	46	57	72	83	92	103	112	123
8	7	20	27	40	47	60	69	82	89	102	109	122
9	9	18	29	38	49	58	71	80	91	100	111	120
10	12	19	32	39	52	59	70	77	90	97	110	117
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12

(b) Центральная часть

Рис. 3.5. Карты расположения считывающих площадок и номера каналов, которые им соответствуют. Представлено два случая расположения: для платы из периферийной и центральной областей. В цветных клетках указан номер канала АЦП, соответствующий данной считывающей площадке. Цифры вокруг цветной области - координаты считывающих площадок.

Возьмем для примера центральную область. Считанное из файла событие преобразуется во временный двумерный массив ( $128 \times 100$ ), а затем в соответствии с картой каналов данные из него перегружаются в трехмерный массив ( $12 \times 10 \times 100$ ), первые две координаты массива соответствуют координатамчитывающей структуры. Восемь каналов:  $60 \div 67$  не используются, и входы АЦП, соответствующие им, не подключены кчитывающей структуре. Дальнейшая работа проводится с этим трехмерным массивом.

### 3.3.2 Коррекция нулевого уровня в кадрах

Первичные эксперименты с детектором показали, что при регистрации кластера с большим значением заряда нулевой уровень шумовых каналов смещается. Результат этого виден на Рис. 3.4, где средний уровень кадра находится в желтой области, что говорит о его смещении на 100-200 каналов. Т.к. при регистрации кластера этот систематический сдвиг будет смещать значение каждого канала, то суммарная ошибка определения заряда кластера возрастёт в  $\sqrt{N_{Ch}}$  раз, где  $N_{Ch}$  – количество сработавших каналов. Поэтому необходимо каким-то образом произвести поправку на систематический сдвиг нулевого уровня заряда для каждого кадра.

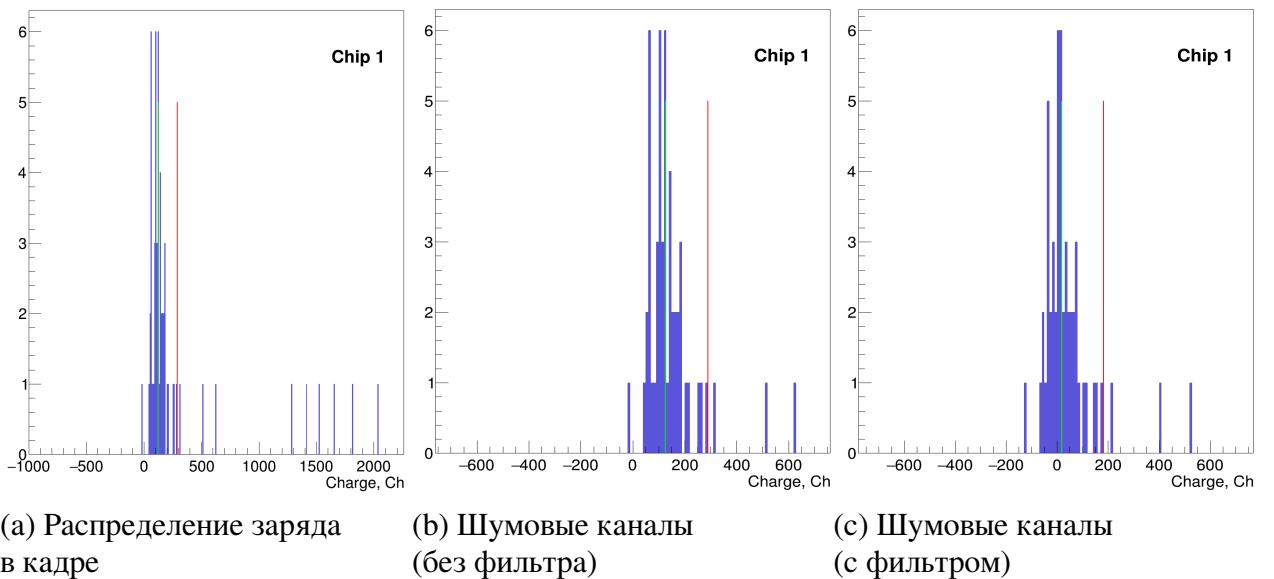


Рис. 3.6. Распределение заряда в сигнальном кадре. Красная вертикальная линия показывает среднее значение по распределению. Зеленая – медиана распределения. Медиана дает более точную оценку среднего по шумам, что позволяет сделать поправку и сместить средний уровень кадра к нулю.

Если построить распределение по заряду в каналах одного кадра, то можно заметить, значения заряда шумовых каналов сгруппированы вблизи нуля, а заряд от сигнальных каналов находится далеко справа от нуля (Рис. 3.6а.) Более того, на Рис. 3.6б виден сдвиг среднего значения шумов относительно нуля. Можно заметить, что использование обычного порогового фильтра в данном случае малоэффективно по двум причинам:

1. Систематический сдвиг нулевого значения канала может стать причиной ошибочного распознавания шумовых каналов, как сигнальных
2. При малом заряде кластера сигнальные каналы могут быть приняты за шумовые

Перед нами возник вопрос: как определять пороговое значение для разделения сигнала и шума? Для решения этой задачи была реализована идея медианного алгоритма, графическое представление которой можно видеть на Рис.3.6.

Суть алгоритма заключается в вычислении медианы распределения по заряду для отдельного кадра. Причем при небольшом количестве сработавших каналов медиана достаточно точно описывает среднее значение заряда по шумовым каналам, которое, после вычитывания пьедесталов, должно равняться нулю. Если сдвинуть значение заряда в каждом канале кроме канала с максимальным зарядом на вычисленную медиану, то это позволяет подавить систематический сдвиг нулевого уровня в кадре.

### **3.3.3 Поиск кластеров и определение их заряда**

Алгоритмическая часть, отвечающая за регистрацию кластеров на данный момент находится в разработке. Поэтому система имеет ограниченный функционал: регистрирует только один кластер в событии, в состав которого входит канал с максимальным зарядом. Регистрация происходит в несколько этапов: сначала определяется канал и кадр с максимальным значением заряда, после этого генерируется окрестность в виде квадрата размером  $5 \times 5$  считающих площадок. Данная величина эмпирически определена из анализа размера и формы кластеров. Чтобы определить суммарный заряд кластера, проводится суммирование значений заряда по каналам в окрестности при условии того, что в конкретном канале значение заряда превышает пороговый уровень. Для определения порогов исследовались шумы детектора,

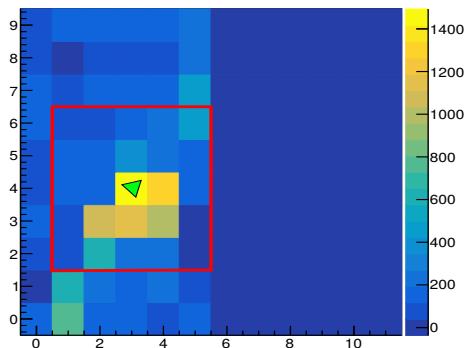


Рис. 3.7. Сигнальное событие. По вертикали и горизонтали отложены условные координаты считающих площадок. Цвет соответствует заряду в конкретном канале. Площадка с максимальным зарядом помечена зеленым треугольником, вокруг неё имеются каналы желтого цвета – кластер. Окрестность, из которой будет производиться вычитывание заряда, отмечена красным квадратом

подробнее о которых можно узнать из пункта 4.1. Информация о кластере: суммарный заряд, количество сработавших каналов, координаты канала с максимальным зарядом записываются в массив.

## 4. Исследование физических характеристик детектора «Лазерного поляриметра»

### 4.1. Определение уровня шумов детектора

Существует большое количество источников шума, которые могут вызывать как флюктуации нулевого уровня в каналах детектора, так и приводить к его систематическому сдвигу. Рис. 4.1 показывает вид одного шумового события и распределение заряда в кадрах и каналах исследуемого детектора. Важным значением, которое можно извлечь уже из одного шумового события является уровень шумов.

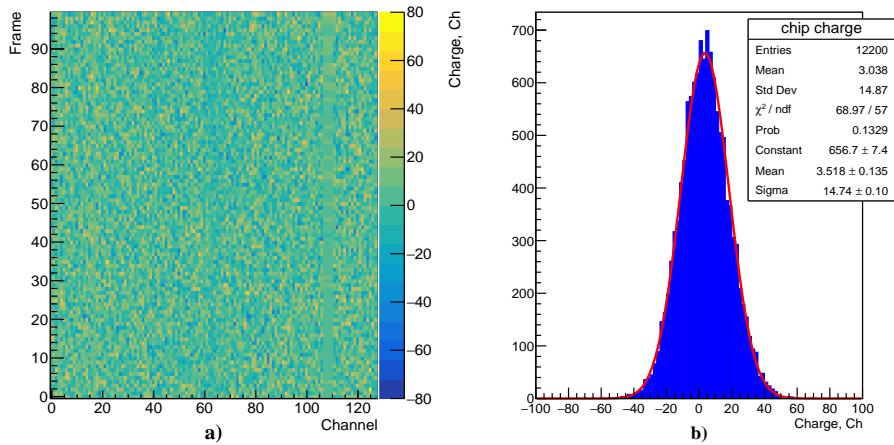
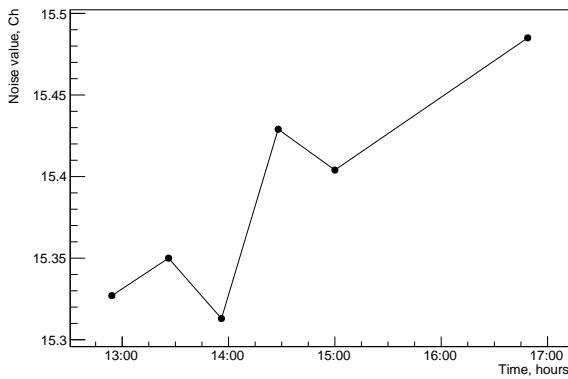


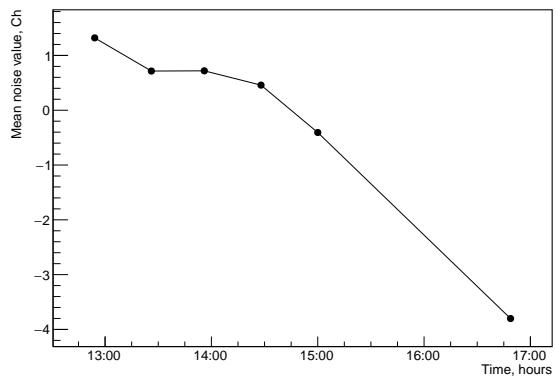
Рис. 4.1. а): Вид шумового события после вычитания пьедестала б): Распределение заряда в шумовом событии

Его можно определить как корень из дисперсии распределения на Рис. 4.1 б). Шумы в данном эксперименте составили  $\approx 15$  каналов АЦП. Если взять несколько шумовых событий, то можно уточнить данное значение. Более того, записывая данные через равные промежутки времени, можно зафиксировать наличие дрейфа уровня шумов и их среднего значения. Такое исследование тоже было проведено. Для каждого набора данных существовала привязка по времени начала измерения. Для определения среднего значения уровня шумов были проведены его последовательные измерения с равным интервалом по времени, который составил около 20 мин. Последнее измерение проведено с интервалом 2 часа. Результаты эксперимента показали, что уровень шумов со временем меняется незначительно (Рис.4.2.)

Относительное изменение уровня шума за 4 часа составило  $0.01 \sigma$ , а дрейф среднего значения –  $0.33 \sigma$ . Установившееся значение уровня шумов скорее всего зависит от температурного дрейфа электроники. Максимальная величина дрейфа пьедесталов и величины шумов требует долговременного измерения. Тем не менее, промежуточные результаты показали, что для «Лазерного поляриметра» это не является критичным т.к. переключение поляризации происходит с частотой 2 kHz, и систематический сдвиг из-за теплового дрейфа просто не будет виден.



(a) Уровень шумов



(b) Среднее значение шума

Рис. 4.2. Временной дрейф параметров шумовых событий: уровня шума и среднего значения шума. Каждая точка - среднее по  $3 \cdot 10^7$  значений. В обоих случаях наблюдается линейный тренд. Статистические ошибки в точках малы и на графиках не видны

## 4.2. Определение коэффициента усиления

При исследовании новой модели детектора необходимо различными методами проверить правильность работы, как ускоряющей структуры, так и вычитывающей электроники. Это можно сделать путём измерения коэффициента усиления детектора. Коэффициент усиления в данной работе определяется как отношение зарегистрированного считывающей структурой заряда кластера к количеству частиц первичной ионизации, образованных в индукционном промежутке. Количество частиц первичной ионизации найдем, используя средние ионизационные потери и количество энергии, необходимое для образования ион–электронной пары. Известно, что потери энергии электронов в тонких слоях описываются модифицированной формулой Бете–Блоха:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi N_0 e^4 Z \rho}{m_e c^2 \beta^2 A} \left[ \ln \left( \frac{m_e c^2 T \beta^2 \gamma^2}{2I^2} \right) + f_{corr}(\beta) \right], \quad (4.1)$$

где  $N_0$  – число Авогадро,  $e$  – элементарный электрический заряд,  $m_e$  – масса электрона,  $c$  – скорость света,  $\beta = v/c$  – отношение скорости частицы к скорости света,  $Z$  – зарядовое число,  $A$  – массовое число,  $\rho$  – плотность вещества,  $T$  – кинетическая энергия электронов,  $I$  – энергия образования

ион–электронной пары,  $f_{coor}(\beta)$  – функция, которая содержит поправки в случае  $\beta \sim 1$ . Параметры  $A, Z, \rho$  относятся к веществу–радиатору т.е. к газовой смеси, которой заполнен детектор.

Вычисление показало, что средние потери энергии электронов с энергией 2.2 MeV составляют 2.5 keV/см. Энергия образования одной ион–электронной пары в аргоне есть 26 eV. Размер дрейфового промежутка – 3 мм. Количество первичных электронов:

$$N_e = \frac{dE/dx \Delta x}{W} = \frac{2400 \text{ eV/cm} \cdot 0.3 \text{ cm}}{26 \text{ eV}} = 28 \quad (4.2)$$

Зная средний заряд кластера  $\langle Q \rangle$ , можно определить коэффициент усиления системы GEM:

$$K = \frac{\langle Q \rangle}{\langle N_e \rangle W}, \quad (4.3)$$

где  $I = 26 \text{ eV}$  – средняя энергия образования ион–электронной пары в аргоне.

Такой метод определения коэффициента усиления имеет один недостаток: в эксперименте определить средний заряд кластера достаточно трудно т.к. существуют ограничения электроники на максимальное измеренное значение. Более того, средний заряд кластера имеет распределение Ландау, параметром которого является наиболее вероятный заряд кластера. Поэтому вместо средних ионизационных потерь необходимо рассчитывать наиболее вероятные. Выражение для них можно записать следующим образом:

$$\Delta_p = \xi \left[ \ln \left( \frac{m_e c^2 T \beta^2 \gamma^2}{2I^2} \right) + \ln \left( \frac{\xi}{I} \right) + j - \beta^2 \right], \quad (4.4)$$

где  $j = 0.2$ , а параметр  $\xi$  задается формулой:

$$\xi = 2\pi r_0^2 N_A m_e c^2 \frac{Z \rho x}{A \beta^2}, \quad (4.5)$$

где  $r_0$  – классический радиус электрона,  $N_A$  – число Авогадро. Оценка наибо-

лее вероятных потерь в дрейфовом промежутке дает значение  $\Delta_p = 685$  eV, а наиболее вероятное количество электронов  $[N_e] = 26$ , что на самом деле довольно близко к среднему значению.

#### 4.2.1 Постановка эксперимента

Для определения коэффициента усиления детектор облучался 2.2 MeV электронами источника  $Sr^{90}$ , который располагался на герметичном кожухе детектора. Т.к. энергии электронов не хватало, чтобы пройти сквозь детектор, организация внешнего триггера по схеме совпадений не представлялась возможной. Поэтому запуск детектора проводился в автоматическом режиме.

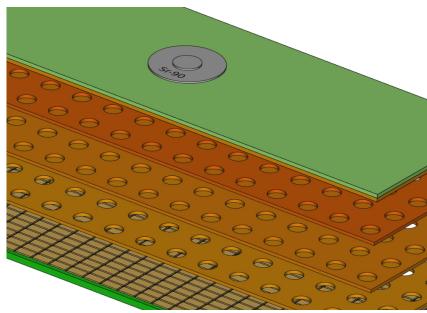


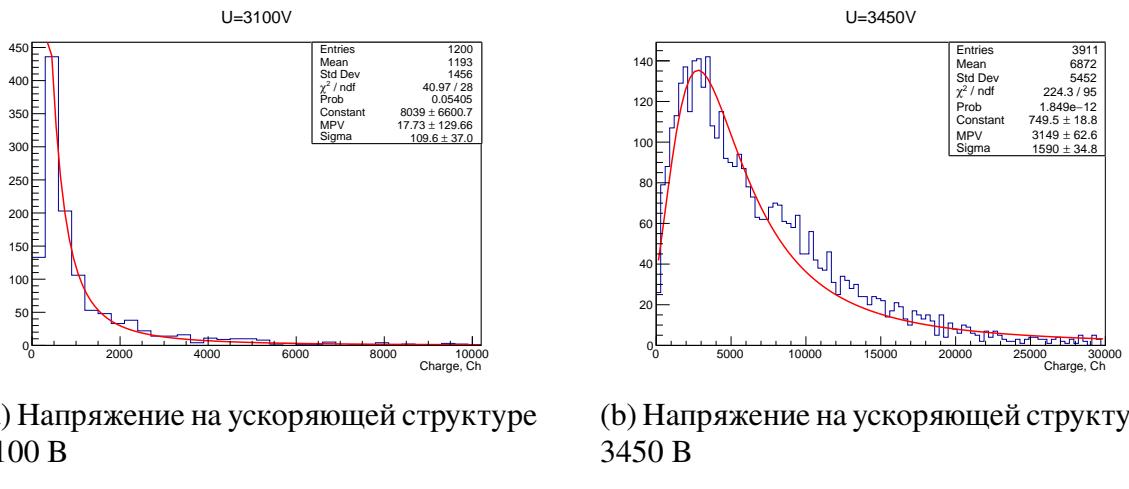
Рис. 4.3. Расположение источника относительно ускоряющей структуры

Электроны из источника проникали в газовый объем детектора и теряли энергию посредством ионизации. Первичная ионизация из дрейфового промежутка попадала в ускоряющую структуру, где происходило образование электронных лавин. Затем они проходили через два транспортных промежутка между GEM-электродами и попадали в индукционный промежуток. Заряд электронных лавин регистрировался считающей структурой. По рассчитанному выше значению первичной ионизации и среднему заряду кластера определялся коэффициент усиления детектора. Цель эксперимента: проверить зависимость коэффициента усиления от напряжения. Для корректно работающей усиливающей и считающей систем данная зависимость должна быть иметь экспоненциальный рост с увеличением напряжения. Набор статистики проходил в 7 точках по напряжению на ускоряющей структуре:

от 3100 до 3450 В.

#### 4.2.2 Обработка и анализ полученных данных

Полученные сырые данные обрабатывались с использованием алгоритмов, описанных в пункте 3.3. После этого для каждого набора событий были построены распределения по заряду в кластерах. Для нахождения наиболее вероятного значения заряда экспериментальные гистограммы подгонялись функцией Ландау. После перевода каналов АЦП в единицы заряда коэффициент усиления находился по формуле 4.3. На Рис. 4.4 можно видеть распределения по заряду кластера для двух точек по напряжению.



(a) Напряжение на ускоряющей структуре 3100 В

(b) Напряжение на ускоряющей структуре 3450 В

Рис. 4.4. Распределения по заряду кластера для разных значений напряжений на ускоряющей структуры детектора. Для напряжения 3100 В эффективность разделения сигнал–шум мала, поэтому положение пика распределения точно определить не получилось.

#### 4.2.3 Результаты

На Рис. 4.5 представлены результаты измерений коэффициента усиления детектора. Для точек, где достоверно определен пик распределения Ландау наблюдается экспоненциальный тренд. Это указывает на правильную работу систем детектора. Максимальный коэффициент усиления, достигнутый при напряжении GEM–электродах 4500 В, составляет примерно 58000. Так же, при значении коэффициента усиления меньше 10000 достоверность разделения сигнала и шума резко уменьшается, что видно по количеству событий,

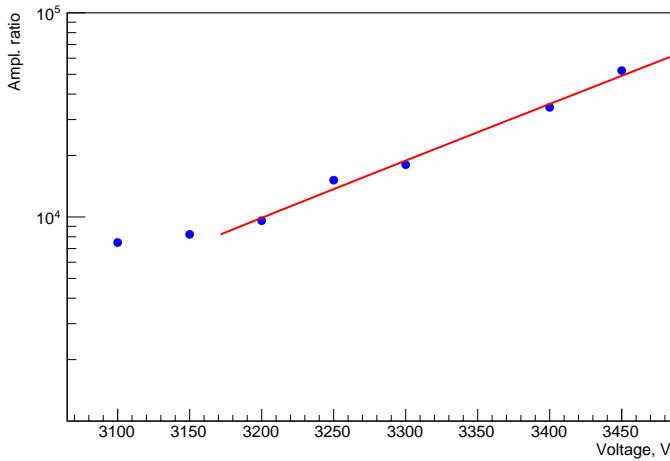


Рис. 4.5. Зависимость коэффициента усиления детектора от напряжения на ускоряющей структуре. Красная линия соответствует подгонке экспонентой. Систематические ошибки малы и на графике не показаны

отмеченных программой как сигнальные: при напряжении 3100 В было обработано 1200 сигнальных событий против 3900 при напряжении 3450 В. В точках с напряжением 3100 и 3150 В пик распределения Ландау был под границей шумов, поэтому его положение определялось лишь по правому склону распределения, что внесло погрешность в определение наиболее вероятного значения заряда. Так объясняется отклонение точек от экспоненциального закона.

### 4.3. Определение эффективности регистрации

Еще одним параметром, который является ключевым для детектора, работающего в установке «Лазерный поляриметр», является эффективность регистрации – отношение числа зарегистрированных событий к их полному числу. Рассмотрим классическую схему для определения эффективности регистрации детекторов, которая подробно описана например в [8]. Пусть имеется три детектора: D1, D2 и D3 с эффективностями  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  и  $\varepsilon_3$  соответственно. Требуется найти эффективность регистрации одного из них (для определенности выберем D1). Всего частиц, регистрируемых детекторами,  $N_0$ . Детекторы D2 и D3 необходимо включить в схему совпадений, т.е. сиг-

нал о зарегистрированной частице должен генерироваться только тогда, когда они сработали одновременно. Это необходимо для эффективной фильтрации шумовых срабатываний. Схема из двух детекторов сможет зарегистрировать лишь  $N_{23}$  событий. В предположении того, что акты регистрации частицы в двух детекторах абсолютно независимы, можно выразить  $N_{23}$  как:

$$N_{23} = \varepsilon_2 \varepsilon_3 N_0. \quad (4.6)$$

Если теперь добавить к этой схеме третий детектор и подсчитывать события, которые дали сигнал одновременно в трех детекторах, то их число будет:

$$N_{123} = \varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3 N_0. \quad (4.7)$$

Отсюда можно определить эффективность регистрации третьего детектора:

$$\varepsilon_1 = \frac{N_{123}}{N_{23}} \quad (4.8)$$

Таким образом, для определения  $\varepsilon_1$  необходимо знать количества событий, регистрируемых двумя схемами совпадений, одна из которых включает два детектора, а другая – все три. Данный метод является простым и надежным, но не учитывает геометрических параметров детекторов, что так же может сильно повлиять на определяемое значение  $\varepsilon$ .

### 4.3.1 Постановка эксперимента

Измерение эффективности регистрации детектора «Лазерного поляриметра» было проведено на выведенном пучке электронов ускорителя ВЭПП-4М. Сначала был получен пучок тормозных гамма-квантов, которые затем конвертировались на свинцовой мишени в электрон–позитронные пары. Затем происходил отбор электронов по энергии с помощью спектрометрического магнита, за которым располагались детектирующая система. Для реализа-

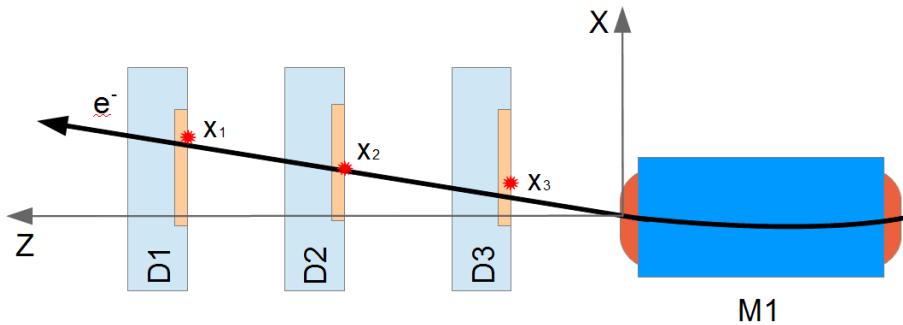


Рис. 4.6. Принципиальная схема установки для определения эффективности регистрации и пространственного разрешения на выведенном пучке ускорителя ВЭПП-4М.  $M_1$  – спектрометрический магнит,  $D_2, D_3$  – вспомогательные детекторы,  $D_1$  – исследуемый детектор.

ции схем совпадений помимо исследуемого детектора были использованы ещё два, которые работают в составе установки «ДЕЙТОН». Это двухкоординатные GEM–детекторы с размером чувствительной области  $160 \times 40$  мм, применяемые на установке «ДЕЙТОН». Все элементы схемы были позиционированы с помощью лазерных уровней и подключены к системе сбора данных выведенного пучка для того, чтобы получать сигналы триггера, который расположен сразу после мишени–конвертера. В ходе эксперимента тремя детекторами регистрировались координаты электронов выведенного пучка. Измерения проводились, начиная с напряжения на ускоряющей структуре 3200 В в шести точках с шагом 50 В. При последующей работе с данными события из разных детекторов связывались с помощью их порядкового номера в файлах. Стоит отметить, что данные, полученные при работе на выведенном пучке, были так же использованы для определения пространственного разрешения детектора.

### 4.3.2 Обработка и анализ полученных данных

Сырые данные с детекторами были конвертированы в деревья (ROOT TTree). Каждое дерево содержало три ветви: две координаты и номер события. Для определения координат зарегистрированных частиц был программно реализован метод нахождения центра тяжести кластера. Его суть заключается в следующем: сначала определяются каналы, сигнал в которых превышает шум

мовой, затем по горизонтальной и вертикальной координате производится независимое суммирование вида:

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_i q_i x_i}{\sum_i q_i}, \quad (4.9)$$

где  $q_i$  – заряд канала с координатой  $x_i$ . Нормировка производилась на полный заряд кластера.

По причине того, что чувствительная область детектора для поляриметра не охватывала весь пучок, стандартный алгоритм вычисления эффективности регистрации был модифицирован: в него добавлен учет геометрических параметров детектора и их влияние на конечную величину эффективности. Ниже приведена последовательность операций с данными для данного алгоритма.

- Сначала отбирались события, попавшие в центральную область детектора «Лазерного поляриметра»
- Затем для этой выборки находились средние значения координат и дисперсии в дополнительных детекторах D2 и D3.
- В детекторах D2 и D3 выделялись области с центром в точках, соответствующих средним значениям по выборке и размером в одно стандартное отклонение.
- После этого *по всему набору* подсчитывались события, которые попадают в выделенные области (в том числе и незарегистрированные исследуемым детектором.)
- Отношение числа событий из центральной области детектора «Лазерного поляриметра» к числу событий из выделенных областей дополнительных детекторов регистрации.

Используя данный алгоритм, удалось сделать поправку на неполное покрытие поперечного сечения пучка чувствительной областью детектора. В хо-

де эксперимента измерена эффективность регистрации в шести точках по напряжению. Рис. 4.7 показывает, что при повышении напряжения питания ускоряющей структуры эффективность регистрации тоже возрастает. Максимально достигнутое значение эффективности регистрации  $96 \pm 1\%$ . Несмотр-

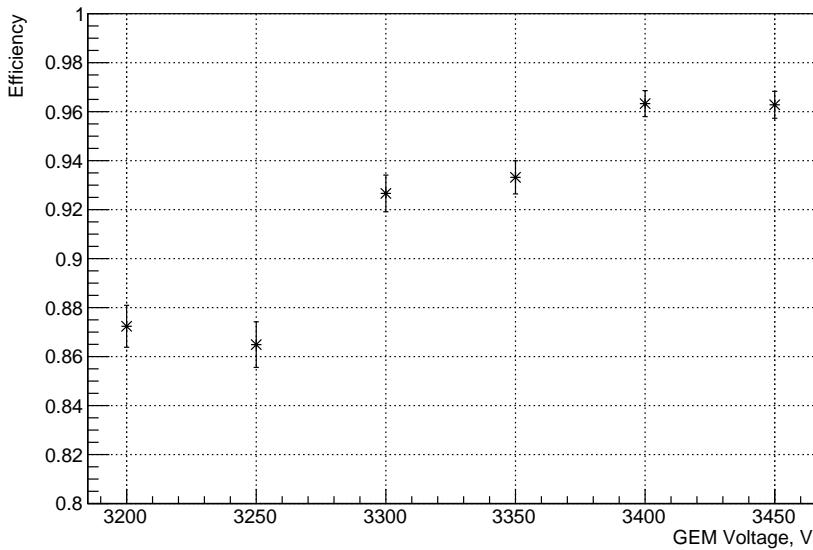


Рис. 4.7. Зависимость эффективности регистрации от напряжения на ускоряющей структуре.

ря на то, что измерение и проводилось в центральной области детектора, где корректно работали практически все каналы, в отбор попали как минимум шумящих 2 канала, которые программно отключались на этапе предобработки и вычитания пьедесталов. Поэтому реальное значение эффективности регистрации может быть выше. Тем не менее, результат эксперимента тоже является допустимым для прототипа детектора.

Дополнительно проведено исследование систематических погрешностей определения эффективности регистрации. Оно заключалось в определении значений эффективности в разных частях детектора. Размер исследуемой области был  $3 \times 3$  считающих площадки. Взять меньшее количество не представлялось возможным т.к. слишком мала статистика, что вызвано малой интенсивностью выведенного пучка и ограничением на время его использования. Тем не менее, измерения были проведены в шести не пересекающихся областях детектора и показали, что систематическая ошибка определения эф-

фективности регистрации в центральной области детектора меньше статистической:  $\sigma_{sys} = 0.004$ ,  $\sigma_{stat} = 0.01$ . Однако измерения на периферии детектора дали значительно большее значение систематической ошибки:  $\sigma_{sys} = 0.05$ . Это может быть вызвано следующими факторами: малая эффективность регистрации каналов, находящихся по краям чувствительной области или же наличие других эффектов, дающих систематические ошибки. Но текущий набор данных не позволяют сделать заключение об их природе.

#### **4.4. Определение пространственного разрешения**

В процессе измерения энергии детектор «Лазерного поляриметра» должен достоверно разделять по координате два распределения фотонов разных поляризаций. Для этого нужно иметь сведения о пространственном разрешении детектора. Измерить пространственное разрешение можно следующим образом: пусть имеются данные о координатах частицы, прошедшей через все три детектора. Т.к. они находятся в области, где отсутствуют электрические и магнитные поля, то траектория частицы должна быть прямой. Полями в детекторах можно пренебречь т.к. пучок проходит почти перпендикулярно к главным плоскостям детекторов. Пусть в схеме на Рис. 4.6 расстояния между детекторами по координате  $z$  равны  $z_{12}$  и  $z_{23}$ . Зная координаты частицы в третьем и втором детекторах, можно экстраполировать прямую, построенную по этим двум точкам в область, где находится детектор D1:

$$x_1^* = \frac{x_3 - x_2}{z_{23}}(z_{12} + z_{23}) + x_3 \quad (4.10)$$

Если теперь отнять это значение от измеренной координаты  $x_1$ , то разница даст ошибку измерения в первом детекторе. За пространственное разрешение принято брать корень из дисперсии распределения ошибок определения координаты. Данный метод справедлив при условии того, что источник частиц точечный, а координаты в двух дополнительных детекторах определяются

точнее, чем в исследуемом. Тогда ширина распределения ошибок определяется именно пространственным разрешением тестового детектора.

В реальном же эксперименте размеры пучка составляют примерно  $30 \times 20$  мм. Поэтому необходимо выделять коллинеарные треки, идущие с небольшой области, где наблюдается максимальная интенсивность. Также существует проблема смещения детекторов друг относительно друга, так, что их нулевые координаты не совпадают. Тогда за абсолютную координату можно взять значение в детекторе D3, а сдвиги нуля в двух других детекторах ( $\Delta x_{23}$  и  $\Delta x_{13}$ ) определить по средним значениям распределений величин  $(x_2 - x_3)$  и  $(x_1 - x_3)$ . В конечном итоге формула для определения экстраполированной координаты  $x_1^*$  будет иметь вид:

$$x_1^* = \frac{x_3 - (x_2 - \Delta x_{23})}{z_{23}}(z_{12} + z_{23}) + x_3 + \Delta x_{13} \quad (4.11)$$

Теоретическая оценка пространственного разрешения может быть построена, если представить, чточитывающая структура работает в режиме идентификации т.е. регистрирует только координаты канала с максимальным сигналом. Тогда пространственное разрешение по вертикальной и горизонтальной координатам пропорционально соответственным линейным размерам считающей площадки. Коэффициент пропорциональности находится из дисперсии равномерного распределения и равен  $1/\sqrt{12}$  [8].

Для каждой координаты детектора пространственное разрешение определялось независимо. Это в первую очередь вызвано тем, что площадки считающей структуры имеют размер  $2 \times 1$  мм, поэтому разрешение по вертикальной координате должно быть как минимум в два раза лучше, чем разрешение по горизонтальной координате.

#### 4.4.1 Обработка и анализ полученных данных

Для определения пространственного разрешения были использованы данные, набранные в ходе эксперимента на выведенном пучке, которые впоследствии были преобразованы в деревья, как описано выше. Сначала происходил отбор событий, которые попали в центральную часть исследуемого детектора. Их можно увидеть на карте загрузок «Polarimeter bitmap» на Рис. 4.8.

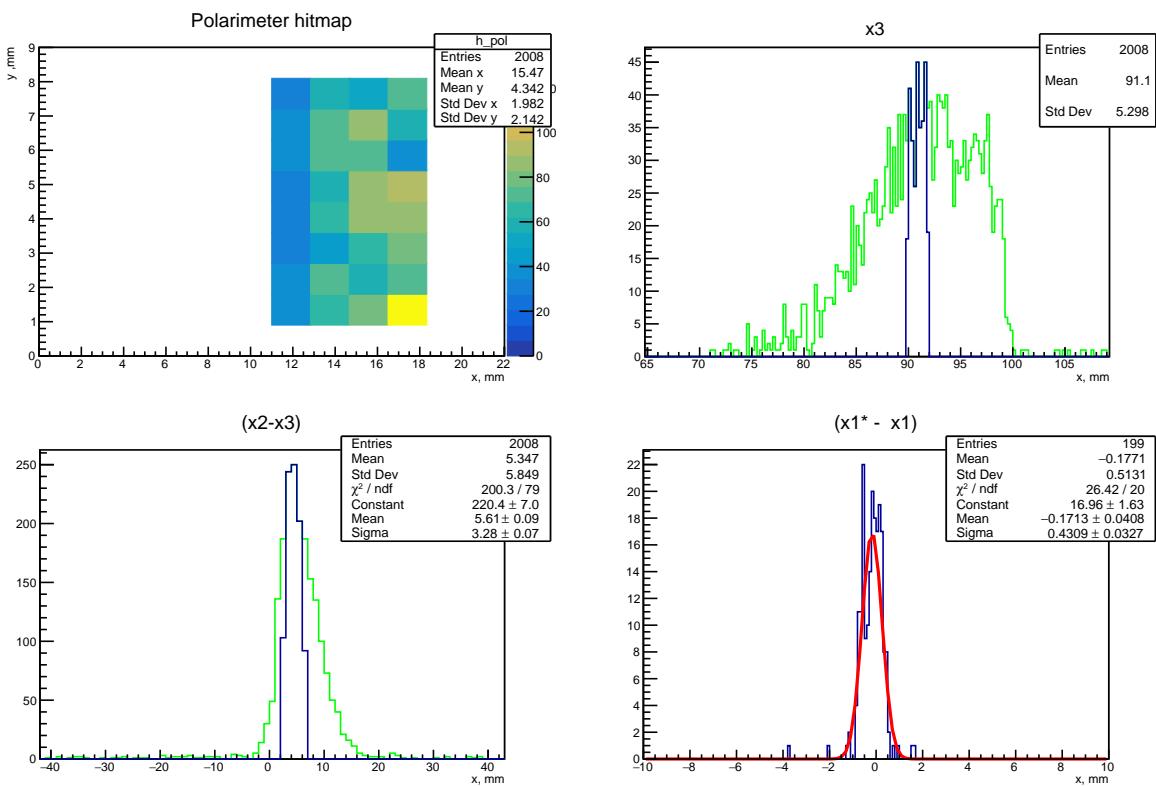


Рис. 4.8. Монитор промежуточных результатов программы для вычисления пространственного разрешения детектора.

Для отобранных событий строилось распределение по координатам в третьем детекторе – « $x3$ ». У него определялся максимум, и задавалась окрестность размером 1.2 мм с центром в максимуме. Далее отбирались события, попавшие в данную окрестность. Такие же действия проведены и с распределением по разнице координат в третьем и втором детекторах – « $x2 - x3$ ». Так формировался набор из коллинеарных треков. После этого по формуле 4.11 вычислялась экстраполированная координата частицы в исследуемом детекторе и строилось распределение по ошибке определения этой координаты –

« $x_1^* - x_1$ ». Пространственное разрешение есть параметр  $\sigma$  из аппроксимации последнего распределения функцией Гаусса.

## 4.4.2 Результаты

Ниже представлены данные о пространственном разрешении по горизонтальной и вертикальной координате для разных напряжений на ускоряющей структуре. Каждый набор аппроксимирован константой, которая является средним значением пространственного разрешения детектора.

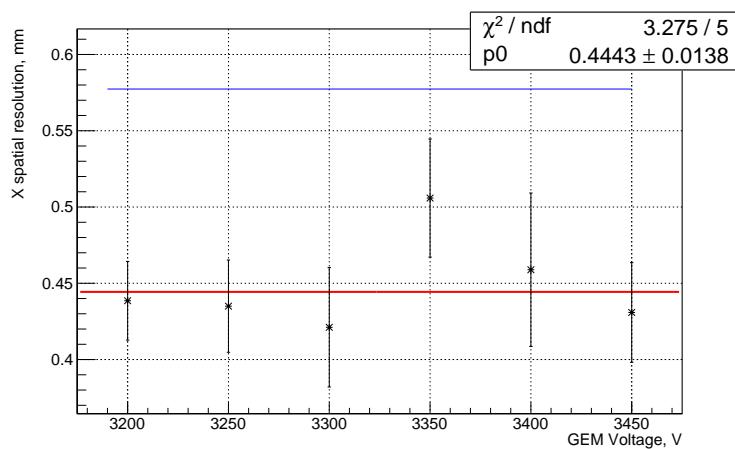


Рис. 4.9. Пространственное разрешение по горизонтальной координате. Синяя линия – теоретическое предсказание в случае работы в режиме идентификации. Красная линия – результат аппроксимации данных функцией  $y = const$ .

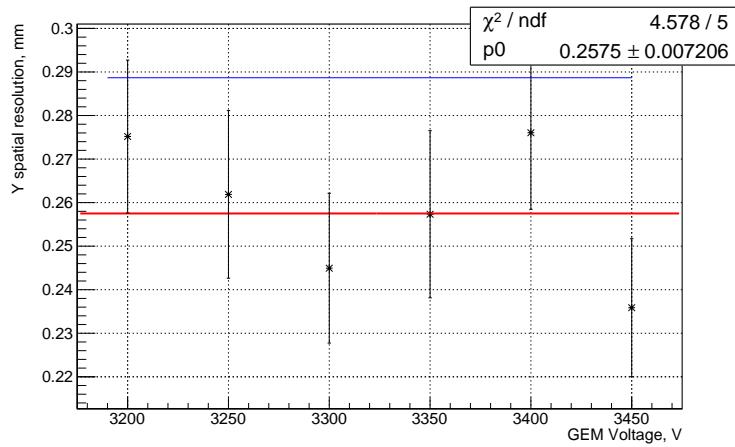


Рис. 4.10. Пространственное разрешение по вертикальной координате. Синяя линия – теоретическое предсказание в случае работы в режиме идентификации. Красная линия – результат аппроксимации данных константой.

Для горизонтальной координаты пространственное разрешение составило  $0.44 \pm 0.01$  мм, а для вертикальной –  $0.258 \pm 0.007$  мм. В обоих случаях измеренные значения лучше, чем теоретическая оценка. Это объясняется тем, что алгоритм вычисления координаты частицы с использованием метода центра тяжести извлекает из первичных данных больше информации, чем алгоритм определения координаты по максимальному сигналу в кадре.

Вклад систематических ошибок в погрешность определения среднего пространственного разрешения был определен по схеме, описанной в пункте 4.3.2. Систематическая ошибка составила  $\sigma_{sys}(y) = 0.017$  мм, а статистическая –  $\sigma_{stat}(y) = 0.007$  мм. Для горизонтальной координаты провести исследование систематических ошибок не удалось ввиду слишком малого количества событий, которые удовлетворяли правилам отбора по координатам чувствительной области в детекторах. Причина этому – больший, по сравнению с вертикальной координатой, разброс по горизонтальной координате трека.

Подводя итог, сказанному можно отметить, что пространственного разрешения детектора достаточно, чтобы статистически обнаружить эффект асимметрии рассеяния фотонов на поляризованных пучках. Данный прототип может использован в установке «Лазерный поляриметр».

## Заключение

В ходе работы исследовался прототип координатного детектора фотонов, который планируется использовать в составе системы измерения энергии пучков ускорителя ВЭПП-4М. Сначала был изучены теоретические основы метода измерения энергии по резонансной деполяризации частиц в ускорителе. На основе полученных знаний сформированы требования к координатному детектору, а также пояснена мотивация применения именно микроструктурных детекторов в конкретном случае.

Далее была описана конструкция прототипа детектора, его технические характеристики. После этого рассмотрены особенности сбора и обработки данных для извлечения из них информации о координатах ионизирующих частиц. На языке Python написана библиотека в которой реализовано чтение файлов сырых данных с детектора, вычитание пьедесталов, нахождение кластеров, определение координат кластера методом центра тяжести и другие функции.

В финальной части работы исследовались характеристики детектора. Определен уровень шумов, значение которого составило около  $6000e^-$ . Данная информация необходима для правильного выбора порогового уровня при разделении сигнала и шума. С помощью радиоактивного изотопа проведено исследование зависимости коэффициента усиления от напряжения на ускоряющей структуре. Экспериментальные данные подчиняются экспоненциальному тренду, что говорит о правильной работе ускоряющей структуры ичитывающей электроники.

На выведенном пучке ускорителя ВЭПП-4М были измерены эффективность регистрации и пространственное разрешение. Максимально достигнутое значение эффективности при напряжении на ускоряющей структуре 3450 В составило  $96 \pm 1\%$ . Пространственное разрешение измерено отдельно для каждой из координат: для вертикальной координаты  $\sigma_y = 0.258 \pm$

0.007(стат.) $\pm$ 0.017(систем.) мм, для горизонтальной  $\sigma_x = 0.44 \pm 0.01$ (стат.) мм. Эти значения меньше, чем теоретическое предсказание для считывающей схемы, работающей в режиме идентификации треков. Объясняется это успешным применением метода центра тяжести при нахождении координат частиц, которые вызвали срабатывание группы каналов.

Таким образом, первые исследования характеристик детектора для установки «Лазерный поляриметр» показали, что его можно успешно применять в системе измерения энергии.

## Список литературы

- [1] Шехтман Л.И. Быстродействующие координатные газовые детекторы высокого разрешения. 2012.
- [2] Sauli F. A new concept for electron amplification in gas detectors. 1997.
- [3] Никитин С.А., Николаев И.Б. Расчёт интенсивности тушековских электронов в накопителе ВЭПП-4М // ЖЭТФ. 2012. Т. 142, № 1. С. 44–55.
- [4] Соколов А. А., Тернов И. М. О поляризационных и спиновых эффектах в теории синхротронного излучения. 1963.
- [5] Метод абсолютной калибровки энергии пучков. Измерение массы Ф ме-  
зона. / А. Д. Букин, Я. С. Дербенёв, А. М. Кондратенко [и др.] // Высокие  
энергии и элементарные частицы. Дубна. ОИЯИ. 1975. с. 138.
- [6] Review of Particle Physics / M. Tanabashi, K. Hagiwara, K. Hikasa [и др.] //  
Phys. Rev. D. 2018. Aug. Т. 98.
- [7] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: учебное пособие в 10  
т. 3-е, испр. изд. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1992. Т. IV. Квантовая  
электродинамика.
- [8] Клаус Групен. Детекторы элементарных частиц. Новосибирск: Сибир-  
ский хронограф, 1999.
- [9] Peskov V., Fonte P. Research on discharges in micropattern and small gap  
gaseous detectors. 2019.