

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 системы
измерения энергии коллайдера ВЭПП–4М

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой,

канд. физ.-мат. наук,

зав. лаб 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.

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

1. 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 (Швейцария), а так же в составе детекторов LHSb, TOTEM (ЦЕРН) и КЕДР (ИЯФ СО РАН).

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 предложенный в 1975 г. в ИЯФ метод резонансной поляризации [3]. Применяется данная система для прецизионного измерения энергии на коллайдере ВЭПП-4М.

В рамках работ по усовершенствованию «лазерного поляриметра» планируется установить новый координатный детектор. Для выполнения данной задачи было решено использовать GEM-детекторы [4]. В ИЯФ существует возможность изготовления таких детекторов с использованием GEM-

электродов, производимых в CERN. Таким образом, возникает необходимость в исследовании новых моделей GEM-детекторов.

Целью данной работы являлось создание и исследование характеристик GEM-детектора для установки «лазерный поляриметр». Понимание физических процессов работы детектирующей системы, организацию модуля сбора данных, а также особенностей 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 электронных умножителей и основных схем GEM-детекторов
- Определение основных параметров, влияющих на коэффициент усиления детектора
- Установка, настройка и управление механизацией детектора
- Создание и отладка системы сбора и обработки данных.
- Проведение экспериментов на выведенном пучке, в ходе которых исследованы физические характеристики детектора
- Обработка и анализ полученных данных

2. Поляризационные эффекты и их применение для определения энергии пучка

2.1. Радиационная поляризация

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

$$U = -(\vec{\mu}, \vec{H}). \quad (2.1)$$

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

$$n_{\uparrow\downarrow} = \frac{15 + 8\sqrt{3}}{30} \approx 0.962 \quad (2.2)$$

$$n_{\uparrow\uparrow} = \frac{15 - 8\sqrt{3}}{30} \approx 0.038 \quad (2.3)$$

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

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

$$\mathcal{P} = G\zeta_0(1 - e^{-t/\tau_p}), \quad (2.4)$$

где G – деполяризующий фактор, $\zeta_0 = 8/(5\sqrt{3})$ – максимально достижимое значение поляризации пучка. τ_p есть время поляризации, которое зависит от параметров ускорителя (радиуса орбиты R и энергии E). Полное выражение для него получили Соколов и Тернов:

$$\tau_p = \left[\frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{e^2 \hbar}{m_e^2 c^2 R^3} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^5 \right]^{-1} \propto \frac{1}{E^5} \quad (2.5)$$

Время поляризации обратно пропорционально пятой степени энергии. Например, в ВЭПП-4М на энергии 4 GeV время поляризации — величина порядка часа.

2.2. 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:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = [\vec{\Omega}, \vec{S}], \quad (2.6)$$

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

$$\vec{\Omega} = -\left(\frac{q_0}{\gamma} + q'\right)\vec{H} + \frac{\gamma}{\gamma+1}q'(\vec{v}, \vec{H})\vec{v} - \left(\frac{q_0}{\gamma+1} + q'\right)[\vec{\mathcal{E}}, \vec{v}]. \quad (2.7)$$

Здесь q_0 и q' соответственно нормальная и аномальная части гиромагнитного отношения, γ — 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 2.6 принимает вид:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = -\left(\frac{q_0}{\gamma} + q'\right)[\vec{H}, \vec{S}]. \quad (2.8)$$

Если выразить ведущее поле через частоту обращения пучков как:

$$\vec{H} = \frac{\gamma mc}{e} \omega_r \vec{n}_H. \quad (2.9)$$

Подставим 2.9 в 2.8 и проведем серию математических преобразований чтобы получить выражение для частоты прецессии спина:

$$\omega_s = \omega_r \left(\frac{q'}{q_0} \frac{E}{mc^2} + 1 \right). \quad (2.10)$$

Если измерить ω_s и ω_r , то можно определить энергию электрона E т.к. остальные константы в выражении 2.10 известны. ω_r можно найти разными способами: прямым измерением с помощью рiскур-станций, по частоте ускоряющего поля в резонаторе и т.д. Однако, определение ω_s является весьма нетривиальной задачей.

Один из методов, с помощью которого можно косвенно измерить ω_s по регистрации резонансной деполяризации предварительно поляризованного пучка частиц, был разработан в ИЯФ СО РАН в 1974 г. и детально описывается в [6]. Идея метода заключается в воздействии на пучок переменного электромагнитного поля определенной частоты. Если выполняется резонансное условие:

$$\omega_s = k\omega_r \pm \omega_d, \quad (2.11)$$

где ω_d – частота электромагнитного поля, то исходная поляризация пучка нарушается. Это можно определить любым поляризационно чувствительным методом. Проводя сканирование по ω_d и фиксируя момент деполяризации, можно определить ω_s .

Приведем оценку точности данного метода. Для этого определим какова точность определения параметров, входящих в выражение 2.10:

- $\frac{\delta(q'/q_0)}{q'/q_0} = 2.24 \cdot 10^{-10}$ [7]
- $\frac{\delta(mc^2)}{mc^2} = 6.06 \cdot 10^{-9}$ [7]
- $\frac{\delta(\omega_r)}{\omega_r} = 10^{-10}$

Можно заметить, что точность определения массы электрона вносит наибольший вклад в точность измерения энергии. Физическое ограничение для $\delta E/E$ устанавливается на уровне 10^{-8} . Измерения, использующие метод резонансной деполяризации, являются на данный момент самыми точными в мире.

2.3. 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 — Тушековское 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 Тушековского или внутрисгусткового рассеяния широко используются на малых энергиях ($E < 2$ GeV). Из-за того, что измеряемый эффект обратно пропорционален четвертой степени энергии пучка, то в области Υ —резонанса его применение является малоэффективным.

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. Изменяя направление поляризации (используя например левоциркулярные и правоциркулярные лазерные пучки), можно регистрировать рассеяние преимущественно в верхнюю или нижнюю полуплоскость (См. Рис. 2.1). Т.к. поляризация электронов вертикальная, следовательно в системе существует выделенное направление. В таком случае величина измеряемого эффекта определяется формулой:

$$\Delta y = \frac{\hbar \omega_0}{2m_e c^2} \mathcal{P} \Delta V L, \quad (2.12)$$

где ω_0 – частота падающего фотона, \mathcal{P} – поляризация электронного пучка, ΔV – разница стоксовских параметров для циркулярно поляризованного пучка фотонов, L – расстояние от точки взаимодействия до точки регистрации рассеянного фотона. При деполяризации электронного пучка $\mathcal{P} = 0$, следовательно вертикальная асимметрия рассеяния фотонов пропадает. Чтобы это зарегистрировать, необходим координатный детектор с достаточным разрешением. В нём эффект деполяризации будет выглядеть как слияние двух отдельных пятен, расположенных друг над другом, в одно пятно.

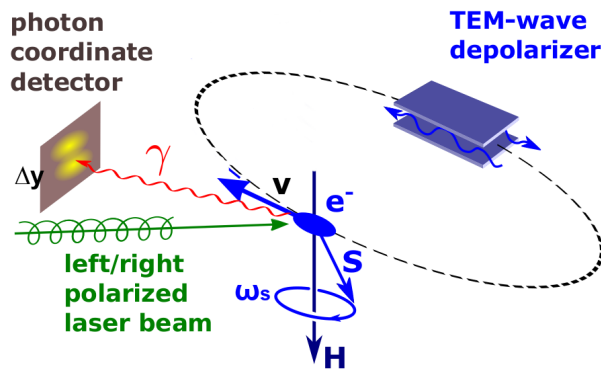


Рис. 2.1. Принципиальная схема установки по регистрации поляризации электронного пучка. Пучок заряженных частиц (электронов) облучается циркулярно поляризованными фотонами. Происходит обратное комптоновское рассеяние фотонов на электронах, в результате чего образуются высокоэнергетичные (до 1 GeV) гамма-кванты, которые регистрируются координатным детектором. Измеряемый эффект есть вертикальное расстояние (Δy) между центрами пятен, полученных от право и левоциркулярных фотонов.

2.4. Оценки измеряемого эффекта и точности определения поляризации

«Лазерный поляриметр» коллайдера ВЭПП-4М имеет следующие параметры: $\omega_0 = 547 \text{ нм}$, $L = 40 \text{ м}$, $\Delta V = 2$. Подставив их в формулу 2.12, можем получить оценку измеряемого эффекта Δy , 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 дает в $1/\sqrt{N}$, чем одиночное измерение. Стоит заметить, что координатное разрешение детектора в данном случае может быть и больше величины эффекта, но определение среднего по выборке даст требуемую точность.

Чтобы оценить погрешность определения энергии обратим внимание непосредственно на сам процесс измерения. Определим переменные задачи: скорость сканирования по энергии – \dot{E} , суммарная статистика – N за время T , а размер пятен от фотонов разной поляризации – σ_y . Оценки последней величины дают значение $\sigma_y = 0.1 \text{ мм}$. Погрешность измерения Δy можно выразить следующим образом:

$$\delta(\Delta y) = \sqrt{(\delta y_{up})^2 + (\delta y_{down})^2} = \frac{\sqrt{2}\sigma_y}{\sqrt{N/2}}, \quad (2.13)$$

где δy_{up} и δy_{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. 2.2 представлено измерение энергии в области τ -лептона, проведенное с использованием предыдущей системы регистрации рассеянных электронов.

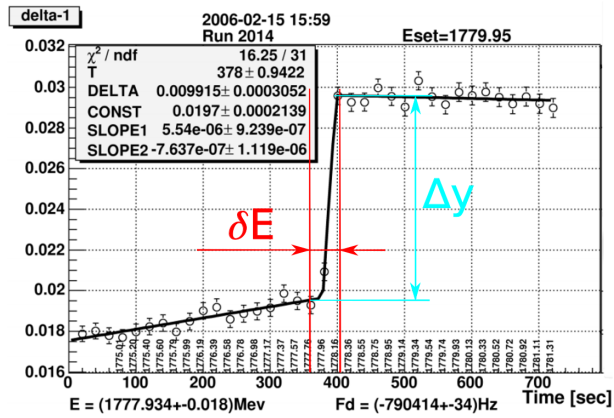


Рис. 2.2. График измерения абсолютного значения энергии. δE есть искомая ошибка определения энергии, а Δy – измеряемый эффект.

Определим погрешность измерения энергии как:

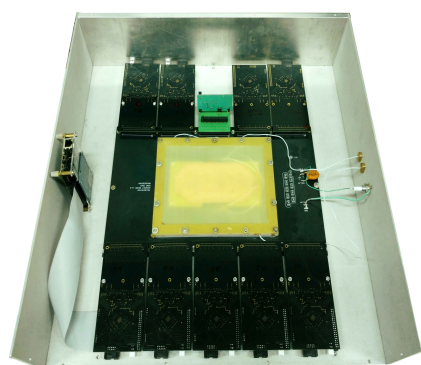
$$\delta(E) = \dot{E} \delta t = \frac{\delta(\Delta y)}{\Delta y} T \dot{E} = \frac{2\sigma_y}{\sqrt{N} \Delta y} \sqrt{T} \dot{E} \quad (2.14)$$

Видим, что δE 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 можно обеспечить ток в 10 мА. Это значит, что при успешной регистрации даже 10 % фотонов на частоте 4 kHz можно минимум на порядок уменьшить ошибку определения абсолютной энергии пучка против устаревшей схемы, где детектировались лишь единичные фотоны на частоте 2 kHz.

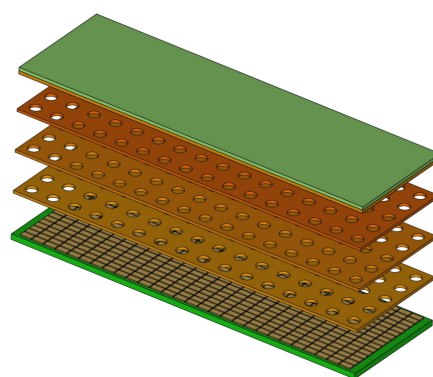
3. Исследование прототипа детектора для установки «Лазерный поляриметр»

3.1. Конструкция детектора

Для регистрации одиночных гамма-квантов, полученных обратным комптоновским рассеянием на пучках электронов, был спроектирован и изготовлен прототип детектора, использующего ГЭУ 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 и считывающую структуру, а также разъемы для подключения десяти front-end плат.

Электроды ГЭУ укреплены на рамках из 1.5 мм СТЭФ над считывающей 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 считывающей структуры (Рис. 3.2), которая позволяет регистрировать события с высокой множественностью. Это является критическим параметром для «Лазерного поляри-

метра» т.к. возможность регистрации каждого из них существенно увеличит статистику и, тем самым, повысит точность измерения энергии.

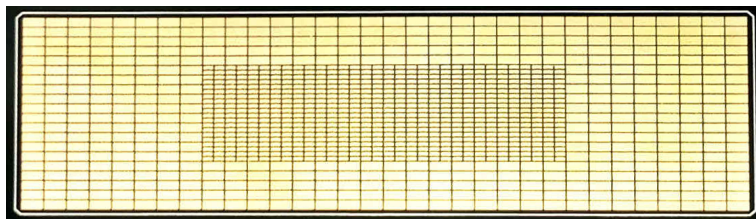


Рис. 3.2. Считывающая структура детектора выполнена в виде отдельных прямоугольных металлических площадок. В центральной области размер площадки 1×2 мм, в периферийной области — 2×4 мм. Всего на плате 1120 каналов

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 считывающей платой реализована возможность получения усредненных данных о пьедесталах, которые затем записываются в отдельный файл формата TXT. На Рис. 3.3 представлены гистограммы для пьедесталов одной считывающей платы.

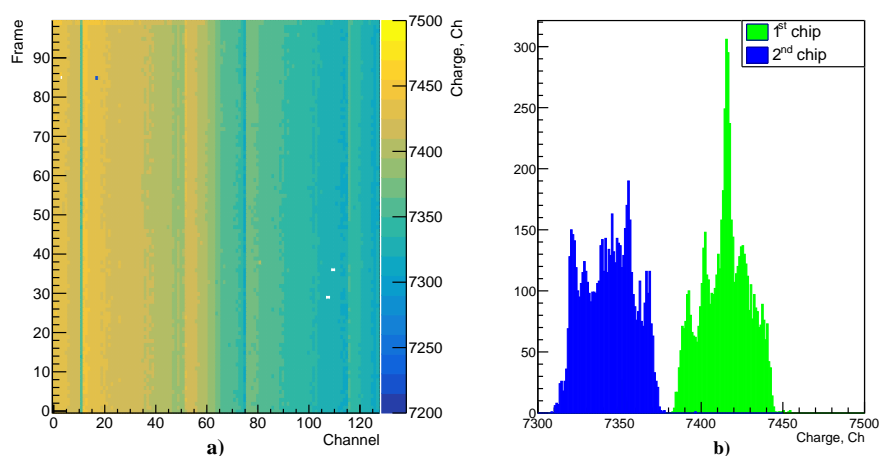


Рис. 3.3. а): Карта пьедесталов АЦП. По горизонтальной оси обозначены номера каналов одной группы (Channel). По вертикальной оси — кадры (Frame). Значения заряда показаны на цветовой шкале и лежат в пределах 7200–7500 каналов АЦП (Ch). б): Распределение заряда по каналам для первого и второго чипа считывающей 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 TXT-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 pipeline 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 занулять 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 и есть кластеры. Заряд в них экспоненциально убывает со временем. Для анализа же требуется только значение с первого кадра, где наблюдается превышение уровня заряда над фоном.

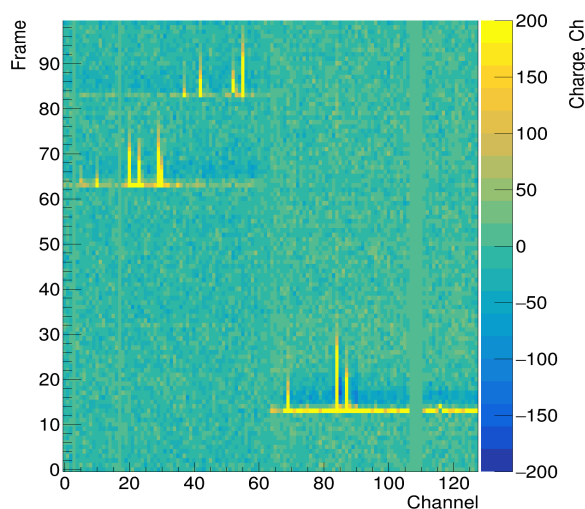


Рис. 3.4. Вид сигнального события. Регистрировались 2.2 MeV электроны источника $Sr - 90$. По вертикальной оси отложены кадры, по горизонтальной - канал. Цвет показывает значение заряда в конкретном канале и кадре. В данном событии зафиксировано три кластера (два в первом чипе и один во втором)

Заряд кластера является ключевой характеристикой при определении коэффициента усиления детектора. Поэтому 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 элементов на плате, а так же необходимостью проверки работоспособности её электрических соединений.

	1	2	3	4	5	6	7	8											
1	4	11	24	31	44	51	71	80											
2	1	10	21	30	41	50	70	77											
3	3	16	23	36	43	56	72	83											
4	2	13	22	33	42	53	69	82											
5	8	15	28	35	48	55	75	84											
6	5	14	25	34	45	54	74	81	91	94	100	101	111	114	120	121	6		
7	7	20	27	40	47	60	76	87	90	96	97	107	110	116	117	127	7		
8	6	17	26	37	46	57	73	86	92	93	103	106	112	113	123	126	8		
9	12	19	32	39	52	59	79	88	89	99	102	108	109	119	122	128	9		
10	9	18	29	38	49	58	78	85	95	98	104	105	115	118	124	125	10		
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16			

(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	128	1						
2	4	11	24	31	44	51	78	85	98	105	118	125	2						
3	2	13	22	33	42	53	76	87	96	107	116	127	3						
4	3	16	23	36	43	56	73	86	93	106	113	126	4						
5	5	14	25	34	45	54	75	84	95	104	115	124	5						
6	8	15	28	35	48	55	74	81	94	101	114	121	6						
7	6	17	26	37	46	57	72	83	92	103	112	123	7						
8	7	20	27	40	47	60	69	82	89	102	109	122	8						
9	9	18	29	38	49	58	71	80	91	100	111	120	9						
10	12	19	32	39	52	59	70	77	90	97	110	117	10						
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12							

(б) 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 (128×100), а затем в соответствии с картой каналов данные из него перегружаются в трехмерный массив ($12 \times 10 \times 100$), первые две координаты массива соответствуют координатам считывающей структуры. Восемь каналов: $60 \div 67$ не используются, и входы АЦП, соответствующие им, не подключены к считывающей 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 возрастет 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.

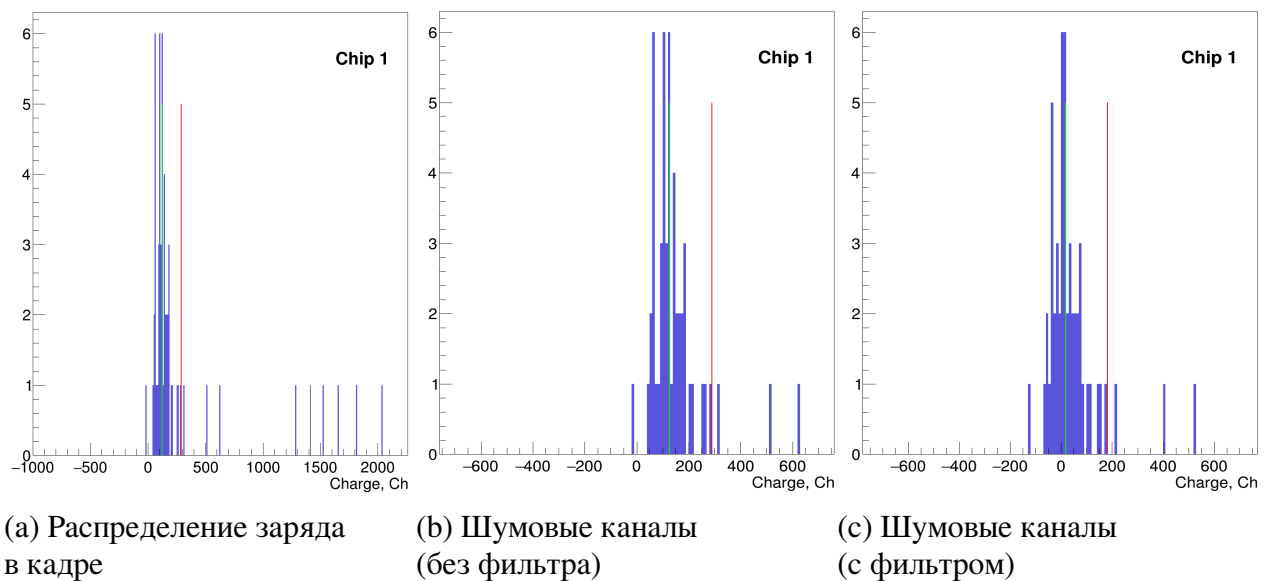


Рис. 3.6. Распределение заряда в сигнальном кадре. Красная вертикальная линия показывает среднее значение по распределению. Зеленая – медиану распределения. Медиана дает более точную оценку среднего по шумам, что позволяет сделать поправку и сместить средний уровень кадра к нулю.

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. 3.6b 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 активно разрабатывается. Поэтому система имеет ограниченный функционал: регистрирует только один кластер в событии. Это происходит

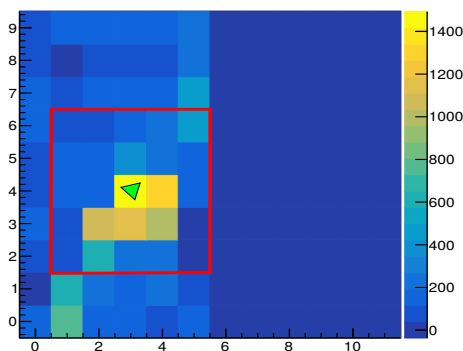


Рис. 3.7. Сигнальное событие. По вертикали и горизонтали отложены условные координаты считывающих площадок. Цвет соответствует заряду в конкретном канале. Площадка с максимальным зарядом помечена зеленым треугольником, вокруг неё имеются каналы желтого цвета – кластер. Окрестность, из которой будет производиться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

в два этапа: сначала определяется канал и кадр с максимальным значением заряда после этого генерируется окрестность в виде квадрата размером 5×5

считывающих площадок, по которым происходит суммирование значений заряда, если в конкретном канале его значение превышает шум. Последняя величина была дополнительно определена как уровень шумов – параметр σ из аппроксимации гауссовой функцией распределения по заряду шумовых каналов, умноженный на масштабный коэффициент (в данном случае 5), которым можно регулировать избирательность алгоритма. Подробнее о шумах можно узнать из пункта 4.1

4. Исследование физических характеристик детектора для «Лазерного поляриметра»

4.1. Определение уровня шумов детектора

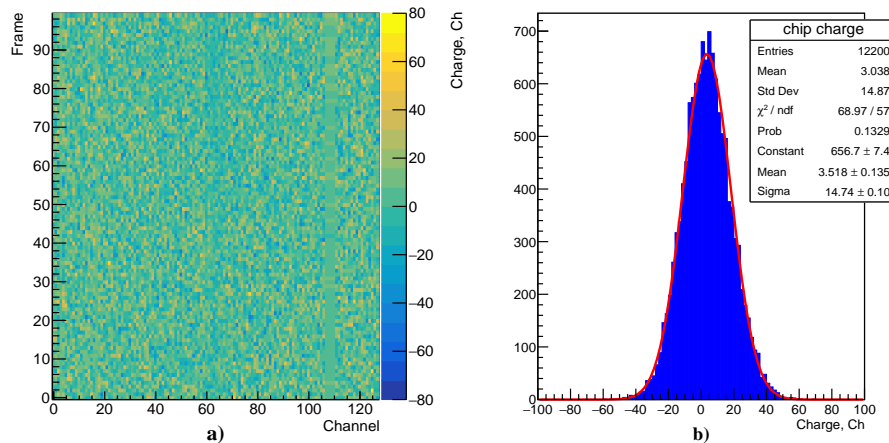
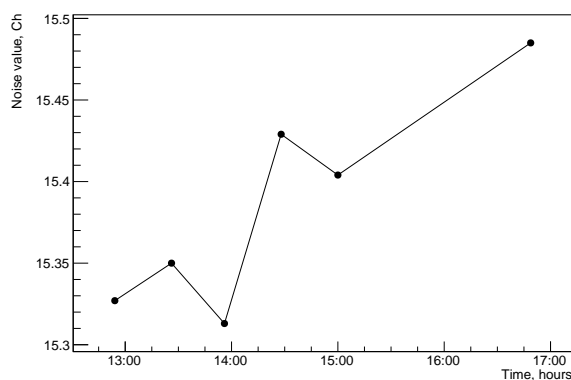


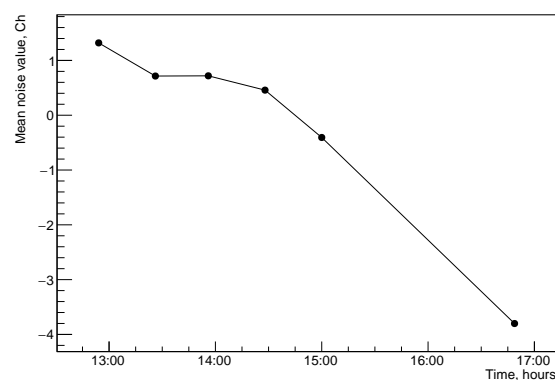
Рис. 4.1. а): Вид шумового события после вычитания пьедестала б): Распределение заряда в шумовом событии

Рис. 4.1 показывает вид одного шумового события и распределение заряда в кадрах и каналах. Важным значением, которое можно извлечь уже из одного шумового события является уровень шумов. Его можно определить как корень из дисперсии распределения на Рис. 4.1 б). Шумы в данном эксперименте составили ≈ 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. Чтобы определить, временной дрейф уровня среднего значения шумов, нами были Его результаты показали, что уровень шумов со временем меняется незначительно (Рис.4.2.)

Относительное изменение уровня шума за 4 часа составило 0.01σ , а дрейф среднего значения – 0.33σ . Установившееся значение уровня шумов



(а) Уровень шумов



(б) 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.

скорее всего зависит от температурного дрейфа электроники. Это является отдельной довольно обширной темой и в данной работе рассматриваться не будет. Однако, необходимы дополнительные долговременные эксперименты, которые смогут показать, каков максимально достижимый уровень шумов системы и насколько сдвигаются нулевые значения АЦП. Тем не менее, промежуточные результаты показали, что для «Лазерного поляриметра» это не является критичным.

4.2. Определение коэффициента усиления

При исследовании новой модели детектора необходимо различными методами проверить правильность работы, как ускоряющей структуры, так и считывающей 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, ρ – плотность вещества, T – кинетическая энергия электронов, I – энергия образования ион–электронной пары, $f_{corr}(\beta)$ – функция, которая содержит поправки в случае $\beta \sim 1$. Параметры A, Z, ρ 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 26eV. 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:

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

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:

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

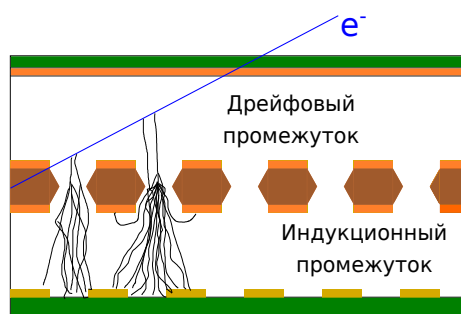
где $j = 0.2$, а параметр ξ задается формулой:

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

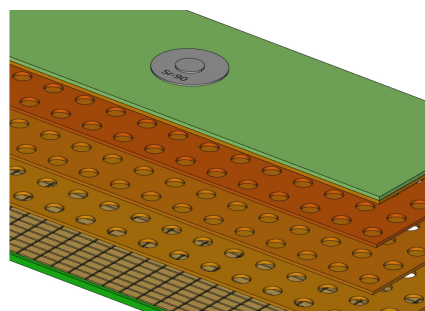
где r_0 – классический радиус электрона, N_A – число Авогадро. Оценка наиболее вероятных потерь в дрейфовом промежутке дает значение $\Delta_p = 685$ eV, а наиболее вероятное количество электронов $[N_e] = 26$, что на самом деле довольно близко к среднему значению.

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. Первичная ионизация из дрейфового промежутка попадает в ускоряющую структуру, где происходит образование электронных лавин и инжекция заряда в индукционный промежуток. Далее заряд кластеров регистрируется считывающей структурой.



(а) Процесс образования лавины от первичной ионизирующей частицы



(b) Расположение источника относительно ускоряющей структуры

Рис. 4.3. Схема проведения эксперимента по определению коэффициента усиления детектора.

4.2.2 Обработка и анализ полученных данных

4.2.3 Результаты

4.3. Определение эффективности регистрации

4.4. Определение пространственного разрешения

5. Предел Рейтера и его зависимость от электрического поля в индукционном промежутке

5.1. Определение предела Рейтера

Существенным параметром, который необходимо принимать во внимание при изготовлении детектора для маленьких нагрузок, является коэффициент усиления. В случае с детекторами, построенными с использованием ГЭУ, существует две основных схем достижения высоких коэффициентов усиления:

- **Одноэлектродная схема:** использование одного электрода под напряжением, близким к предельному.
- **Многоэлектродная схема:** использование каскада последовательно расположенных электродов с более низкими, по сравнению с одноэлектродной схемой, напряжениями на них.

На первый взгляд, многоэлектродная схема может обеспечить гораздо большие коэффициенты усиления. Однако существует физический предел на максимальное количество заряда в электронной лавине, называемый пределом Рейтера. Если суммарный заряд (первичная и вторичная ионизация) превышает значение этого предела, то вероятность возникновения электрического разряда резко возрастает. Это объясняется тем, что в данном режиме количество электрон-ионных пар экспоненциально растет с увеличением электрического поля в промежутке. Предел Рейтера зависит от количества первичной ионизации, типа газовой смеси, а также от геометрии разрядного промежутка. В случае с параллельным промежутком диапазон значений составляет [8]

$$Q_{max} = 10^6 \div 10^7 e^- . \quad (5.1)$$

Суммарный заряд в лавине можно определить как:

$$Q_{max} = N_e k_{max}(N_e), \quad (5.2)$$

где N_e — количество электронов первичной ионизации, $k_{max}(N_e)$ — максимальный коэффициент усиления при данном количестве электронов. Т.к. предполагается, что Q_{max} — постоянное значение, максимальный коэффициент усиления в случае одного электрона может достигать значений $> 10^6$.

Возможно существует ещё один параметр, который может влиять на значение предела Рейтера - напряжённость электрического поля в промежутке между электродами детектора вставить ссылку. Нами было решено проверить данную зависимость т.к. она потенциально может дать ответ на вопрос о том, какая схема детектора обеспечивает наибольший коэффициент усиления, а также является наиболее надёжной. Под надёжностью понимается величина, дополнительная к вероятности возникновения пробоя при заданных параметрах эксперимента: конфигурации детектора и характеристик источника ионизации.

Идея проверки заключалась в следующем: в параллельный промежуток инжектировались электроны первичной ионизации. Если существует зависимость предела Рейтера от приложенного к параллельному промежутку поля, то также существует зависимость критического тока анода от поля между электродами. Пусть $k(N_{e1}, E)$ есть коэффициент усиления в индукционном промежутке, зависящий от количества частиц первичной ионизации и электрического поля в промежутке. Тогда количество заряда, образуемое в нем, можно выразить как:

$$Q(E) = N_{e1} k(N_{e1}, E). \quad (5.3)$$

При увеличении поля эта величина приближается к Q_{max} . Регистрируемый анодный ток I пропорционален $Q(E)$. Для данного значения N_{e1} можно определить максимальное значение поля в промежутке, при котором возникает

разряд по резкому возрастанию анодного тока:

$$I_{max1} \propto Q_{max}(N_{e1}, E) \quad (5.4)$$

Теперь проведем аналогичное измерение для другого значения количества первичной ионизации N_{e2} . В соответствии с уравнениями 5.3 и 5.2 и при отсутствии какой-либо зависимости от поля максимальное значение анодного тока не должно измениться, но разряд наступит при отличном от первого эксперимента значении электрического поля. Если же наблюдается зависимость Q_{max} от поля, тогда изменится и максимальный ток, при котором происходит разряд.

Для проведения экспериментов был создан тестовый образец детектора, схему которого можно видеть на Рис.???. Он состоит из четырёх основных элементов: катодного электрода, усиливающего ГЭУ, инжектирующего ГЭУ и анодного электрода-коллектора. Принцип работы детектора следующий:

1. В дрейфовом промежутке с помощью внешнего радиоактивного источника создаётся первичная ионизация.
2. Под действием дрейфового поля электроны ионизации устремляются к усиливающему ГЭУ.
3. При прохождении через ГЭУ количество электронов увеличивается в зависимости от приложенного на него напряжения. Так обеспечивалась изменение "эффективной активности" источника.
4. Электроны вторичной ионизации проникают через инжектирующий ГЭУ в индукционный промежуток.
5. В индукционном промежутке происходит образование электронных лавин, которые попадают на электрод-коллектор.

6. По току с коллектора можно определить пробой и зафиксировать значения первичной ионизации в индукционном промежутке и электрического поля.

5.2. Изготовление детектора

Рассмотренная выше схема была применена при конструировании тестового детектора. Сначала из СТЭФ толщиной 1.5 мм были изготовлены рамки для размещения на них электродов ГЭУ. Чтобы обеспечить большую прозрачность для катодного электрода использован фольгированный СТЭФ толщиной 0.5 мм. Между катодом и усилительным ГЭУ расстояние составило 1.5 мм, между усилительным и инжектирующим ГЭУ — 2 мм. Размер параллельного промежутка был 1.5 мм.

Усилительный ГЭУ изготовлен из полиимидной плёнки толщиной 50 мкм, покрытой с двух сторон 5 мкм слоем меди. Размер отверстий — 70 мкм, шаг — 140 мкм [2]. Инжектирующий ГЭУ с целью увеличения прозрачности был использован с большим размером отверстий *Каким???*. Каждый электрод сначала приклеивался на рамку с помощью эпоксидной смолы. После этого рамки собирались вместе и проклеивались смолой на стыкующихся поверхностях и снаружи для обеспечения герметичности. Рабочий газ подводился по фторпластовым трубкам, которые были закреплены в нижней и верхней рамках.

Считывающая структура представляла собой пластину фольгированного СТЭФ, размещаемую под инжектирующим ГЭУ. Параллельный промежуток составляли нижний электрод инжектирующего ГЭУ и электрод-коллектор. Для уменьшения влияния статических электрических полей на детектор, он был помещён в корпус из алюминия, имеющий высоковольтные разъёмы типа LEMO для питания электродов и патрубки для подачи и отвода рабочего газа.

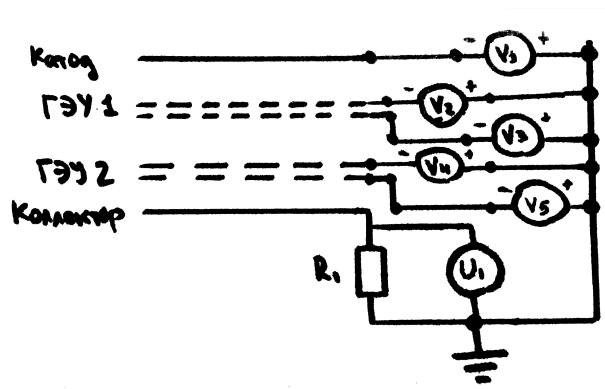


Рис. 5.1. Принципиальная электрическая схема детектора для проверки предела Рейтера. (Я её перерисую в редакторе)

Схему детектора можно видеть на Рис.5.1. Напряжение на каждый электрод подавалось с отдельного источника питания ($V_1 - V_5$), что обеспечивало гибкую настройку системы. Ток с электрода-коллектора протекал через резистор R_1 , падение напряжения на котором регистрировалось милливольтметром U_1 .

5.3. Проведение эксперимента

Для создания первичной ионизации в дрейфовом промежутке использовался источник с радиоактивным изотопом ^{109}Cd активностью $2 \cdot 10^7$ Бк, который излучает преимущественно рентгеновские фотоны с энергией 88 keV. Источник помещался сверху на катодную пластину детектора. Затем на электроды подавалось высокое напряжение чтобы обеспечить инжекцию заряда без предварительного умножения в параллельный промежуток. Активность источника была достаточной, чтобы зафиксировать ионизационный ток по падению напряжения на добавочном сопротивлении помощью цифрового милливольтметра. После того, как был получен требуемый уровень ионизации, проводилось измерение зависимости ионизационного тока от электрического поля в индукционном промежутке до момента пробоя, который легко определялся по скачку тока на нижнем электроде инжектирующего ГЭУ. Напряжения на ГЭУ и поле дрейфового промежутка при этом оставались постоянными.

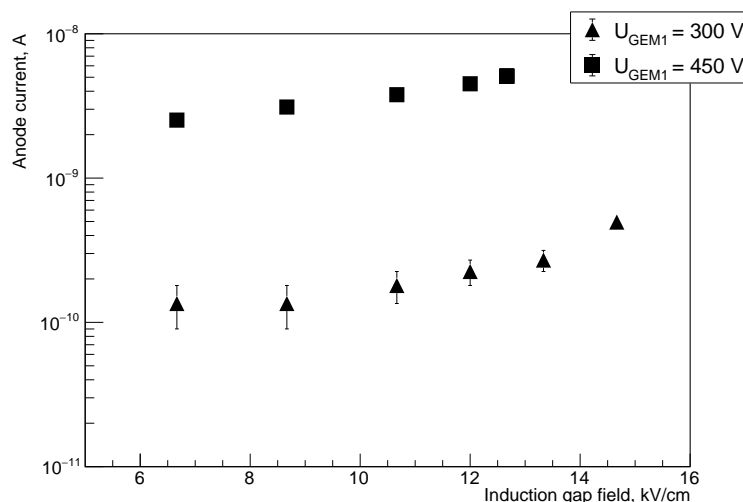


Рис. 5.2. Зависимость тока с электрода-коллектора от поля в индукционном промежутке. Напряжение на ГЭУ1 определяет количество частиц первичной ионизации.

НЫМИ.

Далее необходимо было увеличить инжекцию заряда в параллельный промежуток. Для этого напряжение ускоряющем ГЭУ поднималось при сохранении остальных напряжений постоянными. Затем повторялось сканирование по полю в индукционном промежутке до достижения пробойного предела.

5.4. Результаты

Первые эксперименты показали, что критическое напряжение, при котором начинаются пробои, действительно зависит от поля в индукционном промежутке. На Рис. 5.2

При различных количествах первичной ионизации, которые устанавливались коэффициентом усиления на ГЭУ1, было замечено, что частые ($> 1\text{ Hz}$) пробои наступали при различных значениях поля в индукционном промежутке.

Теперь представим, что у меня есть данные со второй серии экспериментов по пределу Рейтера

Для более детального изучения зависимости пробойного предела от элек-

трического поля в параллельном промежутке была проведена ещё одна серия экспериментов, в которой измерения проведены в большем количестве точек по количеству первичной ионизации.

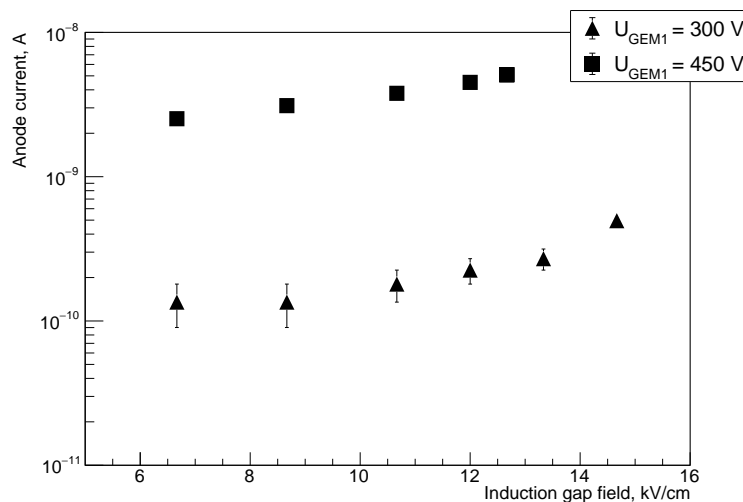


Рис. 5.3. Вторая серия экспериментов по определению зависимости пробойного предела от поля в параллельном промежутке. Напряжение на ГЭУ1 определяет количество частиц первичной ионизации.

Результаты показывают, что поле в индукционном промежутке убывает по закону *какому?* при увеличении инжектируемого в промежуток заряда. Таким образом, выявлена зависимость предела Рейтера от поля в индукционном промежутке. Более того, данный факт статистически подтвержден: *возможно, что стоит какие-нибудь стат. тесты проверить на этих данных.* Данный результат показывает, что применение схем с несколькими электродами более надежно т.к. тогда напряжение на каждом из них удастся снизить, тем самым уменьшить вероятность пробоя.

Литература

- [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] А.Д. Букин, Я.С. Дербенев, др. Кондратенко А.М. и. Препринт № 75-64 ИЯФ СО АН СССР. 1975.
- [4] Development of high-resolution GEM-based detector for the extracted electron beam facility at the VEPP-4M collider / V.Bobrovnikov, V.Kudryavtsev, L.Shekhtman [и др.]. 2017.
- [5] Соколов А. А., Тернов И. М. О поляризационных и спиновых эффектах в теории синхротронного излучения. 1963.
- [6] Метод абсолютной калибровки энергии пучков. Измерение массы Φ мезона. / А. Д. Букин, Я. С. Дербенёв, А. М. Кондратенко [и др.] // Высокие энергии и элементарные частицы. Дубна. ОИЯИ. 1975. с. 138.
- [7] Review of Particle Physics / M. Tanabashi, K. Hagiwara, K. Hikasa [и др.] // Phys. Rev. D. 2018. Aug. T. 98. с. 030001.
- [8] Peskov V., Fonte P. Research on discharges in micropattern and small gap gaseous detectors. 2019.