

Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И.Алиханова»
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»

На правах рукописи

Султанов Ришат Ильфатович

**Разработка конструкции времяпролетного детектора
и поиск оптимального сопротивления плавающего
электрода РППК для работы в условиях высокой
загрузки в эксперименте СБМ**

Специальность 01.04.01 —
«Приборы и методы экспериментальной физики»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Акиндинов Александр Владимирович

Москва — 2020

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Эксперимент СБМ	16
1.1 Физическая программа эксперимента СБМ	16
1.2 Описание эксперимента СБМ	20
1.2.1 Трековая система - STS	22
1.2.2 Вершинный детектор - MVD	23
1.2.3 Детектор колец черенковского излучения - RICH	23
1.2.4 Мюонная система - MUCH	24
1.2.5 Детектор переходного излучения - TRD	25
1.2.6 Детектор времени пролета - TOF	26
1.2.7 Электромагнитный калориметр (ECAL)	26
1.2.8 Передний калориметр (PSD)	27
1.2.9 Система сбора и фильтрации данных	27
Глава 2. Физика работы газоразрядных счетчиков	29
2.1 Методы измерения времени пролета заряженных частиц	29
2.2 Режимы работы газовых детекторов	31
2.3 Развитие сигнала в плоских камерах	35
2.3.1 Формирование лавины	35
2.3.2 Стримеры	37
2.3.3 Сигнал камеры	38
2.4 Газовая смесь	40
2.5 Рабочие характеристики плоских камер	41
2.5.1 Эффективность	41
2.5.2 Временное разрешение	42
2.6 Улучшение загрузочной способности РППК	43
2.7 Основные материалы и виды конструкции РППК	45
2.7.1 Требования к материалам	45
2.7.2 Основные виды конструкции	47

Глава 3. Устройство керамических РППК	50
3.1 Измерение сопротивления электродов на основе керамики Si_3N_4/SiC	51
3.2 Электроды на основе керамики Al_2O_3	54
3.3 Конструкция камеры	55
3.3.1 Количество и размер зазоров	56
3.3.2 Параллельный съем заряда	56
3.3.3 Канавки в форме Роговского	58
3.4 Изготовление и контроль качества электродов	59
3.5 Радиационные испытания	64
3.6 Газовая смесь	65
3.7 Вычисление загрузки детектора BFТС и определение оптимальной гранулярности	66
Глава 4. Пучковые испытания керамических РППК	71
4.1 Тестовый модуль	71
4.2 Электронный пучок	72
4.2.1 Стартовый сигнал	75
4.2.2 Одноэлектронный режим	76
4.2.3 Экспериментальная установка	76
4.2.4 Профиль пучка	78
4.2.5 Оценка плотности потока частиц	80
4.3 Адронный пучок	80
4.4 Анализ экспериментальных данных	82
4.4.1 Событие	83
4.4.2 Эффективность	84
4.4.3 Временное разрешение	85
4.4.4 Корректировки	86
4.5 Результаты пучковых испытаний	87
4.5.1 Измерения камер размером $5 \times 5 \text{ см}^2$	88
4.5.2 Измерения камер размером $2 \times 2 \text{ см}^2$	90
4.5.3 Загрузочные кривые	92
4.6 Измерение перекрестных наводок	96
4.7 Выводы	98

Заключение	99
Список литературы	101
Список рисунков	108
Список таблиц	114

Введение

Хорошо известно, что вещества могут пребывать в различных агрегатных состояниях, называемых фазовыми. При определенных внешних условиях, таких как температура или давление, фазовое состояние вещества меняется. Часто такой переход сопровождается значительными изменениями физических свойств вещества, например, его механических свойств, пропускание света или электрической проводимости. Наименее изученным фазовым переходом является процесс, происходящий при экстремально высоких температурах и давлении, когда, как ожидается, начинают проявляться фундаментальные степени свободы сильного взаимодействия и происходит переход из материи, состоящей из связанных барионов и мезонов, в состояние свободных кварков и глюонов – кварк глюонной плазмы (КГП). Считается, что такие условия имеются в недрах нейтронных звезд, а также были на раннем этапе зарождения вселенной, когда ее возраст составлял ~ 10 мкс [1]. Теорией квантовой хромодинамики (КХД) предсказывается, что переход в фазу КГП происходит при энергиях порядка $\Lambda \approx 200$ МэВ, сопровождающийся явлением деконфаймента – разрывом связей между кварками в составе барионов и мезонов [2]. Изучение возможных фазовых состояний сильновзаимодействующей материи является главной задачей многих научных исследований во всем мире. Фазовая диаграмма сильновзаимодействующей материи является одним из главных предметов исследований в современной ядерной физике. Понимание фундаментальных свойств материи поможет ответить на вопросы: что такое конфаймент кварков, как формируется масса адронов (а, следовательно, и всех веществ), что происходило на ранних этапах эволюции вселенной и почему материя стала преобладать над антиматерией.

В лабораторных условиях очень плотная ядерная материя может быть создана в столкновениях релятивистских тяжелых ионов. В таких столкновениях плотность барионов и температура зависят от интенсивности взаимодействий и энергии пучка. Крупнейшими экспериментами, изучающими ион-ионные столкновения, являются Большой адронный коллайдер (ЛНС) в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН, Женева, Швейцария) и Коллайдер релятивистских тяжёлых ионов (RHIC) в Брукхейвенской национальной лаборатории (штат Нью-Йорк, США). При энергиях, используемых в этих экспериментах,

вещество изучается при очень высоких температурах и ничтожно малых плотностях барионов [3, 4]. Ожидается, что при больших барионных плотностях и более низких температурах фазовая диаграмма КХД имеет богатую структуру, включающую в себя, например, область фазового перехода первого рода между адронным и партонным веществом, заканчивающуюся в критической точке, а также экзотические фазы в области высокой плотности [4]. Нахождение новых состояний вещества и условий их возникновения стало бы прорывом в нашем понимании сильного взаимодействия и, следовательно, находится в центре внимания различных программ исследований тяжелых ионов с высокой энергией.

Строящийся эксперимент СБМ (Compressed Barionic Matter - Сжатая барионная материя) в исследовательском центре FAIR (Дармштадт, Германия) будет играть уникальную роль в исследовании фазовой диаграммы КХД в области высокой плотности барионов, поскольку он разрабатывается для работы с беспрецедентной частотой ион-ионных взаимодействий. Целями эксперимента СБМ при энергиях взаимодействий 2.7 – 4.9 ГэВ на нуклон являются: поиск границ фазовых состояний сильновзаимодействующего вещества при больших значениях барионного химического потенциала ($\mu_B > 500$ МэВ), поиск эффектов восстановления киральной симметрии и изучение уравнения состояния при высокой плотности вещества.

Максимальные плотности барионов ожидаются в ион-ионных столкновениях при энергиях пучка от 10 до 40 ГэВ/нуклон. Исследования будут в первую очередь направлены на поиск признаков образования новых состояний материи, а именно:

- изменения свойств адронов в плотной среде;
- свидетельств фазового перехода, деконфайнмента, при высокой плотности барионов;
- критической точки, которая точно укажет на границу областей фазовых состояний;
- экзотических состояний материи, таких как конденсаты странных частиц.

Подход эксперимента СБМ в достижении перечисленных целей заключается в одновременном измерении наблюдаемых величин, чувствительных к высокой плотности и фазовым переходам. В частности, исследовательская программа ориентирована на изучение:

- короткоживущих легких мезонов (например, ρ -мезона), которые распадаются на электрон-позитронные пары. Эти пробы, пролетающие область взаимодействия насквозь, несут неискаженную информацию о ранней стадии взаимодействия;
- странных частиц, в частности барионов и анти-барионов, содержащих более одного странного или анти-странного кварка, так называемые мультистранные гипероны (Λ , Ξ , Ω);
- мезонов, содержащих очарованные кварки (D , J/Ψ);
- коллективного потока всех наблюдаемых частиц и флуктуаций.

Установка СБМ разрабатывается как многоцелевой спектрометр, который будет способен регистрировать адроны, электроны и мюоны в столкновениях нуклонов и тяжелых ионов во всем диапазоне энергий пучка ускорителя в исследовательском центре FAIR. Таким образом, нет необходимости делать какие-либо серьезные корректировки для оптимизации эксперимента при увеличении энергии пучка. Однако, предусмотрены различные сценарии расположения некоторых систем детекторов и системы сбора данных. Для проведения высокоточных дифференциальных измерений редких наблюдаемых эксперимент следует проводить при частоте событий от 100 кГц до 10 МГц в течение нескольких месяцев в году. Для отбора редких событий рождения слабо распадающихся частиц, таких как гипероны или D -мезоны, практически невозможно реализовать аппаратный триггер. Ожидаемая множественность рождения таких редких частиц очень мала и составляет 10^{-6} на одно взаимодействие. Продукты распада этих частиц необходимо надежно выделить на фоне остальных нескольких сотен заряженных частиц в событии. Поэтому в эксперименте СБМ разрабатываются быстрые вычислительные алгоритмы, работающие на высокопроизводительных компьютерных фермах, способные “на лету” восстанавливать полные события и определять топологию распада. Сбор данных реализован на быстрой считывающей электронике, работающей в режиме самозапуска.

С экспериментальной точки зрения, перечисленные выше измерения требуют наиболее полного описания системы адронов, рожденных в ион-ионном столкновении, что требует идентификации и определения кинематических параметров всех адронов в каждом событии. Как уже говорилось, установка СБМ будет работать в “бестриггерном” режиме на почти постоянном во времени пучке тяжелых ионов. Поэтому встает задача точного определения времени со-

бытия (T_0), которое потом будет использоваться в качестве старта для всех временных измерений. Такая задача является новой для физики тяжелых ионов, поскольку остальные современные установки (STAR [5], ALICE [6] и MPD [7]) по физике тяжелых ионов, работают на коллайдерах, где сталкиваются сгустки пучков и время этого столкновения примерно известно (с точностью до размера банча, делённого на скорость света).

Для идентификации заряженных частиц широко используется метод совокупного измерения времени пролета для определения скорости частицы и кривизны траектории в магнитном поле для определения ее импульса. В эксперименте СБМ это будет реализовано с помощью трекинговой и времяпролетной систем, апертуры которых полностью перекрываются. Определение стартового времени T_0 возможно по измерениям времени пролета продуктов реакции. Использование времяпролетной системы для вычисления стартового времени реализовано, например, в эксперименте ALICE, где используется совокупность измерений времени пролета восстановленных треков и триггерных стартовых счетчиков. Данный метод заключается в переборе наиболее вероятных гипотез сорта частиц для каждого из восстановленных треков и расчета их скорости. Вычисление стартового времени происходит методом минимизации χ^2 для всех полученных скоростей частиц и информации от стартовых счетчиков. Такой метод требует значительных вычислительных затрат и применяется на этапе обработки набранных данных.

Таким образом, одними из ключевых измерений во всей физической программе эксперимента СБМ являются измерения времени пролета частиц. Классическим примером таких измерений является использование сцинтилляционных детекторов, оснащенных фотоэлектронными умножителями в качестве фотоприемника. Они обеспечивают временное разрешение на уровне 50 – 80 пс при 100 %-ой эффективности регистрации минимально-ионизирующих частиц. Однако, в эксперименте СБМ такое решение является нереализуемым, т.к. площадь времяпролетного детектора будет составлять около 120 м², цена которого в случае использования фотоэлектронных умножителей выйдет за рамки бюджета эксперимента. Поэтому времяпролетный детектор эксперимента СБМ будет основан на резистивных плоско-параллельных камерах (РППК), которые в настоящее время широко используются для подобных задач.

В передней области эксперимента СБМ предполагаются загрузки, беспрецедентно высокие для времяпролетных детекторов. По результатам моделиро-

вания [8], проведенного в рамках представленной диссертации, ожидается, что интенсивность потока частиц при малых углах вылета частиц из мишени будет достигать $150 - 200 \text{ кГц/см}^2$. Для работы в таких жестких условиях создается времяпролетный детектор, основанный на радиационно-стойких плоскопараллельных резистивных камерах с керамическими электродами. Этот детектор, являющийся частью время-пролетной системы, называется Beam Fragments T0 Counter (BFTC) и будет располагаться в передней области на предельно малых углах, непосредственно около пучкового вакуумпровода. При наличии такого детектора становится возможным значительное упрощение алгоритма вычисления стартового времени, предполагая, что частицы летят по прямой траектории со скоростями, близкими к скорости света. Это позволит осуществлять вычисления стартового времени “на лету” и проводить 4D реконструкцию событий по ходу измерений.

Ключевыми факторами, влияющими на точность определения стартового времени, являются временное разрешение времяпролетного детектора и множественность частиц, зарегистрированных в нём. Ожидается, что в центральных столкновениях основная масса частиц будет сильно отклонена магнитным полем, т.к. большинство вторичных частиц имеют достаточно малый поперечный импульс. В средне-центральных же и периферических столкновениях образуются протоны и легкие фрагменты ядер, летящие под малыми углами. Поэтому ожидается, что множественность частиц в передней области в таких столкновениях будет достаточной для определения стартового времени ион-ионного взаимодействия. Сам детектор должен обеспечивать эффективность регистрации заряженных частиц близкую к 100% и временное разрешение не хуже 80 пс.

Разработка РППК, способных обеспечить требуемые характеристики в жестких радиационных условиях и беспрецедентно высоких счетных нагрузках, ожидаемых в передней области эксперимента СБМ, требуют тщательного выбора материалов и изучения их свойств. В частности, большого внимания требует выбор объемного сопротивления плавающего электрода, которое определяет как загрузочную способность камеры, так и ограничение перехода разряда в стримерный. Оптимальное сопротивление плавающего электрода является компромиссом этих двух характеристик. До настоящего времени не было достаточно точного изучения зависимости этих характеристик РППК от сопротивления плавающих электродов. Кроме этого, стояла задача нахождения оптимальной конструкции детектора BFTC, в частности, его гранулярности для

работы при ожидаемых множественностях частиц. Результатам решения этих задач посвящена данная диссертационная работа.

Цели и задачи диссертационной работы

В диссертации описана исследовательская работа, проведенная в рамках разработки времяпролетного детектора, предназначенного для установки в передней области эксперимента СБМ. Кроме непосредственной разработки детектора, в работе преследовались методические цели по изучению зависимости характеристик РППК от величины сопротивления резистивного электрода.

Целями настоящей работы являются:

- Определение оптимальной гранулярности детектора для работы в условиях высокой счетной загрузки.
- Подбор доступных материалов для изготовления электродов резистивных плоско-параллельных камер (РППК), способных обеспечить стабильную работу камер в жестких радиационных условиях.
- Определение оптимального сопротивления резистивных электродов РППК для выполнения требований по эффективности регистрации и временному разрешению, предъявляемых к детектору ВФТС.

Для достижения поставленных целей требовалось решить следующие **задачи**:

- Провести компьютерные симуляции работы эксперимента СБМ при всех планируемых энергиях пучка и рассчитать плотность потока частиц в передней области.
- Рассчитать вероятность двойных попаданий в ячейку детектора различной гранулярности. Определить оптимальную гранулярность для обеспечения вероятности двойного срабатывания ячеек детектора в пределах допустимых значений.
- Провести радиационные испытания материалов, пригодных для изготовления электродов РППК.
- Измерить удельное объемное сопротивление экспериментальных образцов плавающих электродов.
- Изготовить тестовые камеры, плавающие электроды которых обладают различным объемным сопротивлением в широком диапазоне значений.
- Провести пучковые испытания загрузочных возможностей и временных характеристик изготовленных тестовых камер.

Научная новизна

Одним из критериев выбора материала для изготовления плавающего электрода РППК является величина его объемного сопротивления, которая определяет загрузочную способность и примесь стримерных сигналов при работе камеры. На сегодняшний день одним из самых популярных материалов для этой цели является стекло. Однако, его сопротивление является слишком большим для работы в условиях высокой загрузки, кроме того, стекло подвержено ускоренному старению из-за образования плавиковой кислоты из используемой газовой смеси с фторосодержащими газами. Плавающие электроды разрабатываемых РППК предполагается изготавливать из керамики на основе смеси SiC и Si_3N_4 . Это позволяет легко менять объемное сопротивление, варьируя соотношение компонентов при ее спекании. В процессе исследовательской работы были изготовлены, испытаны и изучены камеры с объемным сопротивлением плавающих электродов, меняющимся в широком диапазоне от 10^8 до 10^{12} Ом·см. Благодаря отработанной в ходе разработки детектора TOF в эксперименте ALICE конструкции камер, предполагающей канавки в форме Роговского вдоль всех краев электродов, и тщательно подобранному сопротивлению плавающего электрода величиной $4 \cdot 10^9$ Ом·см, становится возможной работа времяпролетного детектора при загрузках до 160 кГц/см^2 с эффективностью выше 90 % и временным разрешением около 80 пс.

Достоверность полученных результатов и выводов обеспечивается полученными экспериментальными данными, систематической повторяемостью измерений на различных экспериментальных площадках, а также соответствием работам других групп.

Практическая значимость

Времяпролетная система установки СБМ должна работать в условиях беспрецедентно высоких загрузок, достигающих в центральной части детектора до 160 кГц/см^2 . Разработанные для эксперимента СБМ радиационностойкие керамические резистивные камеры нового поколения имеют требуемую загрузочную способность и открывают возможность реализации детектора непосредственно около трубы вакуумпровода установки СБМ под предельно малыми углами. Высокое временное разрешение таких камер (~ 80 пс.) может быть использовано не только для определения массы заряженных частиц, но и для измерения стартового времени T_0 , т.е. времени первичного взаимодействия. При наличии такого

детектора становится возможным значительное упрощение алгоритма вычисления стартового времени, предполагая, что частицы летят по прямой траектории со скоростями, близкими к скорости света. Это позволит осуществлять вычисления стартового времени и впервые проводить 4D реконструкцию событий по ходу измерений. Аналогичные задачи стоят перед другими экспериментами на ускорителях RHIC, БАК и НИКА, кроме того данный тип радиационностойких детекторов будет способен работать при больших нагрузках, что позволит использовать его для нужд мониторингирования в условиях близости активных зон реакторов.

Основные положения, выносимые на защиту:

- Изучены временные и нагрузочные характеристики РППК в широком диапазоне удельного сопротивления резистивных электродов и впервые экспериментально получена величина минимально возможного сопротивления резистивного электрода для времяпролетных РППК, работающих в лавинном режиме, т.е. по сути определена предельная нагрузка, при которой принципиально возможна работа детекторов данного типа.
- Разработан времяпролетный детектор, способный регистрировать время пролета частиц с разрешением на уровне 80 пс и эффективностью выше 90% при нагрузках до 160 кГц/см² (лучший мировой результат для камер данного типа на сегодняшний момент).
- Собраны и испытаны прототипы многоканальных модулей детектора, измерена вероятность перекрестных наводок в детектирующих ячейках модуля, которая составила менее 2%. Это подтверждает возможность реализации данной конструкции модуля в детекторе BFТС.
- Детально измерены амплитудные спектры камер различного сопротивления.
- С помощью компьютерного моделирования определены оптимальные размеры регистрирующей ячейки детектора BFТС, полученные на основе расчетов плотности потока частиц на плоскость детектора и вероятности двойных попаданий в регистрирующую ячейку.

Апробация работы

Материалы, изложенные в работе, опубликованы в 4 статьях, которые удовлетворяют требованиям ВАК:

1. A. Akindinov, ... , R. Sultanov , «Radiation-hard ceramic Resistive Plate Chambers for forward TOF and T0 systems», Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 2017, 845, 203-205
2. A. Akindinov, ... , R. Sultanov , «Radiation hard ceramic RPC development», Journal of Physics: Conference Series, 2017, 798, 012136
3. R. Sultanov et. al., «A timing RPC with low resistive ceramic electrodes», Journal of Instrumentation, 2019, Volume 14, C09007
4. Р. Султанов, «Разработка резистивных плоскопараллельных камер на основе радиационно-стойкой керамики», Ядерная физика и инжиниринг, том 8, ном. 3 (2017), 460-465

Результаты работы представлялись на различных конференциях:

1. R.Sultanov, “Radiation hard ceamic RPC development”, The 2-nd International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA’16), Moscow, 10–14 October 2016.
2. Р. Султанов, “Разработка резистивных плоскопараллельных камер на основе радиационно-стойкой керамики”, Молодежная конференция ИТЭФ, Москва, 29 ноября 2017г.
3. Р. Султанов, “Разработка резистивных плоскопараллельных камер на основе радиационно-стойкой керамики для время-пролетных систем”, постер, Молодежная конференция ИТЭФ, Москва, 23 октября 2019г.
4. Р. Султанов, “Разработка резистивных плоскопараллельных камер на основе радиационно-стойкой керамики”, 16-я Курчатовская междисциплинарная молодежная научная школа, Москва, 2–5 декабря 2019г.

Результаты исследований докладывались на регулярных митингах рабочей группы коллаборации эксперимента СБМ, а также на совещаниях коллаборации.

Работа отмечена следующими дипломами:

1. Дипломы по итогам ежегодного конкурса молодых научных и инженерно-технических работников НИЦ «Курчатовский институт» - ИТЭФ, Москва, 2017–2020 г.

2. Диплом за победу в конкурсе научных работ НИЦ «Курчатовский институт» - ИТЭФ по разделу «Разработка новых экспериментальных методов и создание современных физических приборов и установок».

Личный вклад

Автор принимал активное участие при промере керамики, использованной в качестве материала для изготовления плавающих электродов экспериментальных РППК, непосредственно участвовал в сборке камер и проведении пучковых испытаний. В составе научной группы в зоне ответственности диссертанта были программная часть системы сбора данных, а также последующая обработка и анализ набранных данных. Лично автором были проведено компьютерное моделирование для расчетов плотности потока частиц в эксперименте СБМ, подготовлены к публикации статьи, описывающие результаты проведенной работы, сделаны доклады на коллаборационных совещаниях и международных конференциях.

Объем и структура работы.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 114 страниц, включая 54 рисунка и 2 таблицы. Список литературы содержит 80 наименований.

Текст диссертации организован следующим образом:

- **Во Введении** кратко описываются теоретические и практические предпосылки для данной работы, дается краткое описание эксперимента СБМ и его физических задач. Говорится об условиях работы детектора BFТС в эксперименте СБМ, требуемых характеристиках, и, как следствие, актуальности настоящей работы по разработке высокозагрузочного время-пролетного детектора. Ставятся цели и задачи настоящей работы.
- **В первой Главе** обобщенно описываются современные положения феноменологии релятивистской физики столкновений тяжелых ионов. Описываются экспериментальные методы изучения фазовой диаграммы сильновзаимодействующей материи. Дается перечень и описание основных детекторов и системы сбора данных эксперимента СБМ.

- **Вторая Глава** посвящена разбору физики работы газовых детекторов. Описаны вольт-амперная характеристика и режимы работы детекторов данного типа, механизм образования лавины, даны определения основных характеристик детектора, таких как эффективность регистрации частиц и временное разрешение. Описаны основные виды конструкции и используемых материалов для изготовления камер. Рассмотрены факторы, влияющие на загрузочную способность резистивных плоско-параллельных камер (РППК), приведены основные методы ее улучшения.
- **В третьей Главе** дается описание конструкции керамических РППК, свойств конструкционных материалов, процесса сборки тестовых камер. Показаны результаты радиационных испытаний керамических эдектродов, обнаруженные эффекты старения при наличии изобутана в составе газовой смеси. На основе результатов компьютерного моделирования ожидаемой плотности потока частиц в передней области эксперимента СБМ определен оптимальный размер детектирующей ячейки детектора BFTC.
- **Четвертая Глава** посвящена описанию методов проведения пучковых испытаний керамических РППК и анализу экспериментальных данных. Результаты проведенных измерений подтверждают эффективную работу камер вплоть до нагрузок 160 кГц/см^2 . Получена зависимость от сопротивления резистивного электрода таких характеристик камеры, как эффективность и временное разрешение. Представлены измерения вероятности перекрестных наводок в прототипе модуля детектора BFTC.
- **В Заключении** приведены основные результаты диссертационной работы.

Глава 1. Эксперимент СБМ

1.1 Физическая программа эксперимента СБМ

В экспериментах по столкновению тяжелых ионов при релятивистских энергиях возникают экстремальные состояния сильно взаимодействующего вещества, что делает возможным их изучение в лабораторных условиях. Рисунок 1.1 иллюстрирует предполагаемые фазы сильновзаимодействующего вещества и их границы на диаграмме зависимости температуры от барионного химического потенциала [9].

Эксперименты на Большом адронном коллайдере (БАК) и при максимальных энергиях на Коллайдере релятивистских тяжёлых ионов (RHIC) исследуют фазовую диаграмму КХД в области перехода между состоянием кварк-глюонной плазмы (КГП) и адронного газа при небольших барионных химических потенциалах, где при столкновениях ионов рождается примерно равное число почти равным числом частиц и античастиц. Этот регион фазовой диаграммы близок к условиям ранней вселенной. При охлаждении система адронизируется и, наконец, при температуре около 160 МэВ “химически замерзает” [10, 11]. Эта температура совпадает с температурой перехода, полученной при расчетах

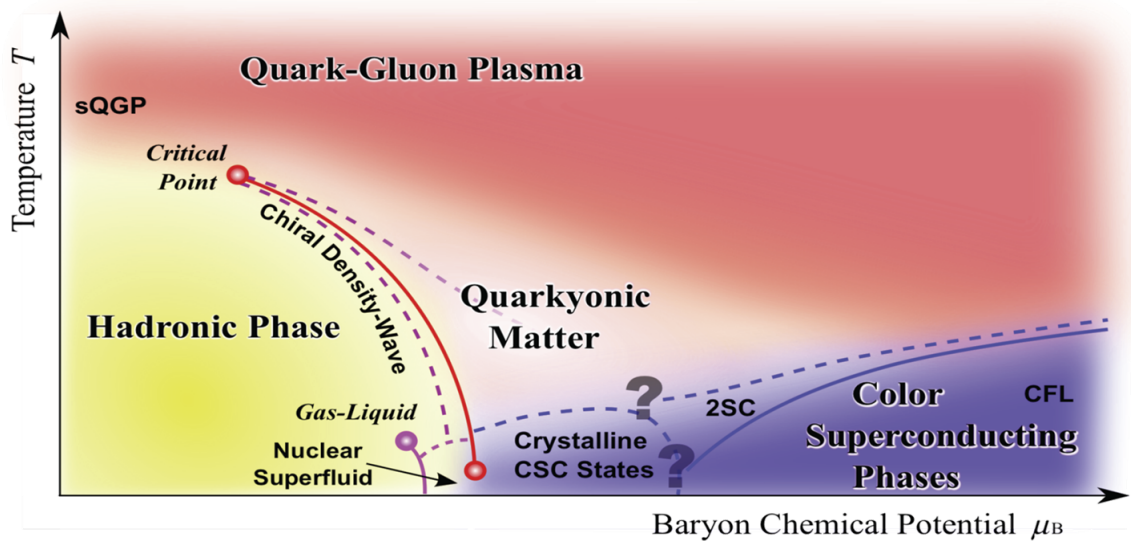


Рисунок 1.1: Схема фазовой диаграммы сильновзаимодействующей материи (взято из [9])

КХД на решетке [12, 13], которые предсказывают плавный переход от партонной к адронной материи [14]. В решеточном моделировании КХД при ненулевых значениях барионного химического потенциала по-прежнему существует так называемая проблема знака фермионного детерминанта, которая затрудняет использование численных методов Монте-Карло и, тем самым, описание фазовых переходов при больших значениях барионного химического потенциала. В свою очередь, в этой области фазовой диаграммы расчеты в рамках эффективных моделей предсказывают, например, существование критической точки, за которой следует фазовый переход первого рода [15–17]. В модели Nambu – Jona-Lasinio, где расчеты проводятся для нейтронных звезд в системе с тремя ароматами кварков, образование смешанной фазы адронов и кварков предсказывается при плотности около $5\rho_0$ с переходом в чистое кварковое вещество при значениях плотности выше $8\rho_0$ (ρ_0 - нормальная ядерная плотность). Эти расчеты хорошо описывают нейтронную звезду с массой, равной двум солнечным [18]. Кроме этого, предсказывается кварк-ионная фаза, обладающая свойствами как барионной материи высокой плотности, так и кирально-симметричной кварковой материи в состоянии деконфайнмента [19, 20]. Другие сценарии, разработанные для вещества при экстремальных плотностях, включают фиксацию цвета-аромата [21] и материю скирмиона [22].

Экспериментальное обнаружение ориентиров, таких как фазовый переход первого рода или критическая точка на фазовой диаграмме КХД, явилось бы серьезным прорывом в нашем понимании сильного взаимодействия в непертурбативном режиме с фундаментальными следствиями для наших знаний о структуре ядра нейтронных звезд, восстановлении киральной симметрии и происхождении масс адронов.

Столкновения тяжелых ионов при промежуточной энергии пучка хорошо подходят для обеспечения высокой плотности барионов. Это проиллюстрировано на рисунке 1.2, где плотность энергии возбуждения в центре зоны соударения показана как функция локальной плотности барионов для центральных столкновений ионов золота при энергиях пучка 5 и 10 ГэВ/нуклон, как предсказано некоторыми транспортными моделями и гидродинамическими расчетами [23, 24]. Энергия возбуждения определяется как $\varepsilon^*(t) = \varepsilon(t) - m_N \rho(t)$, где $\varepsilon(t)$ - плотность энергии и $m_N \rho(t)$ - плотностью массы. Сплошные линии соответствуют эволюции системы во времени; они поворачиваются по часовой стрелке, и точки на кривых, обозначенных UrQMD и QGSM, соответствуют шагам 1 фм/с

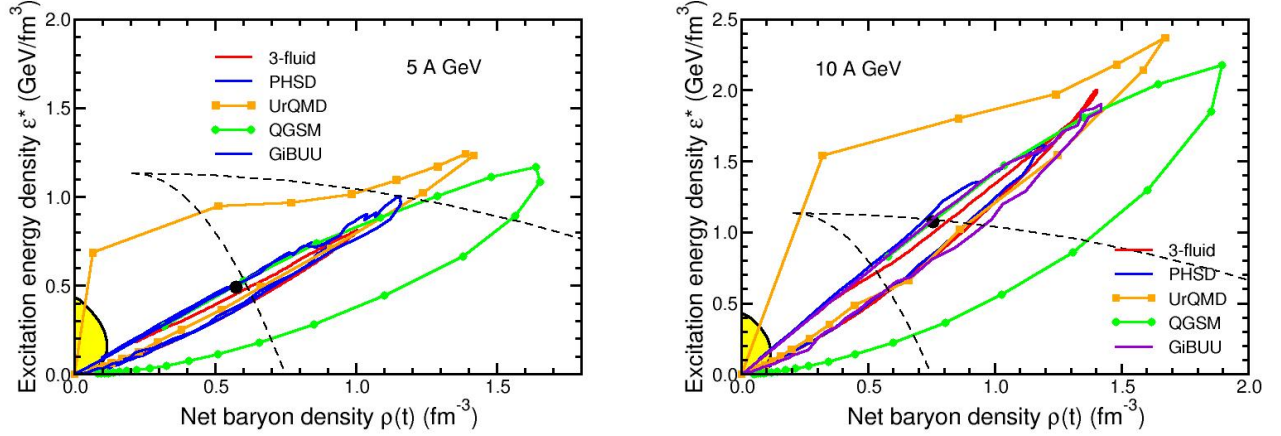


Рисунок 1.2: Эволюция энергии возбуждения как функция плотности барионов в центре области столкновения.

во время столкновения. Пунктирные линии окружают ожидаемую область сосуществования различных фаз [25].

Согласно этим модельным расчетам, в центре области столкновения плотность вещества в 6 раз превышает плотность насыщения ρ_0 при энергии пучка 5 ГэВ/нуклон, а при 10 ГэВ/нуклон достигает величины выше $8\rho_0$. Ожидается, что при таких плотностях нуклоны сливаются и образуют так называемые кварковые мешки. Расчеты предсказывают, что созданная горячая среда, пребывает в области фазового сосуществования сравнительно длительное время при энергиях около 5 ГэВ/нуклон и выходит за пределы этой области с увеличением энергии пучка.

Вещество высокой плотности, возникающее в ядерных столкновениях при энергиях ускорителей SIS100 и SIS300 (FAIR, Германия), также открывает возможность поиска мультистранных гиперядер. Экспериментальные данные о таких объектах очень скудны; детальные исследования их рождения дадут информацию о взаимодействии гиперонов с гиперонами, что необходимо для понимания ядер нейтронных звезд. Модели предсказывают, что энергетический диапазон ускорителя SIS особенно хорошо подходит для таких исследований. Это также относится к поиску экзотических составных объектов, несущих множество единиц странности, таких как мультистранные дибарионы, вопрос о существовании которых до сих пор остается открытым в физике высоких энергий.

Более того, систематическое и всестороннее исследование фазовой диаграммы КХД в области высоких плотностей барионов с использованием

столкновений тяжелых ионов при энергиях пучка SIS100 (до 11 ГэВ/нуклон для ионов золота) и измерение сигнатур, никогда ранее не наблюдавшихся в этой энергетическом режиме обладают высоким потенциалом для открытий. В частности, эксперимент СБМ, проводимый при промежуточных энергиях пучка, способен пролить свет на следующие фундаментальные вопросы:

- Каково уравнение состояния вещества КХД при высоких плотностях барионов и каковы соответствующие степени свободы при этих плотностях? Существует ли фазовый переход вещества от адронного к кварк-глюонному состоянию или область фазового сосуществования? Существуют ли экзотические фазы КХД?
- Насколько модифицированы свойства адронов в плотном барионном веществе? Можем ли мы найти признаки восстановления киральной симметрии?
- Как далеко мы можем расширить схему ядер до третьего (странного) измерения, создавая одинарные и двойные странные гиперядра? Существует ли странная материя в виде тяжелых мультистранных объектов?

Целью эксперимента СБМ в ускорительном центре FAIR является изучение наблюдаемых, связанных с физическими случаями, упомянутыми выше. Уравнение состояния может быть изучено путем измерения:

- суммарного потока идентифицированных частиц, который генерируется градиентом плотности вещества в ранней стадии столкновения;
- мультистранных гиперонов, которые преимущественно образуются в серии последовательных рассеиваний в той фазе столкновения, где вещество находится еще в плотном и горячем состоянии.

Ожидается [26], что фазовый переход от адронной к партонной материи вызовет следующие эффекты:

- мульти-странные гипероны приводятся в химическое равновесие на границе раздела фаз, т.е. производятся в соответствии с термальными расчетами;
- в случае фазового перехода первого рода функция возбуждения температуры горячей среды, измеренная по спектрам инвариантных масс лептонных пар, должна отражать калорическую кривую.

Критическая точка должна событийно вызывать колебания сохраняющихся величин, таких как: странность, заряд и число барионов. Изменения свойств адронов в плотном барионном веществе и начало восстановления киральной

симметрии влияют на спектры инвариантных масс диплетонов. Измерение гиперядер (двойных Λ -гиперядер) даст нам информацию о гиперон-нуклон и гиперон-гиперон взаимодействиях, которая поможет разгадать головоломку о гиперонах в нейтронных звездах.

1.2 Описание эксперимента СБМ

Список задач эксперимента СБМ включает в себя измерение множественности, распределение в фазовом пространстве и потоков протонов, пионов, каонов, гиперонов, адронных резонансов, легких векторных мезонов, чармония, а так же их корреляции и флуктуации в событиях столкновения тяжелых ядер. Техническая сложность эксперимента заключается в одновременном изучении адронов и лептонов, и в отборе редких событий при частоте ион-ионных взаимодействий до 10 МГц, в каждом из которых множественность заряженных частиц может достигать 1000. При такой высокой счетной нагрузке измерения не могут быть осуществлены медленными детекторами как, например, время-проекционная камера (Time-Projection Chamber – TPC), и требуют применения достаточно быстродействующих детекторов и считывающей электроники, изготовленных из радиационно-стойких компонентов. Для отбора редких событий продукты каждой реакции столкновения должны быть восстановлены и отфильтрованы “на лету” на предмет содержания интересующих физических сигнатур. Эта концепция представляет собой смену парадигмы получения данных в экспериментах по физике высоких энергий: эксперимент СБМ будет работать без иерархической триггерной системы. Нестробируемая извне считывающая электроника, высокоскоростная система обработки и сбора данных, быстрые алгоритмы и, что не менее важно, радиационно-стойкие детекторы являются обязательными предпосылками для успешного проведения эксперимента. Подробное описание программы исследования эксперимента СБМ и его устройства можно найти в техническом отчете ускорительного центра FAIR [24]. Макет эксперимента СБМ схематично изображен на рисунке 1.3.

Сердцем эксперимента будет трековая система, установленная в дипольном магните с широким акцептансом и состоящая из кремниевого микрострипового трекера (Silicon Tracking System – STS) и вершинного детектора

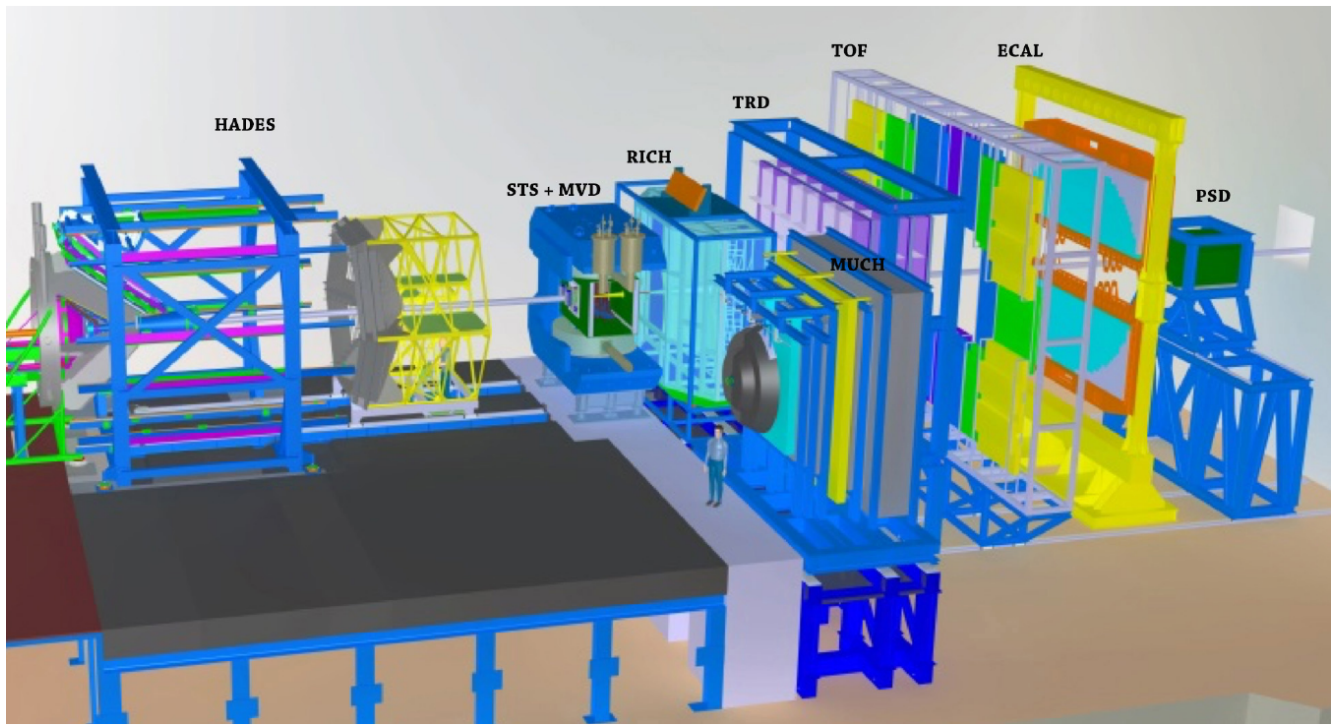


Рисунок 1.3: Макет эксперимента СБМ. Установка эксперимента состоит из дипольного магнита, трековой системы и вершинного детектора (STS, MVD), детекторов черенковского (RICH) и переходного (TRD) излучений для регистрации электронов, стенки резистивных плоско-параллельных камер (TOF) для измерения времени пролета, электромагнитный калориметр (ECAL) для идентификации фотонов, передний калориметр (PSD) для определения центральности и плоскости реакции. В мюонной конфигурации детектор MuCh устанавливается на позицию детектора RICH.

(Micro-Vertex Detector – MVD). Детектор STS позволяет проводить реконструкцию треков частиц, обладающих импульсом в широком диапазоне значений – примерно от 100 МэВ до 10 ГэВ, с импульсным разрешением 1%.

Детектор MVD необходим для определения вторичных вершин с высокой точностью при идентификации D мезонов. Сам детектор расположен близко к мишени и состоит из двух тонких слоев кремниевых активных пиксельных датчиков с высокой гранулярностью.

Регистрация электронов будет проводиться детектором колец излучения Черенкова RICH (Ring Imaging Cherenkov) совместно с детектором переходного излучения (Transition Radiation Detector). Первый будет использоваться для регистрации электронов с импульсами ниже 8–10 ГэВ/с, второй – для электронов с импульсами более 1.5 ГэВ/с.

Мюоны будут регистрироваться при использовании системы поглощения адронов, состоящей из слоя железа и мюонной трековой системы (MuCh). Для этого мюонная система MuCh будет размещена вместо детектора RICH.

Идентификация заряженных адронов будет проводиться по их времени пролета, измеренному времяпролетным детектором TOF (Time-of-Flight), представляющего собой стенку из резистивных плоско-параллельных камер, расположенную на расстоянии 10 м от мишени по линии пучка.

Установка также включает в себя электромагнитный калориметр (Electromagnetic Calorimeter – ECAL) для получения информации о фотонах и нейтральных частицах, и переднего калориметра (Projectile Spectator Detector – PSD), необходимого для определения центральности ион-ионного столкновения и ориентации плоскости реакции.

Ключевой особенностью эксперимента СБМ является бестриггерный метод набора данных, в котором интересные события отбираются “на лету” программным способом. Реализация такого метода требует использование потоковой считывающей электроники и быстрых алгоритмов, работающих на мультаядерной компьютерной ферме.

1.2.1 Трековая система - STS

Задача трекера STS – реконструкция траекторий (треков) и определение импульса заряженных частиц. Ожидается, что множественность будет достигать 700 заряженных частиц на событие в рабочей зоне детектора. Трекер будет состоять из 8-ми детектирующих слоев, которые будут находиться на расстоянии от 30 до 100 см от мишени внутри дипольного магнита. Величина созданного им магнитного поля будет меняться от 1.08 до 3.25 Т. Для выполнения физической программы эксперимента трекер STS должен обеспечивать импульсное разрешение порядка $\Delta p/p = 1\%$, что требует использование материалов с предельно малым значением радиационной длины. Принцип конструкции трекера STS основан на кремниевых микро-стриповых детекторах, расположенных на легкой механической опоре, конструктивно напоминающую лестницу. Сигналы с датчиков считываются через многополосные микро-кабели быстрой электроникой, расположенной на периферии станции, где так же

возможно разместить системы охлаждения и другую инфраструктуру. Сами микроstriповые детекторы являются двухсторонними с углом раствора 7.5° , а интервал между стрипами составляет 58 мкм, длина стрипа меняется от 20 до 60 мм, толщина кремниевого слоя – 300 мкм.

1.2.2 Вершинный детектор - MVD

Для определения вершин распада короткоживущих частиц ($c\tau = 123$ мкм для D^0 -мезонов и $c\tau = 312$ мкм для D^\pm -мезонов) требуются детекторы с превосходным пространственным разрешением и очень низким показателем радиационной длины для уменьшения многократного рассеяния. Этим требованиям отвечают монолитные активные пиксельные датчики (MAPS). При размере одного пикселя от 18×18 мкм² до 20×40 мкм² возможно добиться пространственного разрешения $\sigma = 3.5 - 6$ мкм в зависимости от размера пикселя. Целью разработки детектора является создание модулей на основе MAPS, способных работать в вакууме, с общей толщиной датчиков и опорных конструкций около 300–500 мкм в кремниевом эквиваленте в зависимости от размера модуля. Детектор MVD состоит из 3 слоев датчиков MAPS, расположенных в вакууме в 5, 10 и 15 см от мишени. Такое расположение детекторов позволяет определять вторичную вершину распада D-мезона с разрешением около 50 – 100 мкм вдоль оси пучка.

1.2.3 Детектор колец черенковского излучения - RICH

Детектор RICH предназначен для идентификации электронов и уменьшения влияния фоновых пионов в области импульсов ниже 10 ГэВ/с. Детектор RICH является газовым детектором, разработанный в стандартной проекционной геометрии с фокусирующими зеркальными элементами и фото-чувствительными приборами. В качестве рабочего газа будет использоваться CO_2 , в котором порог излучения Черенкова для пиона составляет 4.65 ГэВ/с. Детектор будет расположен по линии пучка примерно в 1.6 м от мишени и

состоять из рабочей области, наполненной газом, длиной 1.7 м (при общей длине детектора около 2 м), двух массивов зеркал и двух плоскостей фотоприемников. Зеркальная плоскость разделена по горизонтали на два массива сферических стеклянных зеркал, каждое площадью $4 \times 1.5 \text{ м}^2$, составленных из зеркальных плиток. Плитки имеют радиус кривизны 3 м, толщину 6 мм, состав отражающего слоя включает Al и MgF_2 . Кольца черенковского излучения будут отражаться на две плоскости фотоприемников площадью $(2 \times 0.6) \text{ м}^2$, каждая из которых расположена за дипольным магнитом СВМ и, поэтому, экранирована его материалом от потока более тяжелых частиц. В качестве фотоприемников планируется использовать ФЭУ производства фирмы Hamamatsu. Исходя из результатов моделирования ожидается, что, благодаря высокой гранулярности детектора (около 55 000 каналов) и большого количества фотонов на кольцо (22), будет достигнуто подавление фона, обусловленного пионами, примерно в 500 раз.

1.2.4 Мюонная система - MUCH

Техническая сложность измерений мюонов в ион-ионных столкновениях при энергиях ускорителя SIS заключается в необходимости идентифицировать мягкие мюоны в событии с высокой плотностью частиц. Концепция эксперимента СВМ состоит в том, чтобы отслеживать частицы по мере их прохождения через систему поглощения адронов и выполнять идентификацию мюонов в зависимости от импульса. Эта концепция реализуется путем создания нескольких слоев адронного поглотителя, чередующихся с триплетами трековых плоскостей детектора. Система поглотитель-детектор расположена ниже по линии пучка, за трекером STS. Конструкция системы мюонного детектора состоит из 6 слоев адронного поглотителя (железные пластины толщиной 3×20 см, 30 см, 35 см и 100 см) и 18 газовых регистрирующих камер, расположенных в три ряда за каждой железной пластиной. Идентификация мюона зависит от его импульса, который, в свою очередь, зависит от массы векторных мезонов, родивших мюон, и энергии пучка. Технической сложностью в работе мюонных камер и алгоритмов восстановления треков является очень высокая плотность потока частиц. Ожидается, что максимальная плотность частиц будет составлять

$0.3/\text{см}^2$ на центральное событие в первых слоях детектора после 20 см железа, что при частоте ион-ионного взаимодействия 10 МГц создает счетную загрузку $3 \text{ МГц}/\text{см}^2$. Камеры-прототипы, основанные на технологии GEM, успешно прошли испытания при загрузках около $1.4 \text{ МГц}/\text{см}^2$ на пучке пионов. В общей сложности мюонные камеры занимают активную площадь около 70 м^2 , разделенную на $\sim 500\,000$ каналов. Низкая множественность частиц после поглотителя обеспечивает возможность реализации триггера на мюонных парах. Принцип работы триггера основан на измерении коротких участков треков в последнем триплете мюонной трековой системы и экстраполяции этих треков к мишени. После выбора треков с хорошими вершинами не интересные события отсеиваются, тем самым уменьшая частоту событий примерно в 600 раз для дальнейшего анализа и измерений J/Ψ .

1.2.5 Детектор переходного излучения - TRD

Для идентификации электронов и позитронов с импульсом $p > 1.5 \text{ ГэВ}/c$ ($\gamma \geq 1000$) предусмотрены три станции детектора переходного излучения, каждая из которых состоит из трех детектирующих слоев. Станции будут расположены примерно в 5 м, 7.2 м и 9.5 м от цели по линии пучка, общая активная площадь детектора составляет около 600 м^2 . Для обеспечения вероятности двойного срабатывания ниже требуемых 5% при множественностях в центральных столкновениях, ожидаемых при планируемых энергиях эксперимента СБМ, размер ячеек детектора должен быть порядка 1 см^2 . Сигнал будет считываться с прямоугольных ячеек, обеспечивая пространственное разрешение 300 – 500 мкм в поперечном направлении, и 3–30 мм вдоль ячеек. Регистрирующие слои поочередно повернуты на 90 градусов. Спроектированные и изготовленные прототипы газовых детекторов на основе технологий многопроволочной проекционной камеры и GEM продемонстрировали работу без ухудшения характеристик при плотности потока частиц до $400 \text{ кГц}/\text{см}^2$. Коэффициент подавления фона, обусловленного пионами, полученный с использованием 9-ти регистрирующих слоев, превышает значение 100 при эффективности регистрации электронов 90%. При энергиях ускорителя SIS100 в качестве промежуточного трекера меж-

ду STS и стенкой TOF будет использована только одна станция детектора с тремя регистрирующими слоями.

1.2.6 Детектор времени пролета - TOF

Для идентификации адронов с помощью измерений времени пролета разрабатывается детектор TOF (Time-of-flight), представляющий из себя стенку, составленную из резистивных плоско-параллельных камер различных модификаций. Рабочая площадь стенки детектора составляет около 120 м^2 . Сам детектор будет расположен примерно в 6 м и 10 м от мишени по линии пучка для измерений при энергиях ускорителей SIS100 и SIS300 соответственно. Требуемое временное разрешение составляет порядка 80 пс. Во внутренней области стенки счетная загрузка ожидается на уровне 20 кГц/см^2 . Для достижения эффективной работы с требуемым временным разрешением РППК выполнены в виде стрипового детектора с использованием низкорезистивного стекла. Временное разрешение испытанных прототипов составляет около 65 пс при счетной загрузке 20 кГц/см^2 . Ширина одгого стрипа и межстриповое расстояние меняются от центра к периферии соответственно ожидаемой плотности потока частиц. В средней части размер площадь стрипа составляет 5 см^2 , что должно обеспечить загрузку детектора менее 5% в центральных столкновениях ионов золота при энергии 25 ГэВ на нуклон. В передней области на предельно малых углах, непосредственно около трубы, плотность потока частиц может достигать $150 - 200 \text{ кГц/см}^2$, что требует использования радиационно-стойких материалов. Исследование свойств керамических РППК и разработка конструкции центральной части детектора TOF является темой данной работы и будет описано более подробно ниже.

1.2.7 Электромагнитный калориметр (ECAL)

Для регистрации прямых фотонов и восстановления нейтральных мезонов (π^0, η) по фотонному каналу распада будет использоваться калориметр типа

«шашлык», аналогичный установленным в экспериментах HERA-B, PHENIX и LHCb. Калориметр ECAL (Electromagnetic Calorimeter) будет состоять из модулей, выполненных в виде 140 чередующихся слоев свинца и сцинтиллятора толщиной 1 мм и размерами ячеек $3 \times 3 \text{ см}^2$, $6 \times 6 \text{ см}^2$ и $12 \times 12 \text{ см}^2$. Модули калориметра могут быть расположены как в виде стенки, так и в виде башни с переменным расстоянием от цели.

1.2.8 Передний калориметр (PSD)

Детектор PSD (Projectile Spectator Detector) необходим для определения центральности столкновения и ориентации плоскости реакции. Точное описание характера события имеет решающее значение для физического анализа экспериментальных данных. Исследование коллективного потока требует четко определенной плоскости реакции, которая должна быть определена методом, не включающим частицы, участвующие в столкновении. Детектор предназначен для измерения количества непрореагировавших нуклонов из налетающего в ион-ионных столкновениях. Детектор PSD сконструирован как модульный свинцово-сцинтилляционный калориметр, который обеспечивает очень хорошее и равномерное энергетическое разрешение. Калориметр состоит из 44 отдельных модулей, каждый из которых состоит из 60 слоев свинца/сцинтиллятора с поверхностью $20 \times 20 \text{ см}^2$. Сцинтилляционный свет считывается через спектросмещающее волокно с помощью многоламинных фотодиодов с активной площадью $3 \times 3 \text{ мм}^2$ и плотностью пикселей $10^4/\text{мм}^2$.

1.2.9 Система сбора и фильтрации данных

Как говорилось выше, для набора достаточной статистики измерений частиц с очень малыми сечениями рождения эксперимент СБМ будет работать при очень высокой частоте взаимодействий. Детекторы, системы отобра событий и набора данных разрабатываются для работы при частоте событий 10 МГц, которая может быть достигнута, например, на пучке с интенсивно-

стью 10^9 ионов/с и 1% мишени. Если предположить, что скорость архивации данных составляет 1 ГБ/с, а размер одного события ион-ионного столкновения – 10 кБ, максимальная пропускная способность системы сбора данных не превышает 100 кГц. Поэтому, измерения при частоте взаимодействий 10 МГц требуют наличия системы фильтрации данных во время их набора, которая уменьшит количество фоновых событий по меньшей мере на два порядка. Такая система должна быть реализована как на программном, так и на аппаратном уровнях. Самой времязатратной и первоочередной процедурой, результат которой используется практически во всем дальнейшем анализе события, является восстановление треков. Для возможности проводить эту процедуру на лету разрабатываются многопоточные алгоритмы, использующие методы клеточного автомата и фильтра Калмана [27]. Такие итеративные алгоритмы рассчитаны для работы на компьютерных фермах, оснащенных многоядерными процессорами и графическими картами.

Глава 2. Физика работы газоразрядных счетчиков

2.1 Методы измерения времени пролета заряженных частиц

Для измерения времени пролета заряженных частиц широко используются сцинтилляционные счетчики. Традиционным способом считывания света является использование фотоумножителей. Эффективность регистрации МР таких детекторов составляет 100%, а временное разрешение находится на уровне 50 – 80 пс. Счетчики на основе сцинтилляторов и фотоумножителей применяются во многих областях экспериментальной физики, в частности, почти во всех пучковых установках для формирования триггера и в стартовых системах. Одна из крупнейших времяпролетных систем на основе сцинтилляционных детекторов была создана на эксперименте NA49 [28] в исследовательском центре (ЦЕРН) представляла собой двухстеночную пиксельную систему TOF общей площадью 4.4 м², состоящую из 1800 измерительных ячеек [29]. Другим крупномасштабным примером является одно из центральных “плечей” детектора TOF в эксперименте PHENIX на ускорителе RHIC [30]. Панели этой системы состоят из 96 сцинтилляционных планок длиной 434 или 638 мм с поперечным сечением 1.5 × 1.5 мм², считывание света происходит фотоумножителями с обоих концов по 1920 каналам.

При всех преимуществах сцинтилляционных детекторов, недостатком является их высокая стоимость, что делает невозможным создание крупномасштабных систем. Поэтому, при создании крупномасштабных систем предпочтение отдается газовым детекторам, способным демонстрировать временное разрешение, удовлетворительное для эксперимента, при гораздо меньшей стоимости производства. Ярким примером является детектор TOF в эксперименте ALICE, где общая площадь детектора составляет около 150 м², а общее число каналов 150 000.

Следует отметить, что одной из развивающихся альтернатив для считывания света в сцинтилляторах является использование полупроводниковых кремниевых лавинных фотодиодов (SiPM), работающих в Гейгеровском режиме усиления [31]. Фотодиоды обладают высоким значением квантовой эффективности (до 50% в области длин волн 400 – 500 нм), коэффициента усиления

($10^5 - 10^6$), высокой загрузочной способностью, хорошими временными характеристиками (время нарастания сигнала менее 1 нс) и способны работать в сильных магнитных полях. В отличие от фотоумножителей, они компактны, механически прочны и работают при безопасных напряжениях питания (до 60 В). Недостатками являются достаточно высокий уровень одноэлектронных шумов и температурная зависимость рабочих характеристик, поскольку активным материалом является кремний.

В настоящее время фотодиоды доступны на рынке фоточувствительных приборов и производятся несколькими компаниями, например, Hamamatsu, KETEK, Zecotek и др. Эти приборы основаны на однофотонных лавинных фотодиодах (SPAD), являющихся цифровым сенсором присутствия фотона, скомбинированных в большое количество параллельных ячеек. Таким образом, цифровой фотонный сенсор является квазилинейным прибором, если количество одновременно прибывших фотонов в матрице много меньше количества ячеек. Эта идея впервые была воплощена в России В. Головиным [32] и З. Садыговым [33], которые произвели первые приборы. Применение SiPM в экспериментальной физике пока только начинает развиваться, но примеры их успешного использования в больших системах уже имеются в калориметрии (Calice [34] и T2K [35]), так и времяпролетных детекторах (MuSR [36]). Для эксперимента PANDA [37], одного из крупных экспериментов исследовательского центра FAIR, разрабатывается времяпролетная система цилиндрической геометрии на основе сцинтилляционных пластин и кремниевых лавинных фотодиодов. Детектор будет покрывать общую площадь 5.2 м^2 и состоять из 5760 пластиковых сцинтилляционных пластин, каждая из которых соединена с двумя SiPM. Последние результаты R&D демонстрируют временное разрешение около 80 пс [38].

Исследования в этом направлении также проводились и в ИТЭФ, где временное разрешение образца сцинтилляционного счетчика, собранного из пластика Bicron BC-418 размером $3 \times 3 \times 40 \text{ мм}^3$ и фотодиода с чувствительной областью $3 \times 3 \text{ мм}^2$, при испытаниях на электронном пучке с энергией 3 ГэВ оказалось равным 33 пс (σ) [39].

Начиная с 60х годов газонаполненные детекторы, работающие при высоком напряжении, успешно заменили сцинтилляционные счетчики в экспериментах, требующих хорошее пространственное разрешение. Тем не менее, сцинтилляционные счетчики по-прежнему находят широкое применение в

технике эксперимента и до середины 2000-х превосходили газоразрядные детекторы в вопросе временного разрешения.

2.2 Режимы работы газовых детекторов

Газоразрядный детектор представляет собой объем, наполненный газом и размещенными в нем электродами. Принцип работы газонаполненных детекторов основан на явлениях ионизации и возбуждения атомов газа пролетающими заряженными частицами. Образовавшиеся в результате ионизации электроны и ионы под действием приложенного напряжения собираются на электродах, сигнал с которых считывается электроникой.

При пролете заряженной частицы через объем детектора происходит кулоновское взаимодействие частицы с электронами атомных оболочек, входящих в состав нейтральных молекул газа. Если при этом взаимодействию электрону будет сообщен импульс, достаточный для отрыва от атомной оболочки, то происходит ионизация атома, в результате чего возникают свободный электрон и положительный ион. Энергия, необходимая для преодоления электроном потенциального барьера атома, называется энергией ионизации и зависит от типа газа. Для большинства газов, используемых в газовых детекторах, эта величина примерно равна 7 – 40 эВ [40]. Освободившийся электрон в последствии

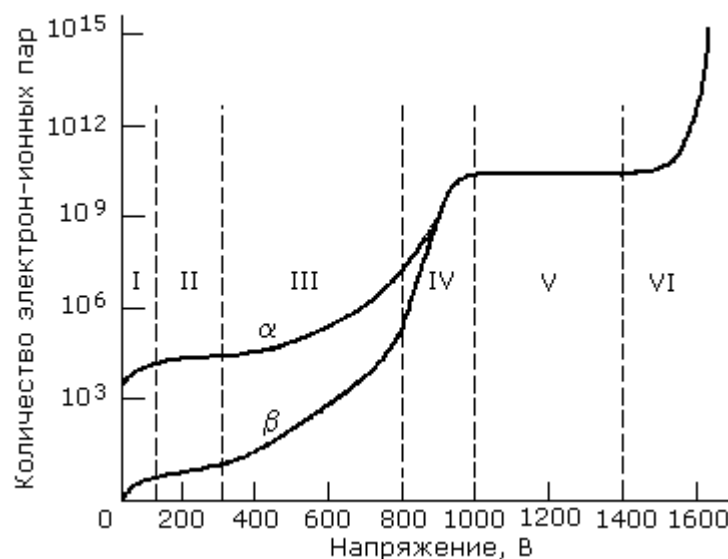


Рисунок 2.1: Зависимость количества электрон-ионных пар от приложенного напряжения в газовых детекторах для альфа- и бета-частиц.

может быть снова захвачен положительным ионом - рекомбинировать, либо другим нейтральным атомом. В последнем случае образуется отрицательный ион. В свободном виде (при атмосферном давлении) электрон существует не более, чем $10^{-7} - 10^{-8}$ секунды [40]. Если ионизация произошла в электрическом поле, созданном разницей потенциалов, приложенной к электродам детектора, то свободный электрон под действием электрического поля будет двигаться в сторону анода, а положительный ион в сторону катода. На своем пути электроны и ионы испытывают множество соударений и рассеиваний на атомах газа, поэтому скорость их движения остается примерно постоянной и называется скоростью дрейфа. Она зависит от напряженности электрического поля и типа самого газа.

При увеличении силы поля вероятность рекомбинации электрона уменьшается и растет количество заряда, собранного на электроде. Вместе с этим растет и амплитуда сигнала, полученного на выходе счетчика. Сигнал в цепи считывания наводится индуктивно движущимися зарядами в электрическом поле: электронами и ионами. Поскольку скорость дрейфа электронов на три порядка больше скорости дрейфа ионов (типичная скорость дрейфа электронов $v=5$ см/мкс [40]), сигнал можно поделить на две составляющие: быструю, обусловленную сбором электронов на аноде, и медленную, обусловленную сбором положительных ионов на катоде.

Вольтамперная характеристика газовых детекторов показана на рисунке 2.1, где по оси ординат отложено количество зарегистрированных электрон-ионных пар, что также отражает амплитуду сигнала. Зона I, где происходит рост амплитуды сигнала и уменьшение вероятности обратного захвата электрона, называется областью рекомбинации и не используется в детекторах частиц. При некотором напряжении наступает насыщение величины сигнала, поскольку почти все электрон-ионные пары, произведенные первичной ионизацией, достигают электродов. Зона II называется зоной насыщения и используется в ионизационных камерах. При дальнейшем увеличении напряжения кривая переходит в пропорциональную область (III). Электроны первичной ионизации за длину свободного пробега могут набрать достаточно энергии, чтобы ионизировать другие атомы или молекулы газа, что увеличивает амплитуду сигнала. Такой процесс называется газовым усилением. В пропорциональном режиме газовое усиление достигает величин $10^3 - 10^4$ и пропорционально приложенному напряжению. Амплитуда сигнала в ионизационных и пропорциональных камерах прямо зависит от количества электрон-ионных пар в первичной ионизации.

Это позволяет из амплитуды сигнала высчитать энергию частицы, полностью поглощённой в рабочем объеме и использовать такие приборы не только в качестве счетных детекторов, но и спектрометров для измерения энергии частиц.

При больших значениях напряженности поля электроны, ускоренные полем, способны выбить электроны из внутренних оболочек атомов рабочего газа, в результате чего появляются возбужденные ионы. Вакантное место на внутренних оболочках занимает электронами с более высоких энергетических уровней с испусканием фотонов характеристического спектра. При достаточно больших значениях напряженности поля эти процессы играют большую роль, поскольку фотоны будут выбивать электроны атомов газа и стенок детектора посредством фотоэффекта, что даст рост новым лавинам. Амплитуда сигнала перестает быть пропорциональной начальной ионизации. Этому режиму отвечает участок IV, называемый областью ограниченной пропорциональности или “насыщенной лавины”.

При дальнейшем подъеме напряжения во время развития лавины будет рождаться большое количество фотонов. Поэтому увеличивается вероятность образования новых лавин от фотоэлектронов. Новые лавины могут образоваться в том числе и на значительном удалении от первоначальной лавины. Такой процесс может привести к непрерывному образованию лавин до тех пор, пока поле в рабочем объеме не упадет ниже порогового для описываемого эффекта. Такой режим работы газового детектора называется режимом Гейгера-Мюллера (ГМ) и обозначен областью V на рисунке 2.1. Амплитуда сигнала в этом режиме полностью теряет зависимость от начальной ионизации и определяется только приложенным напряжением. Газовое усиление составляет величину порядка $10^8 - 10^{10}$ электронов на один первичный электрон.

При некотором напряжении, называемым пробойным, в зазоре между анодом и катодом образуется полностью ионизированный столб плазмы с бесконечной проводимостью, приводящий к искровому пробою с полной разрядкой емкости счетчика. Режим работы газовых детекторов, соответствующий такому напряжению, называется искровым и обозначен цифрой VI. Детекторы, работающие в искровом режиме, обладают значительным мертвым временем, определяемым зарядкой емкости счетчика и восстановлением поля в рабочем объеме. Этот факт делает невозможным использование искровых счетчиков в условиях высокой счетной загрузки.

При напряжениях в конце режима “насыщенной лавины”, перед режимом ГМ, скорость роста лавины становится достаточно высокой, а после определяется не столько дрейфом электронов, сколько распространением фотонов, скорость развития лавин в таких счетчиках гораздо выше (~ 0.1 с), нежели в пропорциональных или ионизационных, но возникает множество проблем из-за вторичных эффектов и “старения” детектора. Эти факты позволяют использовать газовые детекторы для временных измерений в этих двух режимах. Однако, необходимо гасить процесс образования лавин для уменьшения мертвого времени детектора. Для этого существует несколько методов, которые подробно описаны ниже в текущей главе.

Одним из классических вариантов исполнения газового счетчика в дрейфовом, пропорциональном или лавинном режимах является проволочная камера с цилиндрической геометрией. Другой разновидностью такого типа камер являются многопроволочные детекторы, в которых анодные проволочки натянуты параллельно друг другу через небольшой ($0.5 - 2$ см) промежуток. Однако, в камерах цилиндрической геометрии поле не равномерно, имеет радиальную структуру и убывает как $\sim 1/r$ от анодной проволоки к катоду. По этой причине газовое усиление происходит лишь вблизи проволоки, где поле достигает достаточной величины. Время регистрации такого сигнала зависит от места образования кластеров первичной ионизации. Амплитуда сигнала набирает достаточную для регистрации величину лишь через время, затраченное электронами на дрейф до области газового усиления, которое составляет порядка сотен наносекунд. Поэтому для временных измерений газонаполненные детекторы цилиндрической геометрии не применяются.

Для временных измерений широкое применение получили газовые детекторы плоскопараллельной геометрии. Такой детектор представляет собой два металлизированных плоских электрода, параллельных друг другу. Поле, созданное в зазоре между электродами поданной на них разностью потенциалов, однородно и одинаково во всех точках. По этой причине газовое усиление (при соответствующих значениях напряженности поля) возникает сразу же после образования свободных зарядов, в отличие от камер радиальной геометрии, и, соответственно, импульс наведенного тока быстро набирает амплитуду, превышающую порог чувствительности считывающей электроники. Это преимущество позволяет производить временные измерения с точностью, не сильно уступающей сцинтилляционным счетчикам.

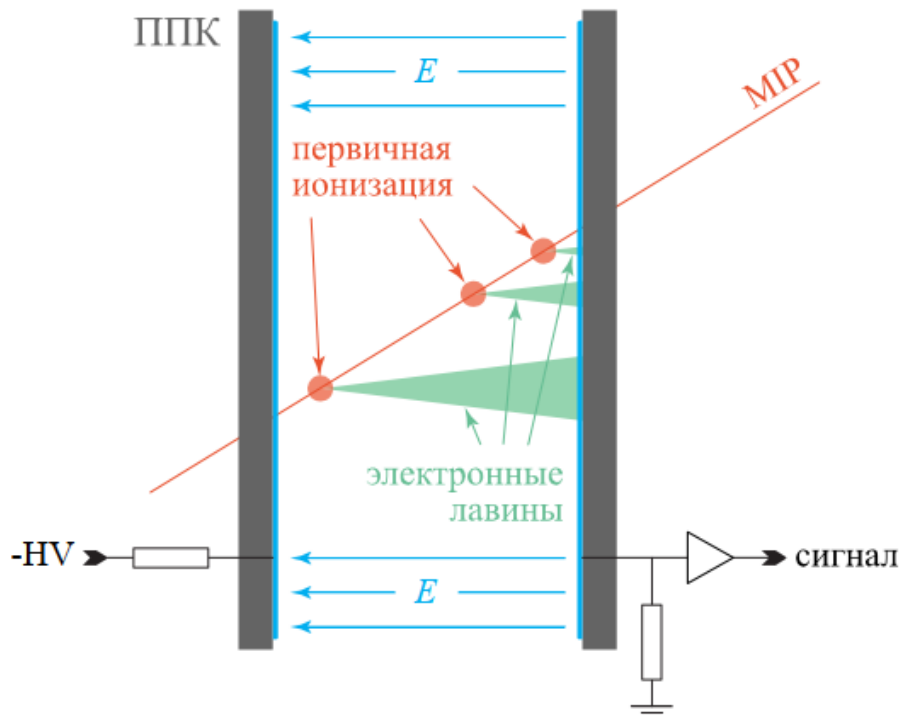


Рисунок 2.2: Схематическое изображение конструкции плоско-параллельной камеры и принципа ее работы.

2.3 Развитие сигнала в плоских камерах

2.3.1 Формирование лавины

Процесс развития лавинного разряда был изучен в работах Рётера [41], которому впервые удалось получить снимки лавины и показать, что она имеет каплевидную форму. На рисунке 2.2 схематично изображена плоскопараллельная камера (ППК) и лавины, образованные после прохождения частицы через рабочий объем камеры.

Необходимым условием роста лавины является достаточно высокое поле, способное за время свободного пробега электронов ускорить их до энергий, превышающих энергию ионизации атомов газа. Число электронов-ионных пар, созданных электроном на единицу длины в результате ударной ионизации, называется первым коэффициентом Таусенда α . Значение коэффициента α определяется сечением ионизации σ_{ion} , или, соответственно, длиной свободного пробега между двумя актами ионизации $\lambda = 1/\alpha$. Кроме этого, существует вероятность того, что электрон будет захвачен атомом газа, образуя отрицательный

ион. Этот процесс уменьшает рост лавины и характеризуется коэффициентом прилипания η . Величина $(\alpha - \eta)$ называется эффективным коэффициентом Таусенда. Изменение количества электронов в лавине dn на участке длины dx дается выражением:

$$\frac{dn}{dx} = (\alpha - \eta)n \quad (2.1)$$

Таким образом, зависимость числа электронов в лавине от пройденного расстояния $x = vt$, где v и t – соответственно, скорость распространения и время развития лавины, является экспоненциальной:

$$n(x) = e^{(\alpha - \eta)x} \quad (2.2)$$

При этом меняется количество положительных p и отрицательных N ионов:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dx} &= \alpha n, & \frac{dN}{dx} &= \eta n \\ p(x) &= \frac{\alpha}{(\alpha - \eta)} (e^{(\alpha - \eta)x} - 1) N = p - n \end{aligned} \quad (2.3)$$

Данное описание динамики лавины является грубым, т.к. не учитывает влияние пространственного заряда, который оказывает существенное влияние на рост лавины. Так, разница расчетного заряда и регистрируемого в эксперименте отличаются на несколько порядков. Модель механизма ограничения роста лавины пространственным зарядом была предложена в работах Риглера и Липпманна [42]), которые развили идею, впервые высказанную Рётером [41]. По мере роста лавины в ее хвосте накапливаются положительные ионы, которые можно считать неподвижными в силу их низкой скорости дрейфа в сравнении со скоростью дрейфа электронов, и экранирующие внешнее электрическое поле. Поэтому электроны в лавине движутся в пониженном поле и с меньшим газовым усилением, а рост лавины отклоняется от экспоненциального закона. При достаточном значении пространственного заряда положительных ионов рост лавины сильно замедляется. Модель устанавливает верхний предел заряда лавины, при котором наступает насыщение ее роста. Предел определяется эффективным коэффициентом Таусенда и шириной зазора:

$$\begin{aligned} \alpha_{eff} d &\approx 18 \\ n &= e^{\alpha_{eff} d} \approx 10^7 \end{aligned}$$

Данная модель довольно хорошо согласуется с экспериментальными измерениями [43] для заданных значений коэффициента Таусенда ($\alpha = 154.4 \text{ мм}^{-1}$ для смеси 90% $C_2F_4H_2$, 5% SF_6 , $i - C_4H_{10}$), предсказанных программой MAGBOLTZ [44].

2.3.2 Стримеры

Развитие лавины в очень сильном поле может привести к возникновению так называемого стримера, представляющего собой слабо ионизированный канал между лавиной и электродом. Он может расти как в направлении катода, так и анода. Для того, чтобы лавина переросла в стример, необходимо, чтобы поле пространственного заряда лавины было сравнимо с внешним полем в зазоре. Такое условие достигается при значениях $\alpha z \approx 20$ [45]. В стандартной смеси это условие выполняется при количестве электронов в лавине порядка 10^8 . Причиной перехода лавины в стример является сила электрического поля между головкой лавины и электродом, которая значительно увеличивается под влиянием пространственного заряда лавины. Распространение стримера в большей степени обеспечивается фотонным излучением, рожденным возбужденными атомами в головке лавины. Это излучение выбивает фотоэлектроны в окрестности лавины, которые, в свою очередь, провоцируют рост новых лавин. Те из них, которые оказались в области повышенного поля впереди первоначальной лавины, развиваются с большим коэффициентом Таусенда. В результате фотоионизации вторичные лавины рождаются произвольно во всем объеме камеры, в том числе и от фотоэлектронов катода. Таким образом, при стримерном разряде сильно увеличивается ионизация в объеме камеры и ток через зазор, а в области возникновения стримера существенно меняется поле. В этой области после прохождения стримера остается большое количество положительных ионов, что локально понижает силу поля и, соответственно, детектирующую способность камеры и временное разрешение. Высокая частота стримерных разрядов значительно понижает нагрузочную способность камеры. Кроме того, поскольку для работы с сигналом лавины используется электроника с низким порогом считывания, сигнал стримера дает множественное срабатывание электроники.

Для детекторов, работающих в условиях высокой счетной загрузки, крайне нежелательно наличие стримеров. Главным методом гашения стримеров является создание резистивного слоя на одном или обоих электродах, локализуя область развития стримера. Благодаря наличию сопротивления в объеме возможна работа при более высоких полях без образования стримеров. Такой метод дал начало новому типу газовых детекторов, называемых резистивными ППК (**РППК**), используемых для времяпролетных измерений в больших системах. О детекторах данного типа более подробно речь пойдет ниже. Другим методом гашения стримеров является добавление гасящих компонент в рабочую газовую смесь.

В детекторах, где временное разрешение не играет большой роли и загрузки невелики, стример, напротив, широко используется. В камерах, работающих в стримерном режиме, благодаря огромной амплитуде сигнала считывание возможно без его предварительного усиления.

2.3.3 Сигнал камеры

Сигнал, считываемый с детектора, наводится в электродах движением заряда в электрическом поле. Сила наведенного тока описывается теоремой Рамо - Шокли:

$$i(t) = E_W v_D(t) q(t) \quad (2.4)$$

где v_D – моментальная скорость движения заряда, q – величина заряда, E_W – взвешивающий коэффициент, показывающий, каким было бы поле в зазоре, если электрод находится под потенциалом 1 В, а все остальные электроды заземлены.

Сигнал лавины можно разделить на две компоненты: быструю, наведенную движением электронов, и медленную, наведенную на электродах движением ионов, как положительных, так и отрицательных. Быстрая компонента составляет небольшую долю полного тока, поскольку в силу экспоненциального роста лавины основная доля электронов и ионов рождается вблизи анода [46]. Поэтому положительные ионы проходят практически всю ширину зазора. Доли быстрой и медленной компонент соотносятся как $1/(\alpha d)$, и для насыщенной

лавины, где $(\alpha d) \approx 18 - 20$, быстрая компонента составляет около 5% заряда лавины. Для лавин с большим зарядом доля быстрой компоненты больше. В зависимости от конструкции камеры, величина быстрой компоненты составляет порядка нескольких сотен фемтокулон, величина полного заряда, наведенного движением электронов и ионов, - порядка нескольких пикокулон.

Таким образом, индуцированная быстрая компонента тока и индуцированный заряд при N_0 первичных электронов, созданных в точке x_0 , даются выражением:

$$\begin{aligned} i^{ind} &= -v E_W q e^{(\alpha-\eta)vt} N_0 \\ Q &= \int_0^T i^{ind} dt = \frac{q E_W N_0}{(\alpha - \eta)} (e^{(\alpha-\eta)(d-x_0)} - 1) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Полный сигнал является суммой токов от всех кластеров. Предполагая, что кластеры в зазоре распределены по закону Пуассона со средним числом λd , где λ – плотность первичных кластеров, вероятность для кластера j , считая от катода, иметь заряд Q дается выражением:

$$\begin{aligned} P(Q) &\approx B^{\frac{-\lambda}{(\alpha-\eta)}} \left(\frac{\lambda}{(\alpha - \eta)} \right)^j Q^{\frac{\lambda}{(\alpha-\eta)}-1} \\ B &= \frac{q N_0 E_W}{(\alpha - \eta)} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Для широко используемой смеси газов $C_2H_2F_4:i-C_4H_{10}:SF_6$ 85:5:10% значение $\lambda=7.52 \text{ мм}^{-1}$ [47], или 1,88 кластеров в зазоре шириной 250 мкм. При рабочих значениях напряженности поля обычно $(\alpha - \eta) \gg \lambda$. Поэтому, детектируемый сигнал определяется одним кластером, ближайшим к катоду. Временные измерения проводятся по быстрой компоненте сигнала, соответствующий току, наведенному электронами. Пример измерения заряда сигнала в ППК приведен на 2.3.

Для ППК, работающей в лавинном режиме, рабочее напряжение выбирается таким, чтобы газовое усиление при прохождении электроном всей ширины зазора составляло около 10^8 . Такое количество электронов в лавине является пороговым для формирования стримеров, выше которого доля стремных пробоев будет превышать допустимое значение. Лавина, рожденная электроном на расстоянии четверти ширины зазора от катода, будет состоять из 10^6 электронов. Сигнал такой лавины лежит ниже порога чувствительности считывающей электроники. Таким образом, фактической рабочей областью ППК является

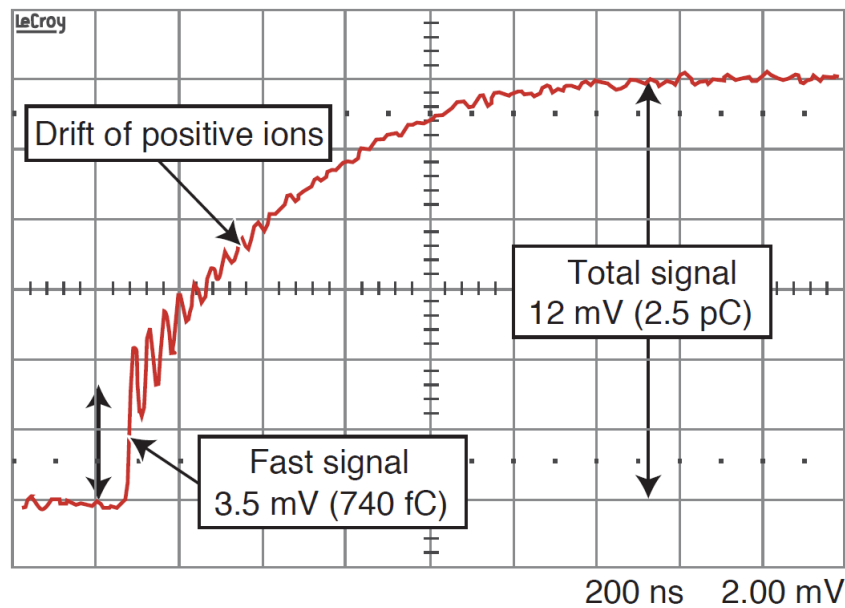


Рисунок 2.3: Измерение наведенного заряда в 10ти зазорной камере с шириной зазора 250 мкм. Измерения проводились на осциллографе с большим входным сопротивлением и известной емкостью. Рисунок взят из [43]

первая четверть зазора, лежащая у катода. Сигнал стримерного разряда выглядит как импульс большой амплитуды (примерно в 100 раз выше среднего), следующего за так называемым прекурсором – сигналом основной лавины с нормальной амплитудой. Разница между временем прихода стримерного сигнала и прекурсора может составлять порядка 1 – 100 нс.

2.4 Газовая смесь

В качестве основы рабочей смеси в газовых детекторах выгодно применять сложные многоатомные газы, обладающие большим сечением ионизации. Это обеспечивает большую вероятность образования первичных кластеров ионизации при прохождении заряженных частиц через объем камеры, а значит, эффективность регистрации частицы. Кроме этого, в смесь добавляют так называемый квенчер – многоатомный газ, обладающий большим количеством степеней свободы, а, следовательно, эффективно поглощающий фотоны без ионизации. Некоторые газы, например, фреон, могут одновременно выступать как рабочей, так и квенчирующей компонентой в смеси. Так же, в смесь добавляется электроотрицательный газ (например, 5 – 15% SF_6) для ограничения

роста лавины и образования отрицательных ионов, которые уменьшают бросок поля в момент сбора электронов на аноде. Не существует стандартной газовой смеси для временных детекторов, однако во времяпролетных РППК широко используется смесь фреона ($C_2H_2F_4$), изобутана ($iso-C_4H_{10}$) и фторида серы (SF_6) в соотношении 90:5:5%.

2.5 Рабочие характеристики плоских камер

2.5.1 Эффективность

Эффективность детектирования одиночным зазором в первую очередь определяется количеством кластеров ионизации в рабочем объеме, созданных при прохождении частицы. Кластеры ионизации в зазоре распределены по закону Пуассона, а их количество зависит от сечения ионизации σ_{ion} , скорости частицы β и ширины зазора d . Среднее количество кластеров на единицу длины \bar{n} обратно средней длине свободного пробега λ , т.е.:

$$\begin{aligned}\bar{N} &= \lambda^{-1}, \\ \lambda &= \frac{A}{\rho N_A} \cdot \frac{1}{\sigma(\beta)}\end{aligned}\tag{2.7}$$

Вероятность обнаружить первый кластер на отрезке $(z, z + dz)$ определяется как [48]:

$$P(z) = \lambda^{-1} e^{-\frac{z}{\lambda}}\tag{2.8}$$

Или N кластеров во всем зазоре шириной d :

$$P(N) = \frac{1}{N!} \left(\frac{d}{\lambda} \right)^N e^{-\frac{d}{\lambda}}\tag{2.9}$$

Отсюда можно аналитически оценить максимальную эффективность одного зазора ε_{max} для N – максимального числа образовавшихся кластеров:

$$\varepsilon_{max} = 1 - e^{-N}\tag{2.10}$$

Для увеличения эффективности современные РППК изготавливаются из нескольких зазоров. Если принять, что каждый зазор работает независимо от других, то эффективность n зазоров, если ε_1 – эффективность одного зазора, можно рассчитать, как:

$$\varepsilon_n = 1 - (1 - \varepsilon_1)^n \quad (2.11)$$

На практике, значения эффективности ниже значений, полученных из приведенных формул, поскольку для выделения сигнала среди шумов электроника имеет некоторый порог, для преодоления которого лавина должна начать свое развитие в первой четверти зазора, считая от катода. Учитывая порог считывания m_{thr} , эффективность можно оценить по формуле как [48]:

$$\varepsilon = 1 - e^{-(1-\frac{\eta}{\alpha})N_0} \left(1 + \frac{\alpha - \eta}{E_W} m_{thr} \right)^{\frac{N_0}{\alpha d}} \quad (2.12)$$

2.5.2 Временное разрешение

Значение временного разрешения зависит от скорости нарастания лавины в газе, что, в свою очередь, зависит от электрического поля в области развития лавины. Поэтому, для получения лучшего временного разрешения необходимо работать при максимально возможной силе электрического поля. Однако, для детекторов, работающих при высоких нагрузках, ограничением служит стримерный режим работы, описанный выше.

Благодаря тому, что детектируемый сигнал определяется кластером, ближайшим к катоду, в ППК принципиально возможно получить высокое временное разрешение, в отличие от счетчиков с цилиндрической геометрией поля. Одновременно, это обстоятельство создает проблему с эффективностью. Кроме этого, флуктуация точки возникновения первого кластера ионизации вносит неопределенность во временное разрешение детектора. В случае многозазорных камер такая флуктуация усредняется по всем зазорам, что улучшает временное разрешение.

Аналитически, временное разрешение можно выразить формулой [49]:

$$\sigma_{RPC} = \frac{1.28255}{(\alpha - \eta)v} \quad (2.13)$$

Как видно, временное разрешение зависит только от эффективного коэффициента Таусенда и скорости дрейфа электронов, и не зависит от порога считывания. Тем не менее, на практике стоит учитывать джиттер считывающей цепи электроники. Типичные значения временного разрешения современных РППК составляет порядка 50 – 90 пс [50].

2.6 Улучшение загрузочной способности РППК

В экспериментах с высокой частотой событий, как СБМ, важной характеристикой детекторов является загрузочная способность. Для резистивных газовых детекторов она определяется временем релаксации – интервалом времени, необходимым для перезарядки емкости камеры после съема заряда лавины, и, соответственно, частичной разрядки емкости. В течение этого времени поле локально (в месте развития лавины) падает, а соответствующая область не эффективна. Время релаксации определяется материалами и конструкцией камеры. Для одиночного зазора его можно вычислить следующим образом:

$$\tau = RC = 2R_b(2C_b + C_g) = 2\rho_b\epsilon_0 \left(2\epsilon_r + \frac{b}{d} \right) \quad (2.14)$$

где R и C – сопротивление и емкость камеры, R_b – сопротивление материала электродов, C_b и C_g – емкость электрода и газового зазора, ρ_b – объемное сопротивление материала электродов, ϵ_r – относительная диэлектрическая проницаемость, b – толщина пластин, d – ширина газового зазора. Для описанных далее керамических камер $\epsilon_r \approx 12$, $b = 2$ мм, $d = 250$ мкм и $\rho_b \approx 10^9$ Ом·см. Таким образом время релаксации одного газового зазора составляет около 20 мс.

В случае резистивных камер падение напряженности поля происходит локально, в узкой области лавины, в то время как остальная область остается в рабочем режиме. Однако, с увеличением потока частиц на площадь детектора области пониженного поля перекрываются, что приводит к снижению газового усиления и скорости дрейфа электронов, а, следовательно, уменьшению эффективности регистрации и ухудшению временного разрешения. Загрузочную способность всего детектора можно описать через среднее падение напряжения на электродах и ток, текущий через камеру при регистрации лавин [51]:

$$U_{gap} = U_{ap} - U_{drop} = U_{ap} - I \cdot R = U_{ap} - \rho \Phi \cdot \rho d_{el} \quad (2.15)$$

где U_{gap} – напряжение в зазоре, U_{ap} – поданное напряжение, U_{drop} – падение напряжения при протекании тока I через зазор сопротивлением R , q – заряд лавины, Φ – плотность потока частиц, ρ – удельная сопротивленность электродов, d_{el} – толщина электродов.

Таким образом, для повышения загрузочной способности детектора необходимо понижать заряд лавины и уменьшать сопротивление резистивных электродов. Первое можно достичь уменьшением ширины зазора. Однако, при этом уменьшается амплитуда сигнала и, соответственно, соотношение сигнал-шум, что в лавинном режиме газового усиления может быть критичным. Также необходимо наращивать количество зазоров для сохранения эффективности регистрации. Уменьшения сопротивления резистивных электродов можно достичь уменьшением их толщины. Однако, в большинстве случаев от этого страдает механическая прочность детектора. Сопротивление электродов возможно уменьшить путем их нагрева. Этот метод положительно сказывается как на загрузочной способности камер, так и на временных характеристиках [52]. Подогрев электродов возможно реализовать путем подачи подогретого газа. Однако, у такого метода в масштабных системах имеется несколько недостатков: а) для нагрева газа наиболее часто используется горячая вода, что в случае утечек является большой угрозой для дорогостоящей электроники; б) температура газа должна поддерживаться постоянной и одинаковой для всей системы, что может быть сложно реализуемо на практике; в) возникают дополнительные сложности при работе с горючими газами, что на практике встречается часто; г) значительно увеличивается масса всей установки; д) эффекты старения проявляются гораздо быстрее при повышенных температурах.

Наиболее удобный способ уменьшения сопротивления – это использование низкорезистивных материалов с подходящим удельным сопротивлением. В то же время, низкое сопротивление электродов уменьшает гашение разряда. Поэтому, увеличение загрузочной способности камеры является компромиссом между временным разрешением и эффективностью.

На рисунке 2.4 показана зависимость эффективности регистрации и временного разрешения современных РППК от плотности потока частиц. Данный результат получен на стриповых камерах, изготовленных с использованием низ-

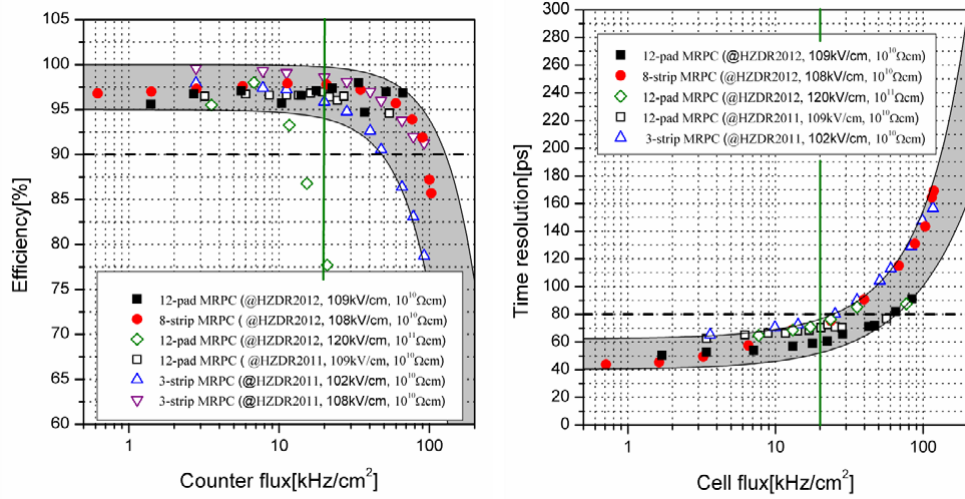


Рисунок 2.4: Зависимость эффективности регистрации (слева) и временного разрешения (справа) стриповых детекторов от плотности потока частиц. Рисунок взят из [53]

корезистивного стекла ($\sim 5 \cdot 10^{10}$ Ом·см). Видно, что такие РППК способны обеспечить эффективную работу до загрузок около 50 кГц/см².

2.7 Основные материалы и виды конструкции РППК

2.7.1 Требования к материалам

Поскольку электроды РППК находятся в высоком электрическом поле, к качеству их материалов предъявляются повышенные требования. Качество их изготовления в совокупности с качеством и чистотой газовой смеси во многом определяют темновой счет и стабильность работы детектора. Главные требования предъявляются к плоскостности и шероховатости поверхности электродов, поскольку эти параметры определяют равномерность ширины зазора по всей детектирующей площади, а значит, величину напряженности поля в зазоре. Допуск этих параметров определяется шириной зазора. Так, при типичных ширинах зазора 200 – 300 микрон для стабильной работы камеры изменение электрического поля не должно превышать 5%. Это равноценно допуску ширины зазора в 3 – 5 микрон. Поверхности, удовлетворяющие таким строгим

требованиям возможно изготовить только из полированных керамических материалов и стекла.

Как было сказано выше, другим важным свойством материалов электродов является объемное удельное сопротивление. Величина сопротивления электродов определяет загрузочные свойства детектора. Выбор сопротивления резистивных электродов определяется задачей, поставленной перед детектором, и сверху ограничивается требованием к загрузочной способности, снизу – ограничением развития стримерных разрядов. В современной практике для изготовления резистивных электродов времяпролетных детекторов наиболее широко используется стекло, объемное сопротивление которого колеблется от 10^{10} до 10^{13} Ом·см.

С начала развития использования РППК в конце 80х годов были разработаны и опробованы несколько материалов, такие как кремниевое стекло, бакелит, полупроводящее стекло или керамика. Бакелит, в силу своей низкой стоимости, широко используется для изготовления триггерных РППК. Однако, электроды, изготовленные из бакелита, требуется покрывать более гладкими материалами для уменьшения шероховатости поверхности. Кремниевое стекло используется в РППК для времяпролетных измерений. Этот материал обладает объемным сопротивлением порядка 10^{12} – 10^{13} Ом·см, что позволяет использовать его при счетных загрузках примерно до 100 Гц/см². Благодаря низкой стоимости, полупроводящее стекло было использовано для построения большой времяпролетной системы в эксперименте ALICE [54] в исследовательском центре ЦЕРН. Для эксперимента СБМ, где в около-центральной области ожидаются потоки частиц до 20 кГц/см² [55] разрабатывается низкорезистивное стекло, при производстве которого в состав внедряются полупроводящие компоненты, уменьшающие объемное сопротивление материала до значений порядка $(2 - 5) \cdot 10^{10}$ Ом·см [56].

Однако, в жестких условиях высокой радиационной загрузки камеры со стеклянными электродами быстро выходят из строя из-за известных эффектов старения стекла, вызванных воздействием кислоты HF, образующейся в ходе химических реакций в газе при работе камеры [57]. Минусом керамики является ее высокое объемное сопротивление. Однако, эта проблема может быть решена нанесением на поверхность электродов полупроводящего слоя с электронной проводимостью, либо внедрением его в состав керамики. Одновременно, это позволяет варьировать объемное сопротивление электрода в широком диапазоне,

от нескольких кОм·см до 10^{13} кОм·см. Группой из ИТЭФ были изготовлены и протестированы камеры, где в качестве материала резистивных электродов использовалась керамика на основе SiC . Эти камеры продемонстрировали хорошие временные характеристики (80 пс при эффективности регистрации 98%) при загрузках до 5 кГц/см² [58].

Поиску оптимального сопротивления резистивных электродов РППК, разрабатываемых для работы в условиях высоких счетных нагрузок, посвящена данная работа.

2.7.2 Основные виды конструкции

В зависимости от требуемого количества зазоров, используемых материалов и метода считывания конструкция РППК может быть нескольких видов. В случае однозазорной камеры варианты расположения резистивного слоя изображены на рисунке 2.5. Подача высокого напряжения, как и считывание сигнала, возможно через резистивный слой. Создание локального RC контура происходит за счет самого полупроводящего слоя (на рисунке слева), либо за счет проводящего слоя, напыленного на диэлектрический электрод.

Для создания многозазорной конструкции возможна организация детектора из однозазорных камер, подключенных параллельно ко входу усилителя, либо с использованием “плавающих” электродов. Во втором случае поле в зазорах обеспечивается напряжением на плавающих электродах, установленного электромагнитной индукцией. Примеры таких конструкций показаны на рисунке 2.6.

Оба варианта имеют свои достоинства и недостатки. В случае параллельного подключения зазоров суммарная емкость на входе усилителя оказывается большой, что влечет за собой повышенный уровень шумов и джиттера электроники. В случае же камеры с “плавающим” электродом емкости зазоров включены последовательно и суммарная емкость оказывается очень низкой. Вместе с этим, снимаемый с такой камеры заряд оказывается существенно ниже. Зависимость величины заряда камеры Q^{tot} от числа зазоров n описывается теоремой Рамо:

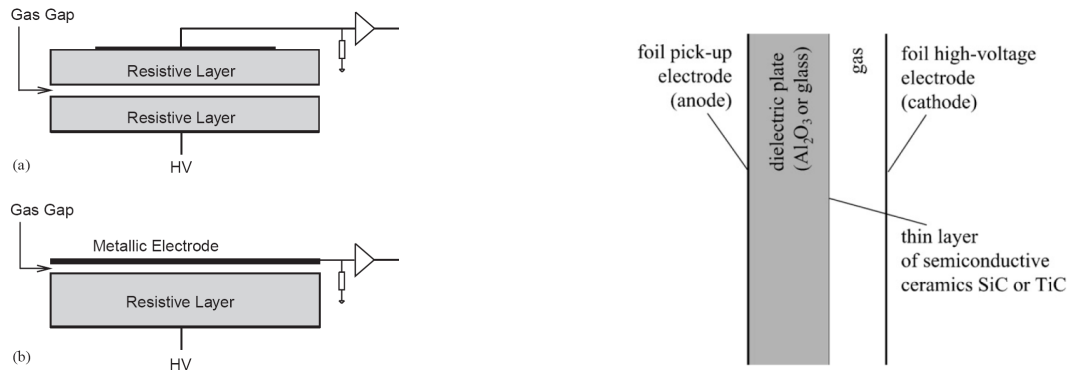


Рисунок 2.5: Варианты организации электродов в однозазорной камере.

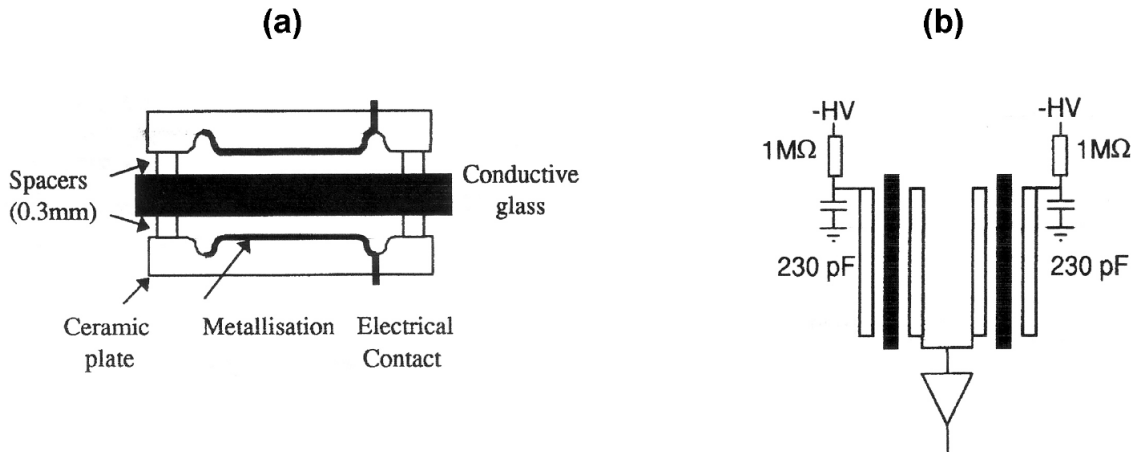


Рисунок 2.6: Камера с “плавающим” резистивным электродом (слева) и вариант четырех-зазорной камеры с параллельным считыванием с каждых двух зазоров (справа).

$$Q^{tot} = Q^{1gap} n \frac{\epsilon \frac{d}{s}}{n \epsilon \frac{d}{s} + (n + 1)} \quad (2.16)$$

где s – толщина плавающих электродов, ϵ – диэлектрическая проницаемость материала плавающих электродов. Таким образом, средний заряд многозазорной камеры ненамного выше заряда одного зазора и практически не растет с увеличением количества зазоров. Для таких камер требуется считывание с более высоким коэффициентом усиления, что увеличивает вероятность возбуждения электроники.

По типу выходного сигнала существует два вида многозазорных камер: с однополярным и дифференциальным считыванием. По взаимному расположению электродов различают конфигурации одиночного и двойного “стека”. В первом случае плавающие резистивные электроды располагаются между высоковольтным и считывающим электродом, во втором – считывающий электрод располагается в середине объема камеры, в то время как высоковольтные

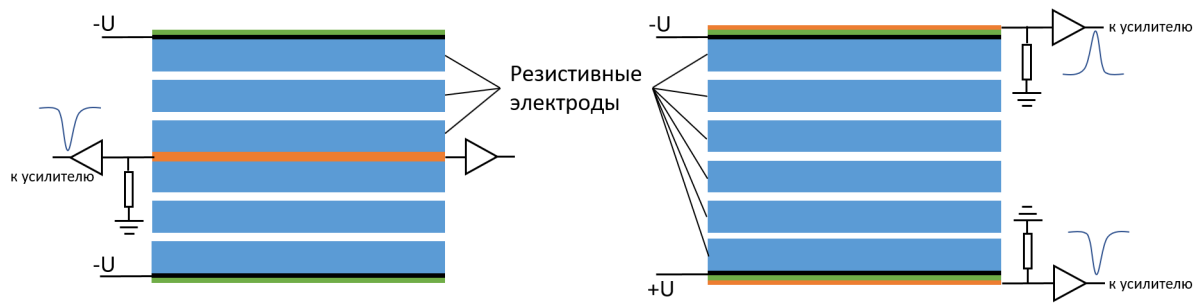


Рисунок 2.7: Многозачорные камеры. Слева: двойной “стек” при однополярном считывании. Справа: одиночный “стек” с дифференциальным считыванием.

электроды находятся на внешних сторонах. В обоих вариантах возможны однополярное и дифференциальное считывание сигнала. Примеры таких конструкций изображены на рисунке 2.7.

Конструкционно, РППК исполняются как в виде отдельных ячеек, так и на общей подложке. Основным отличием двух видов конструкции является то, что в варианте общей подложки резистивный слой является общим для нескольких регистрирующих стрипов (они так же могут быть выполнены в виде отдельных ячеек), в то время как электроды отдельных ячеек детектора полностью разделены, находясь в одном газовом объеме.

Одной из проблем ППК являются краевые эффекты, возникающие из-за значительного искажения поля на краях камеры. Это приводит к появлению локальных областей, где сила поля на 30% превышает значение в центре камеры, что проявляется как локальный рост шумов, размытие временного разрешения из-за изменения эффективного коэффициента Таусенда. Данная проблема частично решается в камерах стриповой конструкции благодаря соотношению площади детектора к площади зоны искаженного поля. Однако, детекторы такой организации подвержены большому уровню перекрестных наводок, поскольку емкости детектирующих ячеек объединены резистивным электродом и считывающей цепью, что приводит к перераспределению индуцированного заряда. В условиях работы при высоких плотностях потока частиц это сильно усложняет проводку треков через детектор и, следовательно, определение сорта частиц [59].

Глава 3. Устройство керамических РППК

Изучение и применение керамических материалов для изготовления резистивных ППК было начато группой ИТЭФ [60], а также Фонте и его коллегами [61]. В своей работе они использовали керамику Al_2O_3 и SiC . Далее, коллективы из институтов ИТЭФ и Гельмгольц Центра Дрезден-Россендорф (ГЦДР) продолжили изучение керамических материалов в разработках высокозагрузочных времяпролетных систем для таких экспериментов, как ALICE и СБМ. Керамические компоненты удобны для использования в РППК в силу многих положительных качеств. Они используются во многих сферах промышленности, например, электронике, ядерной энергетике и космических технологиях, где важны свойства радиационной стойкости керамики. Изготовление керамики – это хорошо изученный и отлаженный процесс. Существуют методы для получения материалов с требуемыми характеристиками, которые применяются на различных этапах производства, которые включают синтез начальной керамической пудры, ее уплотнение, спекание, механическая обработка заготовки.

Керамические композиты Si_3N_4/SiC находят большое применение в различных областях, как правило, требующих работы при высокой температуре. В данном составе Si_3N_4 выступает в качестве структурообразующего компонента, а SiC – легирующего. Требуемые свойства материала, а в частности, удельное объемное сопротивление, возможно получить меняя соотношение компонентов, либо процесс спекания композитов. Благодаря этим гибким свойствам керамика на основе композитов Si_3N_4/SiC была использована для изготовления резистивных электродов.

Изготовление керамических электродов налажено на базе института ИКТ(Дрезден, Германия). Здесь методом спекания изготавливается заготовка толщиной 2 мм, а после механически нарезается в нужный размер. Поверхности электродов тщательно полируются для получения гладкой плоскости. Качество изготовления контролируется в институтах ИТЭФ и ГЦДР, где измеряется толщина и плоскостность электродов, наличие трещин или других дефектов поверхности проверяется при помощи оптического микроскопа с высоким разрешением.

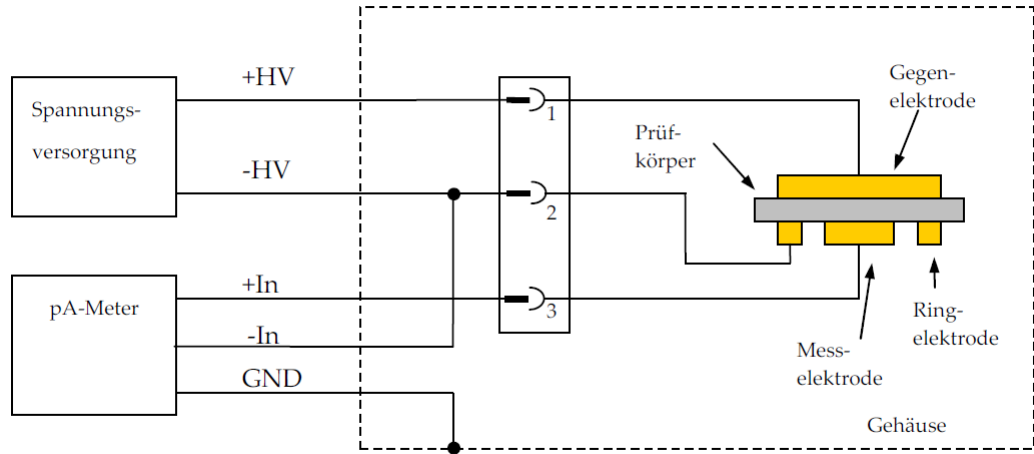


Рисунок 3.1: Схема измерительной установки. Рисунок взят из [62].

3.1 Измерение сопротивления электродов на основе керамики Si_3N_4/SiC

Для измерения сопротивления используется установка [62], специально собранная для этой цели в институте ГЦДР. Главным компонентом установки является пико-амперметр Keithley 485, способный проводить измерения тока с точностью 0.1 пА при подаче напряжения 1 кВ [63]. В случае необходимости измерений при более высоком напряжении может быть использован внешний источник питания.

Схема установки показана на рисунке 3.1. Для измерения сопротивления образец помещается между двух контактных колец, на которые подается питающее напряжение. Одно из колец служит для измерений, второе – для защиты. Внутри измерительного кольца располагается второй измерительный электрод, подключенный к пико-амперметру. Объемное удельное сопротивление образца высчитывается как:

$$\rho = R \frac{S}{d} = \frac{V}{I} \frac{S}{d} \quad (3.1)$$

где $R = \frac{V}{I}$ – сопротивление образца, через который течет ток I при напряжении V , S – площадь измеряемой поверхности, d – толщина образца. Измерения проводятся после тщательной мойки каждого образца в ультразвуковой ванне. В ходе систематического измерения целой партии образцов электроды промываются в четырех равноудаленных точках по два раза. Результатом является арифметическое среднее таких измерений. В качестве контрольной проверки

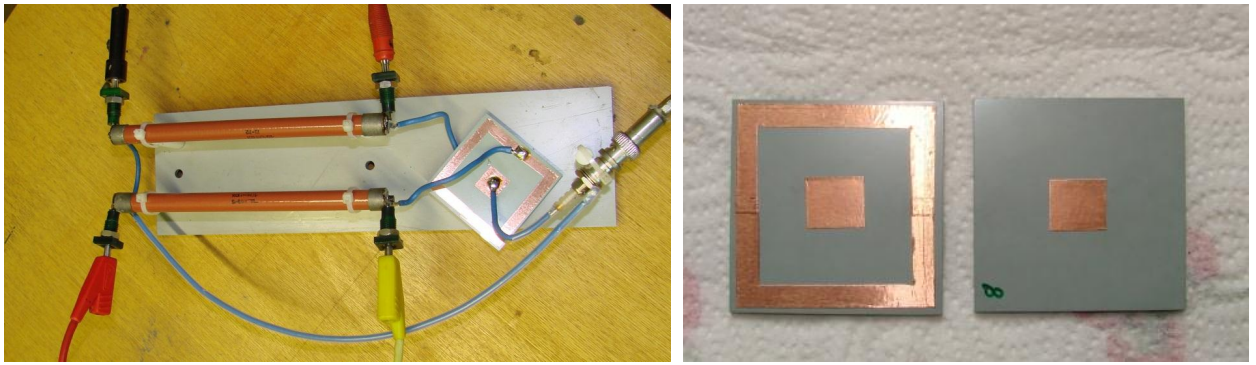


Рисунок 3.2: Изображение установки для измерения удельного и поверхностного сопротивления электродов, собранная в ИТЭФ. Также показаны электроды с закрепленными на них измерительными контактами.

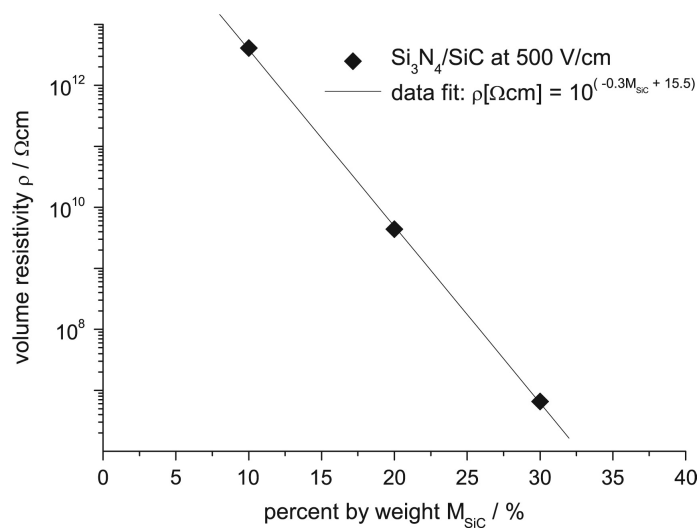


Рисунок 3.3: Зависимость удельного сопротивления керамики Si_3N_4/SiC от процентного содержания полупроводящей примеси SiC [64].

некоторые образцы были промерены в девяти точках. Аналогичная установка, показанная на рисунке 3.2, была собрана в ИТЭФ.

Увеличение доли полупроводящей примеси SiC увеличивает электронную проводимость материала, тем самым, уменьшая его удельное сопротивление. Зависимость удельного сопротивления образцов от содержания в них примеси SiC показана на рисунке 3.3. Измеренные образцы отличались лишь процентным содержанием примеси SiC , в то время как процесс изготовления не менялся. Видно, что зависимость линейная, что очень удобно для получения материала с заданным удельным сопротивлением.

Зависимость удельного сопротивления от процесса изготовления, в частности, температуры и времени спекания объясняется выжиганием различного рода загрязнений в начальной смеси. В зависимости от условий обжига значе-

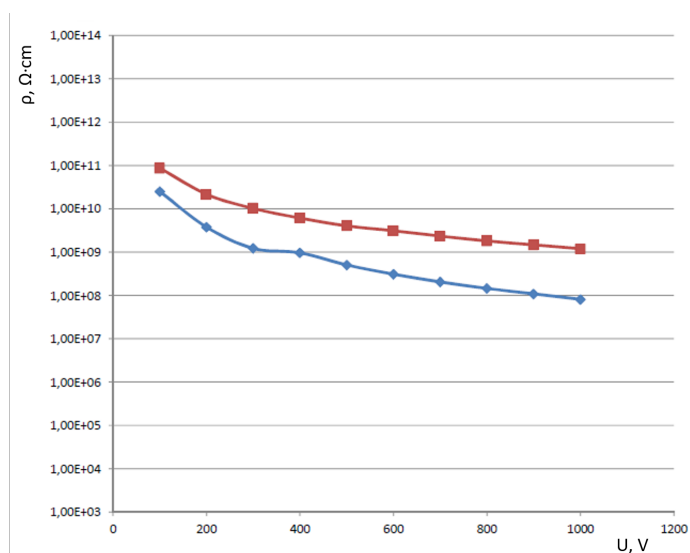


Рисунок 3.4: Зависимость удельного (синяя кривая) и поверхностного (красная кривая) сопротивления керамики Si_3N_4/SiC от приложенного напряжения.

ние удельного сопротивления конечного продукта может отличаться примерно на порядок [65], что требует строгого соблюдения технологического процесса.

Кроме того, сопротивление электродов меняется в зависимости от условий работы камеры. Наблюдается зависимость от температуры и влажности внутри камеры, а также от рабочего напряжения. Изменение сопротивления от температуры материала является достаточно общим явлением для полупроводников. В контексте РППК это более подробно было изучено для стеклянных электродов [66, 67]. Для керамических композитов Si_3N_4/SiC результаты изучения температурной зависимости описаны в [68]. Как уже было сказано, повышение температуры рабочего газа является одним из методов понижения сопротивления электродов и увеличения нагрузочной способности детектора, но имеющий ряд довольно серьезных недостатков в условиях большого детектора. Зависимость сопротивления от приложенного напряжения проявляет варисторный характер (рисунок 3.4). При длительном измерении, проведенном в течение 2 месяцев, один из образцов находился под напряжением 1 кВ. В ходе данного теста суммарный заряд, пропущенный через образец, составил около 2 Кл/см². Это никак не повлияло на значение сопротивления электрода.

3.2 Электроды на основе керамики Al_2O_3

На практике уже имеется успешный опыт использования керамических композитов на основе Al_2O_3 в РППК [60]. Камеры на керамических электродах с диэлектрической подложкой продемонстрировали хорошие загрузочные и временные характеристики при стабильной работе камеры. Основываясь на опыте исследовательской работы в ходе разработки детектора ТОФ эксперимента ALICE, керамика Al_2O_3 была выбрана для изготовления внешних электродов в силу доступности производства.

Значение удельного сопротивления керамики Al_2O_3 составляет порядка $10^{14} - 10^{15}$ Ом·см и слишком велико для использования в РППК в качестве резистивного электрода. В случае же использования для сигнальных или высоковольтных электродов хорошим решением является нанесение металлического слоя на поверхность керамической пластины. Для реализации такого решения на керамическую пластину методом напыления наносится слой меди толщиной 1 микрон, служащий проводящей поверхностью и обладающий хорошей адгезией к керамике. Поверх слоя меди напыляется тонкий слой хрома, который за счет высокого значения работы выхода уменьшает вероятность эмиссии электронов в газовый зазор. Такие электроны сильно увеличивают шум детектора, провоцируя развитие лавин, не связанных с пролетающей частицей. Сечение сигнального электрода схематично изображено на рисунке 3.5. Металлическая поверхность должна соответствовать требованиям к шероховатости поверхности и не иметь выступов, которые могут служить местами искажения поля. Поверхность электродов была проверена на оптическом микроскопе в институте ГЦДР и изображена на рисунке 3.6. Измеренная шероховатость поверхности составляет около 40 нм, что является очень хорошим результатом.

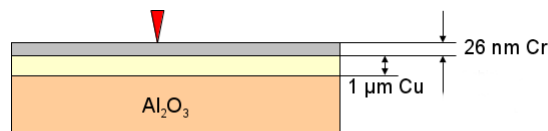


Рисунок 3.5: Сечение внешних электродов. Показаны напыленные слои меди и хрома на керамическую пластину.

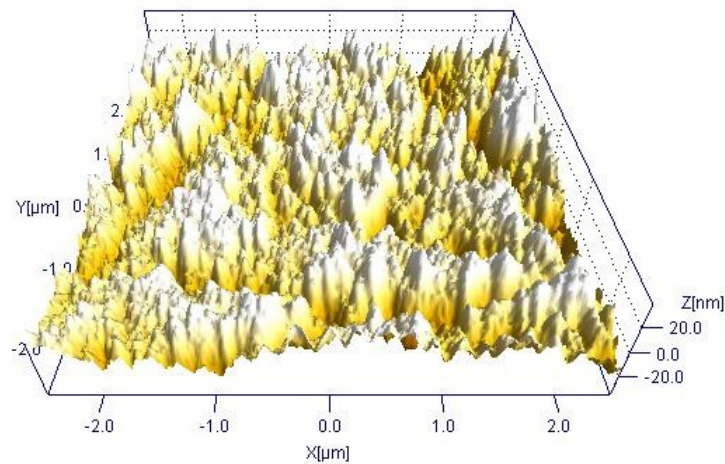


Рисунок 3.6: Поверхность слоя хрома на поверхности пластины Al_2O_3 .

3.3 Конструкция камеры

Исходя из опыта и результатов исследовательской работы, проведенной во время разработки детектора TOF в эксперименте ALICE, результатов компьютерного моделирования загрузок детектора в передней области эксперимента СБМ, и учитывая требования, поставленные перед стартовой системой, была предложена конструкция детектора BFTC, представляющая собой ячеистый детектор. Ячейкой детектора является керамическая РППК размерами 24×24 мм², с рабочей областью 20×20 мм². Камера состоит из шести зазоров по 250 мкм. Зазоры составлены попарно, каждая пара образована тремя электродами: высоковольтный, резистивный, сигнальный. Камера составлена из трех таких пар. Ширина зазора обеспечивается керамическими упорами толщиной 250 мкм. Схема камеры изображена на рисунке 3.7.

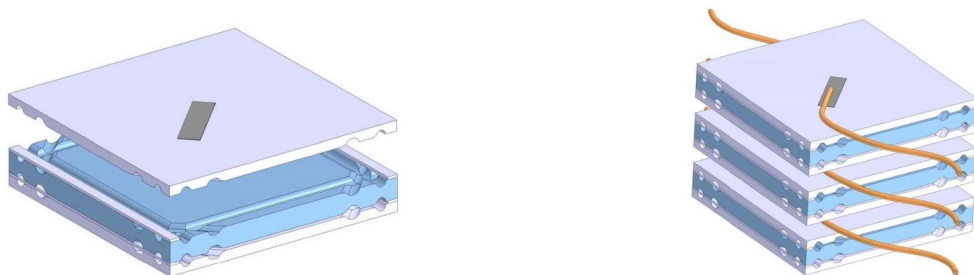


Рисунок 3.7: Модель керамической камеры BFTC. Слева – пара зазоров, слева – 6 зазоров, составленных из трех пар.

Конструкция и габариты камеры выбраны основываясь на:

- требовании по максимальной вероятности двойных попаданий в ячейку при предполагаемых загрузках детектора;
- доступных результатах исследований РППК с разной величиной газового зазора;
- оптимизации конструкции для увеличения загрузочной способности камеры, а именно: параллельный съем заряда с каждой двух зазоров, канавки в форме близкой к форме Роговского по периметру всех электродов;

3.3.1 Количество и размер зазоров

Вопрос влияния количества и ширины зазоров на рабочие характеристики РППК довольно подробно изучен. На рисунке 3.8 показаны результаты [69], полученные в ходе разработки детектора TOF в эксперименте ALICE. В работе были проведены испытания шестизазорных камер с величиной зазора 200, 230, 260 и 310 микрон и четырехзазорной камеры с величиной зазора 310 микрон, а также гибридной шестизазорной камеры, в которой 4 зазора имели величину 200 микрон, и 2 зазора – 220 микрон. Из рисунка видно, что оптимальным с точки зрения временного разрешения и ширины рабочего плато (до 1 кВ/мм) являются шестизазорные камеры с величинами зазоров 220–260 микрон.

3.3.2 Параллельный съем заряда

Как уже говорилось в Главе 2, для увеличения загрузочной способности выгодно работать в режиме, при котором заряд лавины не растет до больших значений. В предложенной конструкции керамической РППК пары зазоров подключены параллельно, что дает большую емкость на входе усилителя, но одновременно, и большой снимаемый заряд. Однако, поскольку пары зазоров образованы разными электродами, при возникновении лавины в одной из них поле не будет меняться в остальных. Поскольку заряд суммируется со всех

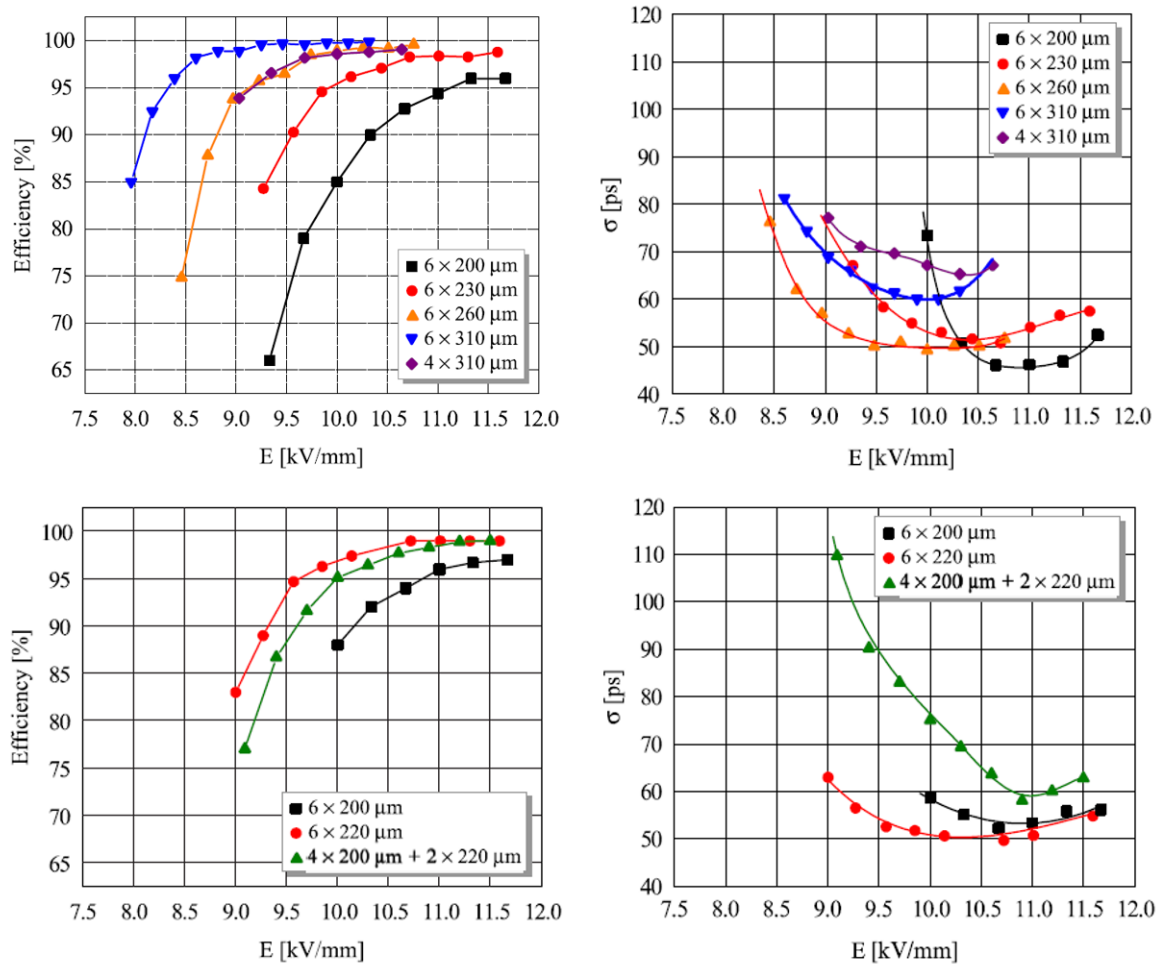


Рисунок 3.8: Эффективность регистрации и временное разрешение для различных типов РППК в зависимости от напряженности электрического поля. Сверху: первый сеанс испытаний, снизу: второй сеанс испытаний с участием гибридной камеры. Результаты взяты из [69].

зазоров, спектр амплитуд выглядит шире по сравнению с камерами меньшей емкости, такими как стриповые многозазорные камеры, где зазоры организованы последовательно. Такое качество амплитудного спектра положительно влияет на загрузочную способность камер: т.к. регистрация сигналов и дальнейшая их обработка происходит с некоторым порогом на входе усилителя, эффективность регистрации зависит от того, в какой части спектра приходится данный порог и какую часть спектра он отсекает. Обычно, порог считывания выставляется равным 5 – 7 полуразмахам “белого” шума предусилителя, по возможности, отсекая только пьедестальные (шумовые) сигналы. Хотя камеры с высокой емкостью имеют более высокий уровень “белого” шума, как показал опыт, суммарный уровень шумов определяется также и другими факторами (монтаж, длина соединительных проводов и пр.) и реально устанавливаемый

порог меняется несущественно. При работе в условиях высокой загрузки просадка поля в зазоре приводит к уменьшению средней амплитуды сигнала. Если спектр амплитуд очень узкий, то сдвиг среднего значения амплитуды в сторону меньшего значения приведет к отсеканию порогом большей доли этого спектра, тем самым, резко уменьшая эффективность регистрации. В случае широкого амплитудного спектра такого резкого падения эффективности не происходит, поскольку при смещении спектра в сторону меньших значений доля отсекаемых порогом сигналов увеличивается плавно. Это обстоятельство способствует сохранению высокой эффективности регистрации камерами предложенной конструкции в условиях высокой загрузки.

3.3.3 Канавки в форме Роговского

Одной из сложностей в получении хорошего временного разрешения РППК является невозможность достижения достаточно высоких полей в зазоре при наличии пробоев на краях электродов. Поле на краях камеры плоской геометрии может быть гораздо выше поля в середине рабочей площади, что приводит к возникновению пробоя даже при напряжении на электродах ниже рабочего. Особенно сильно это проявляется в местах, где поверхность электрода представляет собой некий угол (выступ, углубление в поверхности, острый край). Эта проблема изучалась в работе Роговского в 1920х годах [70], где получено описание картины поля на краях плоского конденсатора. Следуя этим описаниям, повышения поля на краях камеры можно избежать при округлой форме крайней части рабочей поверхности. С этой целью на электродах керамической РППК выполнена канавка по всему периметру. Форма канавки приближена к форме эквипотенциальной поверхности Роговского, что обеспечивает плавный спад поля на краях камеры. Для этой же цели металлизированный слой на высоковольтных и сигнальных электродах напыляется до середины канавки. На резистивные электроды также выполняется канавка аналогичной формы. Наличие канавки на резистивных электродах позволяет работать при значении напряженности поля в зазоре на 20% больше, как показано в Главе 4. Форма канавки показана на рисунке 3.9. Ее глубина составляет 0.5 мм, а расстояние от ее центра до края электрода составляет 2 мм.

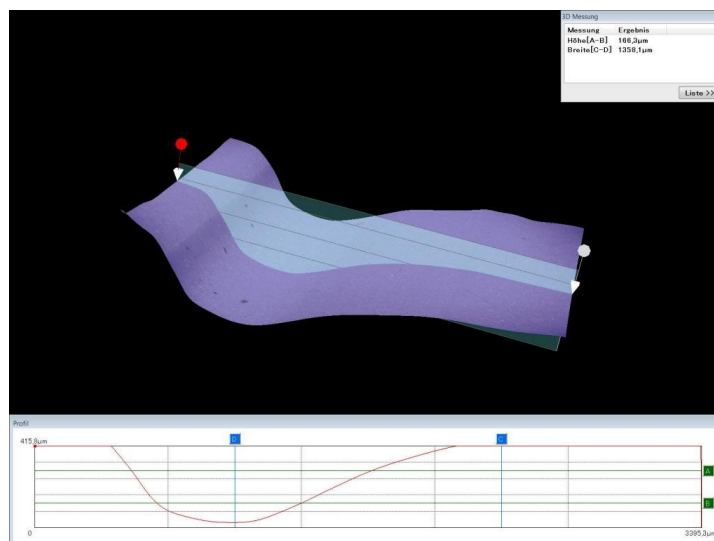


Рисунок 3.9: Форма канавки в форме Роговского на одном из электродов. Профиль снят на оптическом микроскопе в институте ГЦДР.

3.4 Изготовление и контроль качества электродов

Для сборки тестовых прототипов, описание которых будет дано в Главе 4, была изготовлена партия керамических пластин заданного размера. Контроль качества их изготовления проводился в ИТЭФ. К основным контролируемым параметрам относятся: точность выдержки допусков линейных размеров, плоскостности и шероховатости поверхности заготовок. Как известно, процесс получения керамических композитов состоит из операций механического смешивания исходных компонентов в виде мелкомолотых порошков органических и неорганических веществ, окислов и солей металлов, их последующего прессования и высокотемпературного спекания. Требуемая плоскостность и шероховатость поверхности керамического листа достигается за счет дополнительной шлифовки и полировки. Затем из сформованного листа вырезаются заготовки нужной формы и размера. Нарезка заготовок с определенными геометрическими размерами из цельного листа обычно выполняется одним из способов: механической алмазной обработкой, либо с использованием технологии лазерной резки. В любом из перечисленных методов обработки габаритные размеры итоговой заготовки имеют допуск к номинальному требуемому размеру. Высокие статические и динамические нагрузки (боковые, осевые и вращательные вибрации), испытываемые материалом в процессе изготовле-

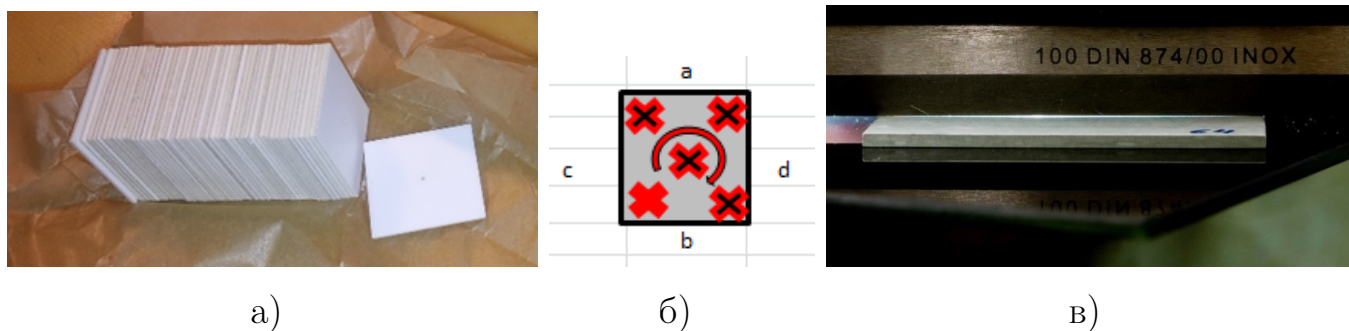


Рисунок 3.10: а) Общий вид керамических заготовок, б) отметки контрольных точек измерений на поверхности пластин, в) процесс оценки плоскостности

заготовки, обуславливают характерные повреждения поверхности и кромок пластин, а именно – микротрещины, сколы, образование неснимаемого облоя.

Контроль линейных размеров, правильности формы и внешнего состояния были проведены для каждой заготовки в поставленной партии алюмооксидной и нитрид-карбидной керамики. Фотографии партии пластин показаны на рисунке 3.10а. Проверка геометрических параметров была выполнена согласно общепринятым методам проведения соответствующих измерений. Так, для контроля линейных размеров использовался цифровой микрометр с ценой деления в 1 мкм и цифровой штангельциркуль с ценой деления 10 мкм. Микродефекты лицевой поверхности (раковины, сколы, трещины) заготовок проверялись на оптическом микроскопе. Измерение габаритного размера заготовки было выполнено в плоскости, задаваемой оптическим стеклом, при помощи жестко закрепленного на ее поверхности штангельциркуля. Оценка наличия косоугольности, или перпендикулярности сторон, выполнялась угольником в плоскости стекла. Для измерения толщины керамической пластины использовался микрометр. Замер проводился в пяти контрольных точках, показанных на рисунке 3.10б.

Плоскостность пластин оценивалась с помощью лекальной линейки, приложенной к проверяемой поверхности. Контроль проводился по размеру щели, образованной между плоскостями линейки и пластины. Точность такого метода оценивается в 3 – 5 мкм. Для контроля измерений часть пластин проверялась на микроскопе при помощи микрометрической головки, закрепленной вместо объектива. Толщина пластин немного отличалась от партии к партии и составляла 0.963 ± 0.015 мм. Разброс толщины пластин из одной партии составил около 0.01 мм. Ширина пластин отвечала заявленным требованиям и составляла 24 ± 0.05 мм. Количество некондиционных пластин по тем или иным причинам



Рисунок 3.11: Режущие диски с рабочей кромкой с напылением из алмазного синтетического микропорошка на никелевой связке, сверху находится использованный диск.



Рисунок 3.12: Изготовленные керамические электроды из алюмооксидной (слева) и нитрид-карбидной (справа) керамики.

составило 5 – 7% от общего количества. Все пластины перед сборкой проходили процедуру ультразвуковой мойки. Как показал опыт, воздействие ультразвука на материал в водной среде помимо очищающего эффекта также позволяет выявить внутренние напряжения в материале пластин.

Для фрезерования канавки в форме Роговского по периметру электродов был разработан специальный диск с необходимым профилем режущей поверхности. В результате нескольких итераций производителем был изготовлен требуемый профиль режущей кромки, обеспечена приемлемая износостойкость инструмента. Фрезеровка такими дисками, показанными на рисунке 3.11, происходила на станке ЧПУ в ИТЭФ. Электроды с нанесенными канавками показаны на рисунке 3.12.

Толщина упоров, используемых в камере для обеспечения зазора заданной ширины, также контролировалась с помощью цифрового микрометра с ценой

деления в 1 мкм. Для сборки тестовых камер выбирались упоры толщиной 252 ± 1 мкм.

При проектировании электродов был учтен результаты расчета скорости прихода сигнала с поверхности электрода с целью определения оптимального места расположения считывающего контакта. Расчеты были выполнены коллективом ИТЭФ в среде MATLAB для электрода размером 20×20 мм² [71]. По анализу временных распределений видно, что минимальная дополнительная временная дисперсия обеспечивается при съеме сигнала с середины электрода (рисунок 3.13). Выполненные проверки изготовленных электродов методами визуального сравнения с эталоном и при помощи измерений на микроскопе высокой точности продемонстрировали хорошие результаты – правильный профиль канавки с требуемым заглублением в материале (рисунок 3.14), отличное совпадение канавок на электродах, образующих рабочий зазор (рисунок 3.15).

Окончательной стадией изготовления высоковольтных электродов был процесс напыления токопроводящего слоя и металлизация контакта. При контроле качества на данном этапе особое внимание уделялось расположению границ металлизированной поверхности, которые должны находиться на середине канавки.

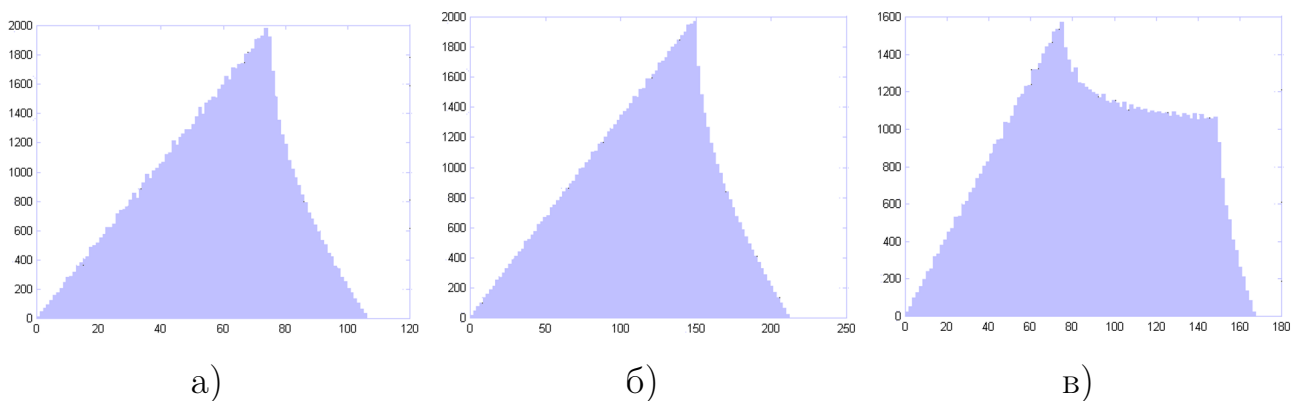


Рисунок 3.13: Распределение времен прихода сигнала при съеме сигнала а) с центра электрода ($t = 57.48 \pm 21.40$ пс), б) с угла электрода ($t = 114.65 \pm 42.79$ пс), в) с грани электрода ($t = 88.86 \pm 38.13$ пс).

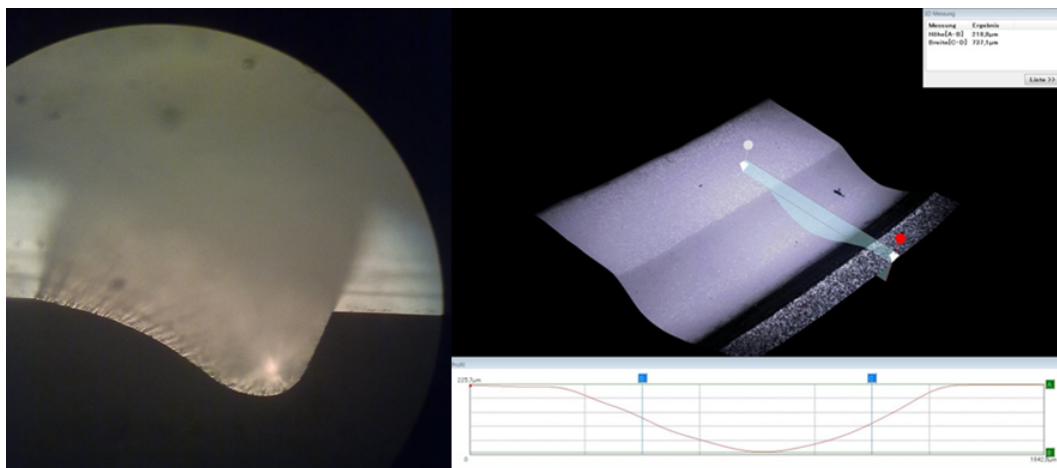


Рисунок 3.14: Цифровое изображение профиля канавки, полученное с использованием микроскопа высокой точности, и проведение оценочного измерения профиля по полученному изображению.



а)

б)

в)

Рисунок 3.15: Результаты сканирования торцевой поверхности стеков камер с помощью цифрового микроскопа высокой точности: а) камера со стеклом собранным с использованием высоковольтного электрода изготовленного методом прессформы (ALICE TOF R&D) и электрода изготовленного на станке с ЧПУ; б) камера со стеклом из обоих фрезерованных на станке с ЧПУ электродов на базе керамик Al_2O_3 и SiC/Si_3N_4 ; в) пример ошибки позиционирования инструмента в плоскости заготовки или неправильного заглубления режущего инструмента.

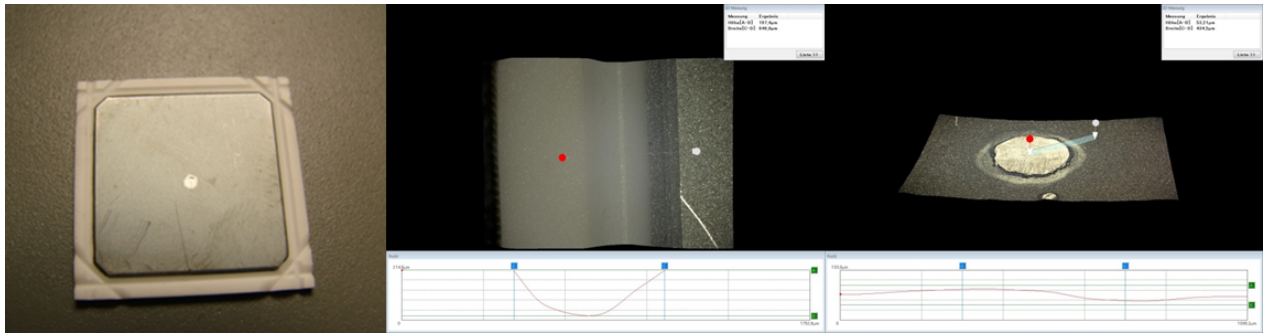


Рисунок 3.16: Изображение высоковольтного электрода, увеличенные изображения границы металлической поверхности и контактной площадки, полученные с помощью микроскопа высокой точности.

3.5 Радиационные испытания

Поскольку основной задачей керамических РППК является работа в жестких радиационных условиях и в потоках частиц высокой плотности, требуется проверка радиационной стойкости конструкционных материалов детектора. В условиях эксперимента СБМ уровень радиационной нагрузки может быть настолько высок, что становится возможным разрушение самой структуры вещества за счет разрушения молекулярных связей или кристаллической решетки. Потоки нейтронов, а также альфа-частиц и тяжелых осколков сталкивающихся ядер могут нанести серьёзный ущерб материалу детекторов, воздействуя на атомы вещества. Особенно это опасно для считывающей электроники. Как показывают симуляции [72], выполненные в среде FLUKA, уровень энергетических потерь неионизирующего излучения в передней области может достигать по порядку величин $10^{12} - 10^{14}$ в год на квадратный сантиметр в нейтронном эквиваленте в зависимости от расстояния до мишени. Для определения радиационной стойкости изучаемых керамических материалов две пластины из нитрид-карбидной Si_3N_4/SiC керамики размерами $5 \times 5 \times 0.2$ см³ были отправлены на экспериментальную площадку на ядерном реакторе в Мюнхене (FRM-II). Пластины были подвержены потоку нейтронов величиной 10^{13} эквивалентной дозы на квадратный сантиметр, что соответствует примерно 10 годам работы детектора ВФТС в эксперименте СБМ. Энергия нейтронов составляла от 0.1 до 10 МэВ. Для понимания влияния излучения на главные характеристики керамических пластин их удельное сопротивление было измерено до и после облучения. Удельное сопротивление пластин из нитрид-карбидной

после облучения уменьшилось на 40% относительно начального значения. Визуальный осмотр облученных пластин не выявил каких-либо поверхностных повреждений.

3.6 Газовая смесь

В процессе испытаний керамических РППК с газовой смесью, содержащей изобутан ($iso-C_4H_{10}$), обнаружилось, что на поверхности резистивных электродов, изготовленных из карбидной керамики, образуются наросты. Изображение одного из наростов, сделанное при помощи цифрового оптического микроскопа, показано на рисунке 3.17. Такие наросты локально сокращают ширину зазора и приводят к появлению пробоев емкости камеры и росту тока утечки. Причиной образования наростов является неизбежное наличие свободного углерода в материале электродов, что дает реакцию с изобутаном при стримерных разрядах в объеме камеры. По этой причине работа данных керамических камер невозможна при наличии изобутана в газовой смеси. Все измерения, представленные далее, сделаны с использованием двухкомпонентной газовой смеси: $C_2H_2F_4:SF_6$ в соотношении 95:5% или 90:10%.

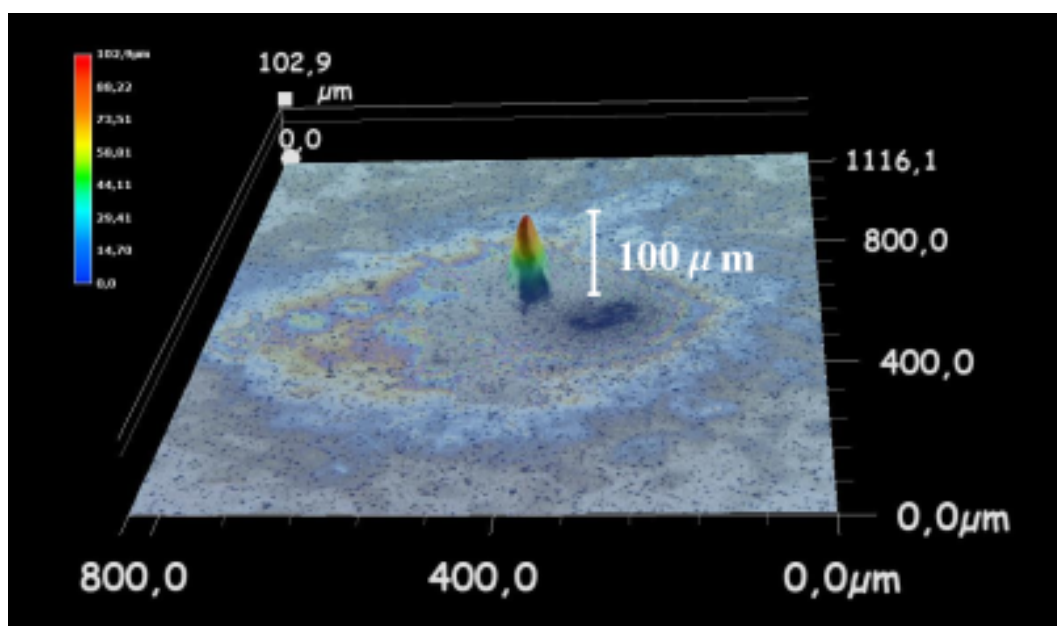


Рисунок 3.17: Фотография нароста на поверхности резистивного электрода.

3.7 Вычисление загрузки детектора BFTC и определение оптимальной гранулярности

С целью определения оптимальной гранулярности детектора BFTC были проведено [8] моделирование его работы в событиях ион-ионных столкновений, созданных генераторами UrQMD и SHIELD. Симуляции проводились в двух конфигурациях эксперимента CBM:

- SIS100: энергия пучка 10 ГэВ/нуклон, TOF расположен на расстоянии 6 метров от мишени, детектор TRD отсутствует.
- SIS300: энергия пучка 25 ГэВ/нуклон, TOF расположен на расстоянии 10 метров от мишени, установлены все станции детектора TRD.

Радиус отверстия в детекторе BFTC для вакуумпровода пучка во всех симуляциях равен 20 см. Транспортировка продуктов реакции через вещество детекторов осуществлялось посредством программной среды GEANT4.

Стоит учитывать наличие детектора TRD в экспериментальной установке, поскольку это вносит большое количество вещества непосредственно перед плоскостью детектора TOF, и, соответственно, приводит к увеличению плотности потока частиц за счет дельта электронов, рожденных в веществе детектора TRD. Это значительно увеличивает загрузку детектора BFTC и вероятность попадания сразу двух частиц в одну ячейку, что приводит к ухудшению идентификационных возможностей системы. Поэтому, также проведена оценка доли вторичных электронов от общего числа частиц, попадающих в детектор BFTC.

На рисунке 3.18 показана плотность потока частиц на плоскость детектора TOF в одном событии. Красная кривая показывает распределение плотности частиц вдоль оси X. Пик справа от вакуумпровода ($X = 0$) обусловлен тем, что заряженные частицы отклоняются в магнитном поле дипольного магнита. В центральных событиях, где осколков с большим атомным номером практически нет, этот пик выражен в меньшей степени. В периферийных же событиях пик выражен ярко, что является следствием особенностей работы самого генератора UrQMD: осколки с большим атомным номером, которые должны образовываться в периферических столкновениях, представлены в виде отдельных протонов и нейтронов, что искусственно увеличивает загрузку в центральной области.

На рисунке 3.19 показана плотность частиц в событиях генератора SHIELD, в котором фрагменты столкнувшихся ядер представлены более ре-

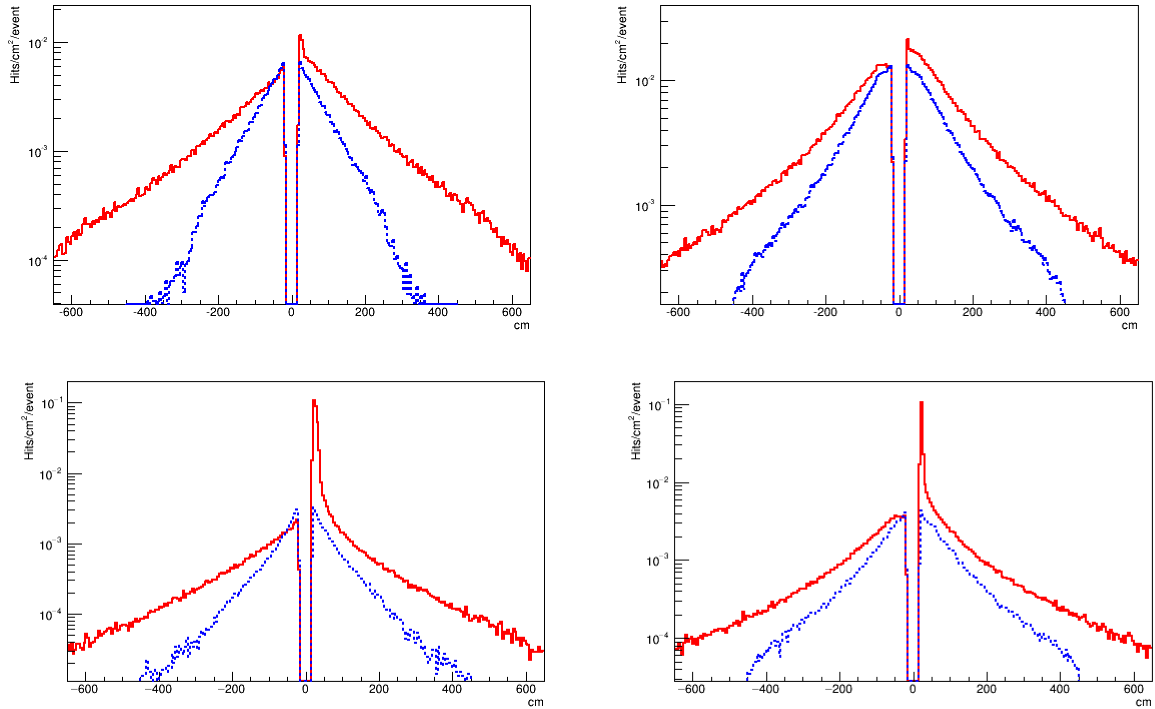


Рисунок 3.18: Плотность потока частиц (на событие) на плоскость детектора TOF в центральных (сверху) и периферийных (снизу) столкновениях ионов золота при энергии 10 ГэВ/нуклон (слева) и 25 ГэВ/нуклон (справа), смоделированных при помощи генератора UrQMD. Красная кривая показывает плотность потока частиц вдоль оси X (при $-10 < y < 10$), синяя – вдоль оси Y (при $-10 < x < 10$).

лиственно. Видно, что количество частиц в событии на квадратный сантиметр достигает величины $2 \cdot 10^{-2}$. При частоте столкновений 10^7 Гц, запланированной в эксперименте СБМ, это соответствует плотости потока частиц в 200 кГц/см². Требуется, чтобы соотношение двойных попаданий частиц в ячейку к одиночным было не более, чем 5%. Поэтому эффективная площадь детектирующей ячейки в центральной части детектора TOF не должна превышать 5 см². Учитывая возможные перекрестные наводки из-за деления наведенного заряда между соседними ячейками, их площадь должна быть еще меньше. Поэтому логично начать изучение с площади ячейки равной 4 см².

Исходя из этого, симуляции проводились для двух размеров ячеек детектора BFТС: 2×2 см² и 5×5 см². Последний размер ячеек был рассмотрен по причине того, что уже проводились пучковые испытания тестовых плоско-параллельных резистивных камер такого же размера и известны их загрузочные возможности. Также на внутренних совещаниях коллаборации

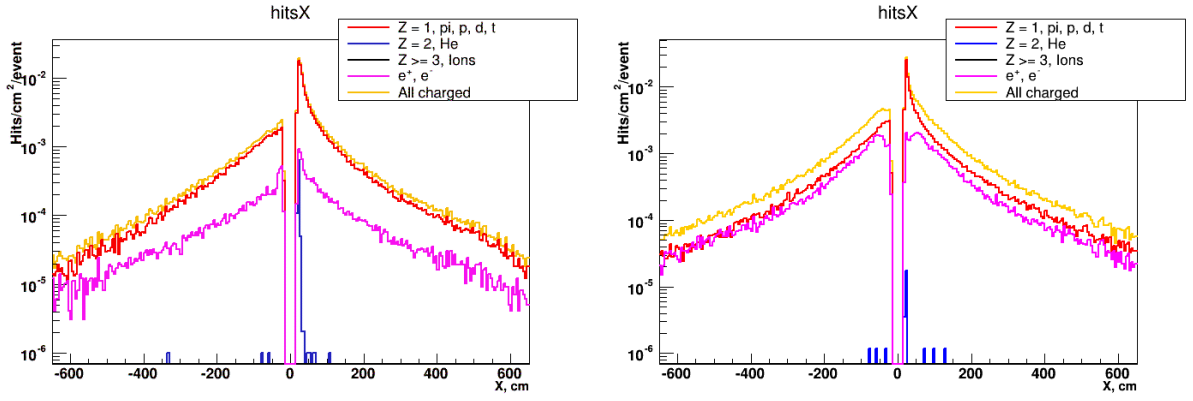


Рисунок 3.19: Плотность потока частиц на плоскость детектора TOF в одном событии генератора SHIELD. Симуляции проводились в нецентральных столкновениях ионов золота при энергиях 10 ГэВ/нуклон (слева) и 25 ГэВ/нуклон (справа). Показана плотность потока частиц вдоль оси X при $-10 < y < 10$. Цветом показаны распределения частиц с различным зарядом.

СВМ-TOF предлагалось покрыть внутреннюю часть плоскости детектора TOF камерами примерно такого же размера. На рисунке 3.20 показана загрузка детектора с размером ячейки 5×5 и 2×2 см² при столкновениях с различными энергиями ядер золота, смоделированных при помощи генераторов SHIELD. Видно, что при энергии столкновения 25 ГэВ/нуклон максимальная загрузка достигает 50% для ячеек, находящихся в непосредственной близости к вакуумпроводу.

При энергии 10 ГэВ/нуклон загрузка достигает 30% в периферических столкновениях. Вероятность двойных попаданий, представленная на рисунке 3.21, достигает 5% в достаточно широкой области, что не удовлетворяет требованиям эксперимента СВМ. Для ячеек с размерами 2×2 см² эти показатели достигают лишь 2%, что удовлетворяет предъявляемым требованиям. Следует также учитывать, что в реальном эксперименте загрузка будет больше из-за ложных срабатываний при делении наведенного заряда между соседними ячейками. Кроме этого, в реальных условиях перед детектором будет больше вещества, нежели заложено в геометрической модели детекторов, что приведет к большему числу вторичных электронов. Поэтому увеличение площади ячеек может привести к превышению допустимой доли двойных попаданий. Как видно из рисунка 3.19, доля электронов от общего числа заряженных частиц в центральной области детектора BFТС составляет 5% и 10% в конфигурациях SIS100 и SIS300 соответственно. Поток электронов значительно больше на всей площади детектора в конфигурации SIS300 (при наличии детектора TRD перед

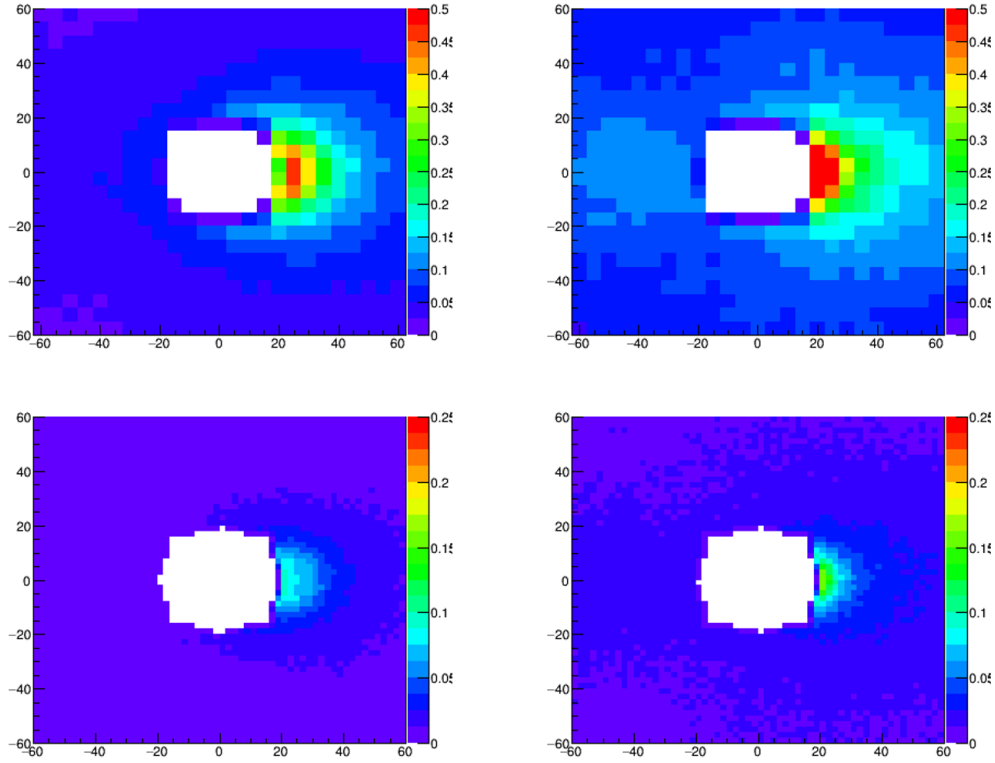


Рисунок 3.20: Загрузка детектора BFTC в 10^4 периферических столкновений генератора SHIELD. Сверху показаны ячейки размером $5 \times 5 \text{ cm}^2$, снизу – $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Энергия столкновений: слева – 10 ГэВ/нуклон, справа – 25 ГэВ/нуклон.

плоскостью детектора TOF). На рисунке 3.22 показаны источники электронов, попадающих в детектор BFTC. Видно, что электроны рождаются в веществе всех детекторов, стоящих на линии пучка перед детектором TOF. Основная доля электронов, попадающих в детектор BFTC, рождается в ближайших станциях детектора TRD.

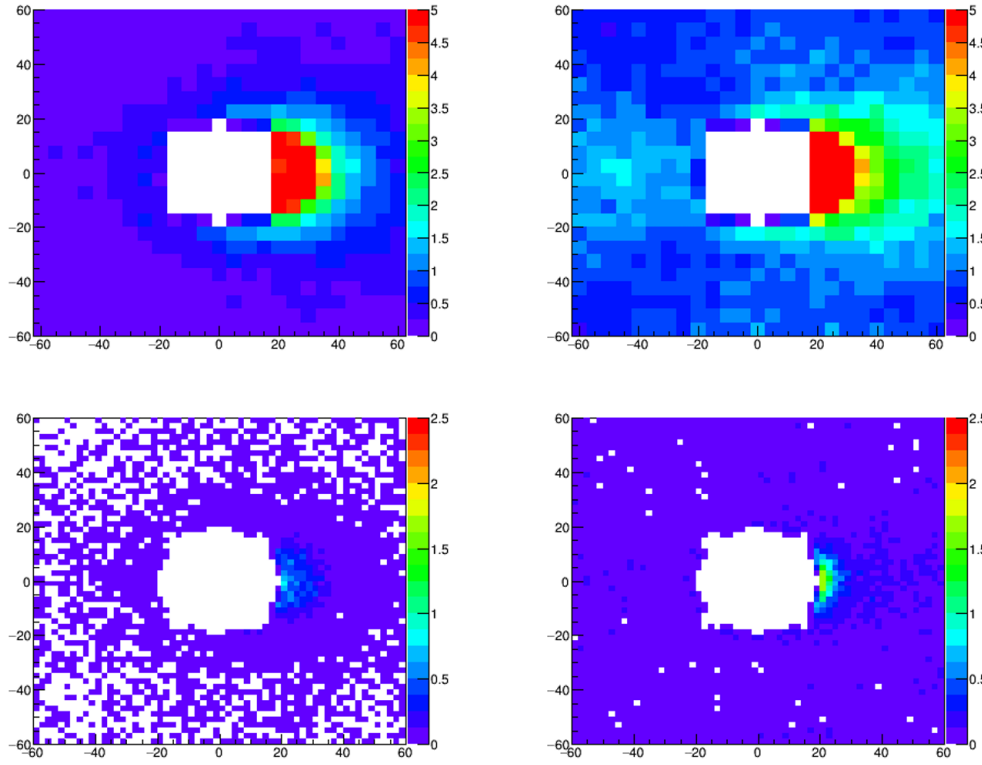


Рисунок 3.21: Вероятность двойных попаданий в ячейку детектора BFTC в 10^4 периферических столкновений, созданных в генераторе SHIELD. Размер ячеек: сверху – 5×5 см², снизу – размер ячеек 2×2 см². Энергия столкновений: слева – 10 ГэВ/нуклон, справа – 25 ГэВ/нуклон.

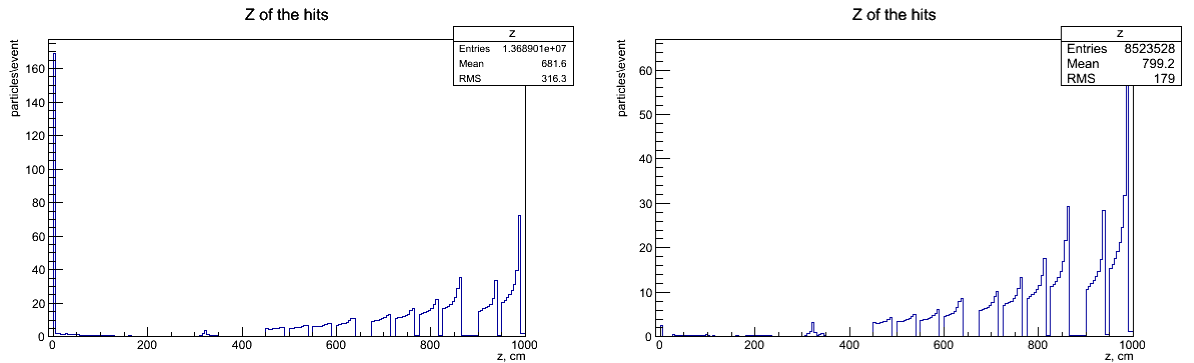


Рисунок 3.22: Показана начальная координата частиц, попавших в детектор BFTC. Слева: все заряженные частицы. Справа: только электроны. Центральные столкновения при энергии 25 ГэВ/нуклон, смоделированные при помощи генератора UrQMD.

Глава 4. Пучковые испытания керамических РППК

Для измерения рабочих характеристик керамических РППК и определения оптимального сопротивления резистивных электродов камеры были протестированы на двух экспериментальных площадках: электронный ускоритель ELBE в центре ГЦДР и протонный синхротрон PS в исследовательском центре ЦЕРН. Загрузочные измерения проводились на ускорителе ELBE, где плотность потока электронов возможно менять в широком диапазоне – от нескольких кГц/см² до порядка 1 МГц/см². На ускорителе в исследовательском центре ЦЕРН измерения проводились на пучке пионов при низкой загрузке для проверки эффективности. В данной главе описаны экспериментальные установки, методы измерения характеристик керамических РППК и результаты анализа экспериментальных данных.

4.1 Тестовый модуль

Для поиска оптимального сопротивления резистивных электродов использовались образцы керамики с объемным удельным сопротивлением в диапазоне $10^8 - 10^{12}$ Ом·см. Пучковые испытания проводились на шестизазорных камерах двух размеров: 5×5 см² и 2×2 см². В камерах с размером 5×5 см² внешние электроды были изготовлены из алюмооксидной керамики во время разработки детектора TOF в эксперименте ALICE. В отличие от новых пластин размером 2×2 см², канавки в форме Роговского нанесены в пресс-форме во время выпекания электродов. Металлический слой на пластинах обоих размеров нанесен одним и тем же способом, описанным выше. Резистивные электроды всех камер выполнены из нитрид-карбидной керамики. Во всех измерениях камеры состояли из трех пар индивидуальных ячеек, в каждой из которых подбирались резистивные электроды с близкими значениями удельного сопротивления.

Кроме этого, была собрана одна гибридная камера размером 2×2 см², где резистивный электрод изготовлен из низкорезистивного стекла, предоставленного китайскими коллегами из университета Цинхуа. Стекло, толщиной 0.7 мм, было нарезано в размер внешних габаритов керамических электро-

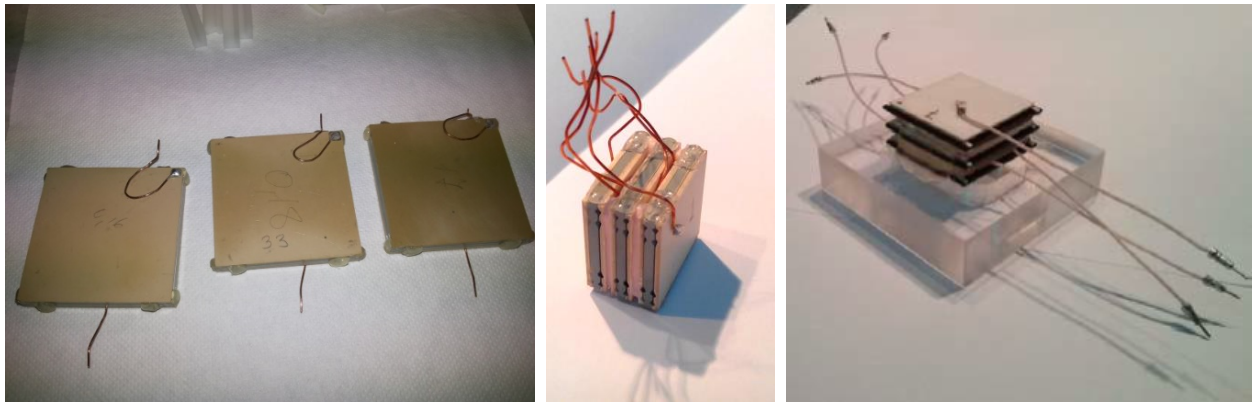


Рисунок 4.1: Слева – три индивидуальные ячейки размером $5 \times 5 \text{ см}^2$. В центре – собранная 6-зазорная камера размером $2 \times 2 \text{ см}^2$. Справа – гибридная камера, изготовленная из керамических и стеклянных электродов

дов, т.е. $2.4 \times 2.4 \text{ см}^2$. Заявленное удельное сопротивление данного материала – порядка $10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Целью испытаний данной камеры была проверка альтернативного доступного варианта исполнения резистивного электрода. Очевидно, что на стеклянной пластине такой толщины невозможно реализовать канавки Роговского, поэтому в данной камере они имеются лишь на керамических электродах.

В таблице 1 показан перечень изготовленных и протестированных камер, название камеры, используемое далее в тексте, их удельное сопротивление и площадь рабочей поверхности.

Для пучковых испытаний керамических РППК были изготовлены одноканальные и восьмиканальный модули. Восьмиканальный модуль представляет собой газовый объем, в котором восемь ячеек расположены в ряд в шахматном порядке так, что рабочая область составляет $2 \times 16 \text{ см}^2$ без мертвых зон в перпендикулярном направлении. Внутреннее устройство и фотографии 8-ми канального модуля показаны на рисунке 4.2.

4.2 Электронный пучок

Характеристики камер были измерены на электронном пучке энергии 30 МэВ на ускорителе ELBE в ГЦДР, который является первым ускорителем в мире, использующим сверхпроводящую высокочастотную пушку, работающую в непрерывном режиме. На экспериментальных площадках данного ускорителя

Таблица 1: Перечень изготовленных керамических камер для сканирования ориентировочного диапазона удельного сопротивления резистивных электродов.

Название камеры	Удельное сопротивление резистивного электрода, $\Omega \cdot \text{cm}$	Площадь рабочей поверхности, cm^2
mCRPC0	$2.0 \cdot 10^{10}$	2×2
mCRPC1	$3.0 \cdot 10^9$	2×2
mCRPC2	$5.0 \cdot 10^8$	2×2
mCRPC3	$7.0 \cdot 10^9$	2×2
1	$1.4 \cdot 10^9$	2×2
2	$3.0 \cdot 10^9$	2×2
3	$3.8 \cdot 10^9$	2×2
4	$4.2 \cdot 10^9$	2×2
5	$4.2 \cdot 10^9$	2×2
6	$6.6 \cdot 10^9$	2×2
7	$8.2 \cdot 10^9$	2×2
8	$9.4 \cdot 10^9$	2×2
CRPC09	$3.5 \cdot 10^9$	5×5
CRPC10	$2.3 \cdot 10^{10}$	5×5
ИТЕР8	$3.0 \cdot 10^8$	5×5
ИТЕР13	$9.0 \cdot 10^9$	5×5
Гибридная	$5.0 \cdot 10^{10}$	2×2

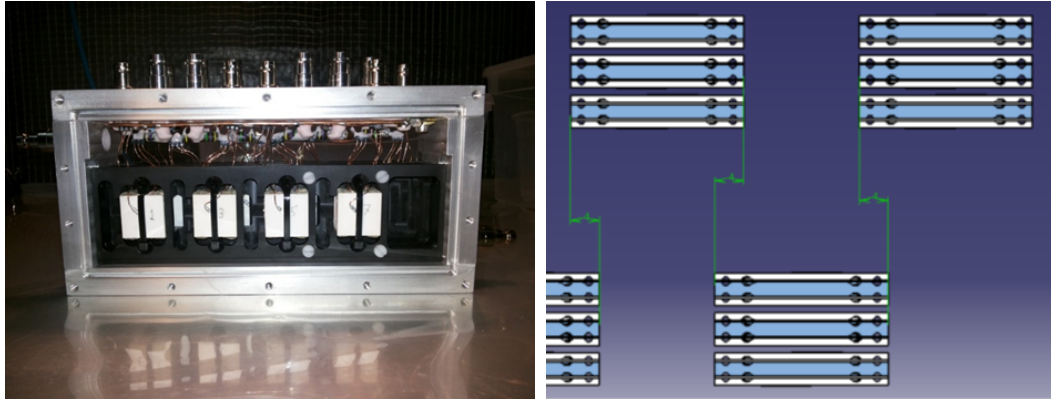


Рисунок 4.2: Слева –внутренний вид 8-ми канального модуля, справа – схематичное изображение расположения ячеек в модуле, вид сверху; показана область перекрытия ячеек.

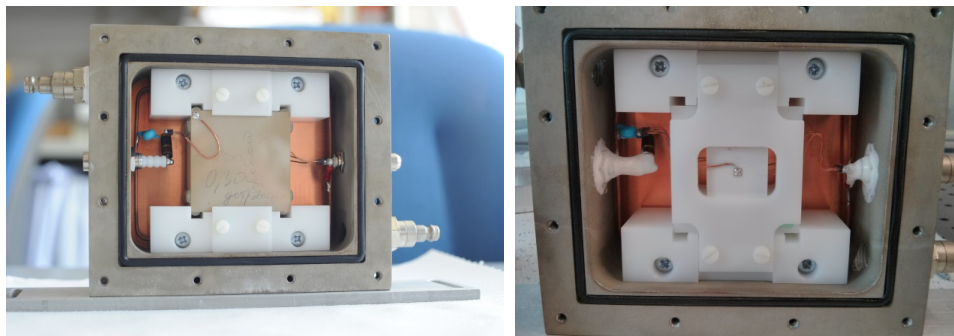


Рисунок 4.3: Одиночный модуль с ячейкой 5×5 (слева) и 2×2 (справа) см^2 .

возможна работа с несколькими видами вторичного излучения, полученного от первоначального электронного пучка: когерентным электромагнитным излучением двух лазеров на свободных электронах, тормозными фотонами, электронами, позитронами и нейтронами отдачи.

Для полного понимания измерений, проводимых на нестандартном электронном пучке, доступном на ускорителе ELBE, его свойства были тщательно изучены совместно с коллегами из центра ГЦДР. Максимальная энергия пучка ускорителя ELBE может достигать значения 40 МэВ, но измерения проводились при энергии 30 МэВ, при которой электроны можно считать минимально-ионизирующими частицами. Однако, в таком режиме существенным оказывается рассеивание электронов на веществе детекторов, что сказывается на чувствительности измерений к геометрии установки.

4.2.1 Стартовый сигнал

Другой важной особенностью ускорителя ELBE является наличие временной привязки к моменту создания банча, передающейся от ускорителя в виде сигнала. Длительность одного банча составляет 5 нс, а частота повторений банчей может меняться как $26/2^n$ МГц ($n=0, 1..8$). Во время всех описанных измерений частота банчей составляла 26/4 МГц. Стартовый сигнал передается по оптическому кабелю от высоко-частотной системы ускорителя до экспериментального зала, где после доформирования подается в TDC.

Большая точность этого сигнала позволяет использовать его как стартовый для времяпролетных измерений. Для определения разрешения старта один и тот же сигнал подавался в два разных канала TDC. На рисунке 4.4 показано распределение разности времен между двумя каналами и кривая фитирования функцией Гаусса. Ширина распределения Гаусса дает суммарное разрешение стартового сигнала и дискриминатора и составляет в среднем 33–40 пс (в зависимости от качества работы ускорителя). Такая высокая точность стартового сигнала позволяет изучать времяпролетные детекторы, демонстрирующие временное разрешение до 50 пс.

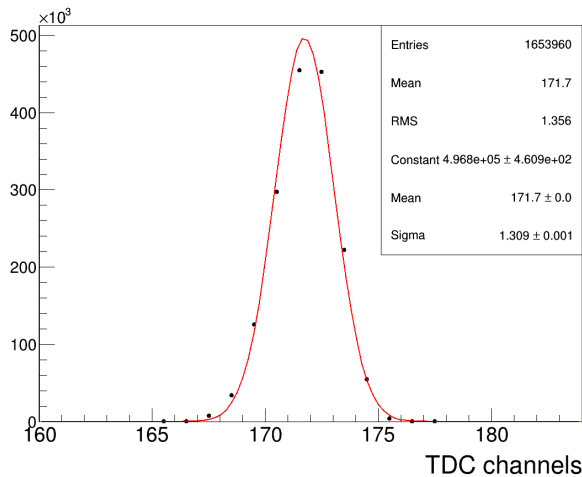


Рисунок 4.4: Распределение времени стартового радио-сигнала и кривая фитирования функцией Гаусса. Ширина канала TDC составляет около 25 пс.

4.2.2 Одноэлектронный режим

Важной и уникальной особенностью ускорителя ELBE является одноэлектронный режим [73]. В этом режиме с большой вероятностью в каждой банче будет не более одного электрона, что очень удобно для изучения детекторов элементарных частиц. Такой эффект возможен благодаря системе точно позиционированных рассеивающих экранов на пути пучка. Количество банчей в пучке задается напряжением на воротах инжектора. Таким образом, возможно менять плотность потока электронов на экспериментальную установку. Частоту банчей в пучке возможно менять в диапазоне от 100 до 10^6 Гц.

4.2.3 Экспериментальная установка

Экспериментальная установка для измерения характеристик керамических РППК состояла из следующих компонентов. Триггерную систему составляли сцинтилляционные счетчики размерами $2 \times 2 \times 0.5$ см³, считываемые с двух сторон и на линии пучка расположенные до и после измеряемых модулей РППК. Непосредственно за измеряемой камерой располагался дополнительный сцинтилляционный счетчик размерами $0.5 \times 0.5 \times 0.1$ см³, который определял узкий триггер, необходимый в условиях большого рассеяния электронов на в веществе установки. Благодаря узкому триггеру исключались электроны, прошедшие широкий триггер за счет перерассеяния, но не прошедшие через исследуемую камеру. То есть, отбирались лишь те частицы, траектория которых близка к прямолинейной. Два дополнительных широких счетчика размерами $4 \times 4 \times 0.1$ см³ располагались впереди установки для определения потока частиц. Установка схематически изображена на рисунке 4.5. Перечень использованных сцинтилляционных счетчиков приведен в таблице 2.

Триггер определялся совпадением сигналов счетчиков S1, S2, S3, S4 и стартового сигнала. Сигнал от контрольных счетчиков S11, S13, S14 учитывался во время обработки данных. Сигнал РППК считывался усилителем MAXIM 3760 и по двухметровому кабелю подавался на вход дискриминатора переднего фронта, а после по двадцати метровому кабелю в «домик экспериментатора» для

Таблица 2: Перечень изготовленных керамических камер для сканирования ориентировочного диапазона удельного сопротивления резистивных электродов.

Название счетчика	Размеры, [см]	Назначение счетчика
S1&S2	$2 \times 2 \times 0.5$	триггер
S3&S4	$2 \times 2 \times 0.5$	триггер
S5	$0.5(\text{диаметр}) \times 1$	снятие профиля пучка
S6	$4 \times 4 \times 1$	триггер
S11, S13, S14	$0,5 \times 0,5 \times 0.1$	триггер

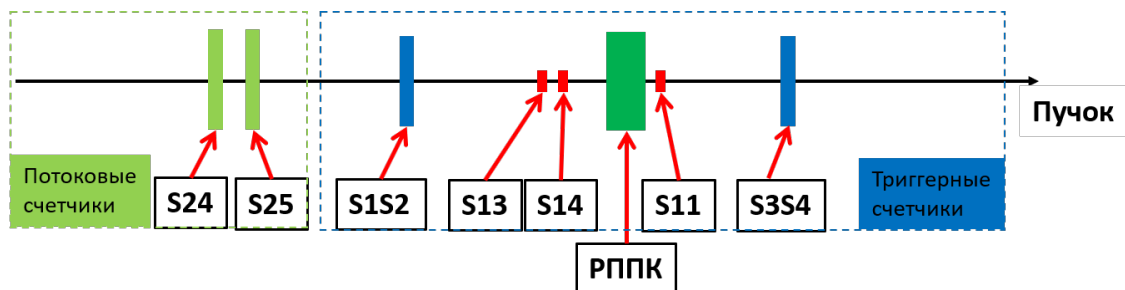


Рисунок 4.5: Схема экспериментальной установки на электронном пучке ускорителя ELBE, Гельмгольц-Центр Дрезден Россендорф, Германия.

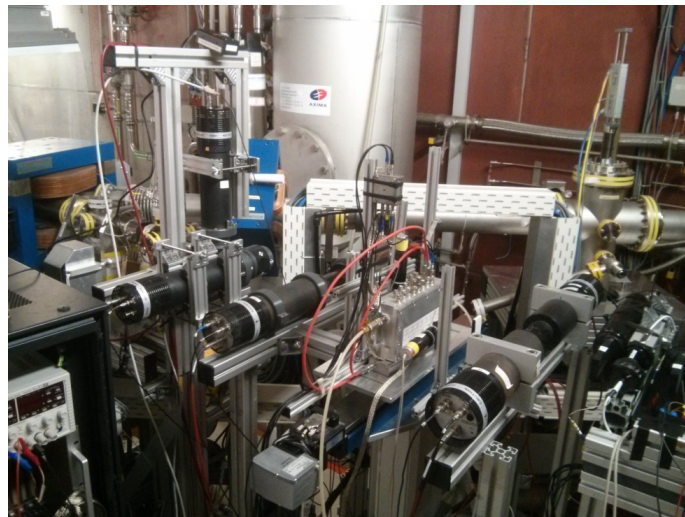


Рисунок 4.6: Фотография экспериментальной установки на ускорителе ELBE.

доформирования и записи с помощью время-цифрового преобразователя CAEN TDC v1290N. Время-цифровой преобразователь был разработан в ЦЕРН, основан на чипе HPTDC и имеет временное разрешение около 24.4 пс/деление [74]. Аналоговый сигнал, усиленный в 10 раз с помощью быстрого усилителя CAEN

N979, записывался аналого-цифровым преобразователем CAEN QDC v965, точность которого составляет 25 пКл/деление.

Для сбора и записи данных использовалась система Multi Branch System (MBS) [75], разработанная в исследовательском центре ГСИ, Германия. Для мониторинга набираемых данных использовалось программное обеспечение под названием GSI Online-Offline Analysis Tool (Go4), также разработанное в исследовательском центре ГСИ.

4.2.4 Профиль пучка

Важным измерением в каждом пучковом сеансе являлось снятие профиля пучка, необходимого для контроля его фокусировки, а также корректного расчета плотности потока частиц на исследуемый детектор. Командой института ГЦДР такое измерение проводится несколькими способами, но основным методом для расчета плотности потока частиц является измерение с помощью сцинтилляторов.

В таком измерении триггер определяется совпадением сигналов от фотомножителей счетчиков S1, S2 и маленького цилиндрического сцинтиллятора S5. Снятие профиля происходит за счет перемещения маленького сцинтиллятора S5 в горизонтальной и вертикальной плоскостях, в то время как счетчики S1 и S2 остаются неподвижными. Пример измеренного профиля пучка показан на рисунке 4.7. Видно, что профиль пучка в проекции на плоскость РППК представляет собой эллипс. Размеры эллипса могут быть вычислены из ширины функции Гаусса, полученной фитированием точек измерения. В случае, показанном на рисунке 4.7, ширины равны $\sigma_{x,scint} = 1.68 \pm 0.12$ см и $\sigma_{y,scint} = 1.99 \pm 0.15$ см.

Другим методом контроля профиля пучка служило измерение с помощью эмульсионной пластины, которая устанавливалась в разные области установки. Это позволяет оценить степень рассеяния пучка на материале детекторов. Оцифрованные изображения с эмульсионных пластин показаны на рисунке 4.8. На левом верхнем рисунке показано изображение, полученное на пластине, размещенной непосредственно у выхода пучка из вакуумпровода во время сеанса в июле 2011 года. Видно, что сечение пучка имеет срезы, представляющие собой

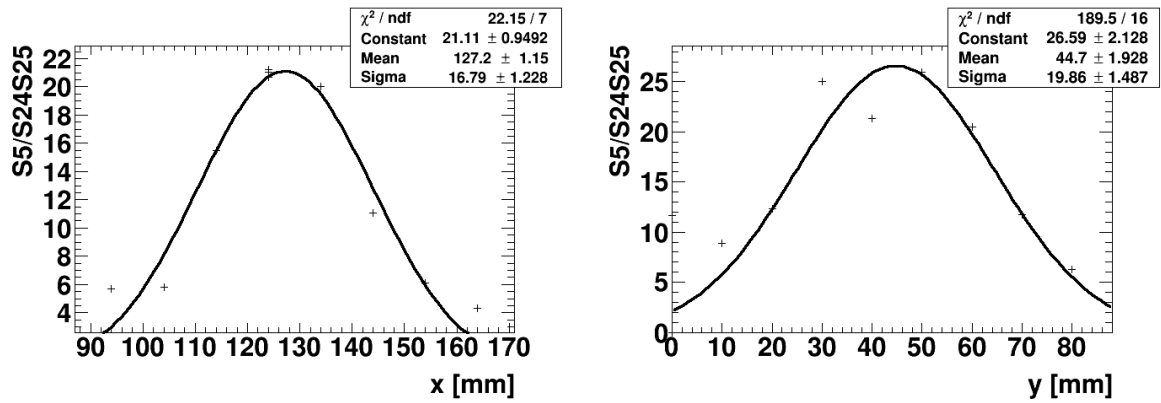


Рисунок 4.7: Профиль пучка, полученный в измерениях с помощью сцинтиллятора в пучковом сеансе 2011 года. Слева: профиль вдоль горизонтальной оси, слева – вдоль вертикальной.

тень экранов, которые не были полностью изъяты с траектории пучка. Справа показано изображение, полученное в той же позиции эмульсионной пластины во время другого сеанса в ноябре 2011 года. Видно, что пучок имеет профиль, идентичный сечению вакуумпровода. Снизу показано изображение на пластине, размещенной за алюминиевым модулем РППК, полученное во время сеанса в июле 2011 года. Можно видеть, что пучок полностью расфокусирован в силу перерассеяния на материале сцинтилляционных счетчиков, тени которых для наглядности отмечены на рисунке.

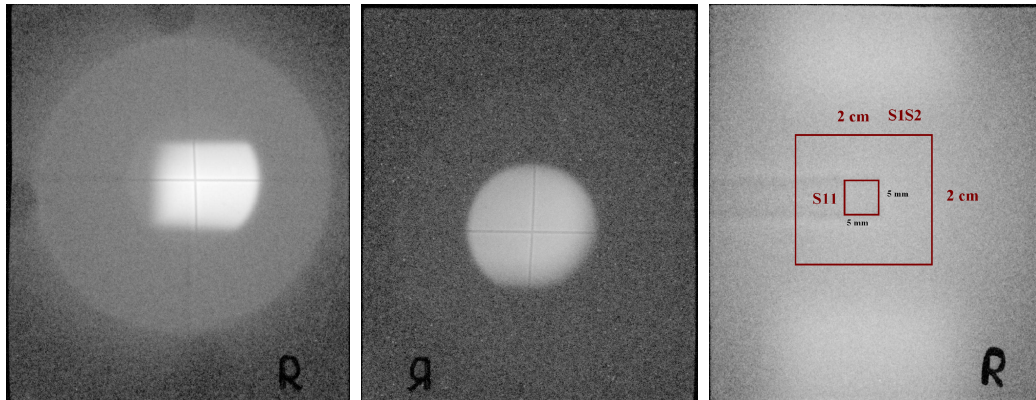


Рисунок 4.8: Изображения, полученные на эмульсионных пластинах, размещенных в разных частях экспериментальной установки. Рисунки взяты из [65]

4.2.5 Оценка плотности потока частиц

При измерениях загрузочной способности РППК важно правильно оценить плотность потока частиц на рабочую площадь детектора. По опыту измерений профиля пучка его диаметр составляет 5 – 6 см (см. рисунок 4.7), а значит площадь пучка составляет в среднем около 25 см². Площадь же испытываемых камер составляла 4 и 25 см², а счетчиков потока частиц – 16 см². Поэтому, необходимо корректно рассчитать плотность потока частиц для измеряемой области.

В таком расчете пятном пучка считается область в пределах ширины на полувысоте его профиля. Поскольку пересечение Гауссиана с плоскостью дает эллипс, площадь пучка на измеряемой плоскости рассчитывается как площадь эллипса с радиусами, равными ширинам на полувысоте профиля пучка в вертикальном и горизонтальном направлениях, и определяется как:

$$S_{beam} = \pi \frac{FWHM_x}{2} \frac{FWHM_y}{2} \quad (4.1)$$

Плотность потока частиц определяется как отношение счетов в совпадении счетчиков S24 и S25 к площади пятна пучка, умноженное на корректирующий коэффициент. Этот коэффициент определяется как доля событий Гауссовского распределения, попадающих в заданную пятном пучка область. Для области внутри ширины на полувысоте двухмерного Гауссовского распределения это отношение составляет 0.56. Поэтому, плотность потока частиц в этой области рассчитывается как:

$$\langle \varphi \rangle = \frac{N_{S_{24}S_{25}}}{S_{beam}} 0.56 \quad (4.2)$$

4.3 Адронный пучок

Другой экспериментальной площадкой служил зал T10, являющийся одним из выводов пучка от ускорителя PS в исследовательском центре ЦЕРН. В зал T10 выводится пучок отрицательно заряженных частиц (π^-) с импульсом 5 ГэВ/с. Плотность потока частиц на детектор при этом составляет около

1.5 кГц/см² в течение длительности банча. Длительность банча составляет 0.3 сек, а частота – раз в 120 сек.

В качестве триггера использовались четыре сцинтилляционных счетчика, расположенные попарно до и после мини-модуля. Размеры передних триггерных счетчиков составляли 2×2 см², задних – 1×1 см². В качестве стартового времени использовалось время сцинтилляционных счетчиков, расположенных по пучку впереди, с размерами 2×10 см². Сигналы от счетчиков в каждой паре были включены через схему совпадений.

В качестве триггера использовались четыре сцинтилляционных счетчика, расположенные попарно до и после мини-модуля. Размеры передних триггерных счетчиков составляли 2×2 см², задних – 1×1 см². В качестве стартового времени использовалось время сцинтилляционных счетчиков, расположенных по пучку впереди, с размерами 2×10 см². Сигналы от счетчиков в каждой паре были включены через схему совпадений.

Стартовым временем, относительно которого отсчитывалось время приходов сигнала исследуемой камеры, было принято среднее время четырех стартовых счетчиков:

$$t_{start} = \frac{t_1 + t_2 + t_3 + t_4}{4}, \quad (4.3)$$

где t_1 – t_4 – временна прихода сигналов от счетчиков S1-S4.

Для получения временного спектра сигналов камеры стартовое время вычиталось из времени прихода сигнала камеры:

$$t_{rpc} = t_{rpc_raw} - t_{start} \quad (4.4)$$

Для определения разрешения стартового времени удобно построить распределение вида (рисунок 4.9):

$$t_0 = \frac{(t_1 + t_2) - (t_3 + t_4)}{2} \quad (4.5)$$

Поскольку стартовые счетчики идентичны, можно принять, что их временное разрешение одинаково. Тогда из ширины такого распределения можно определить разрешение одного стартового счетчика:

$$\begin{aligned} \sigma(t_0) &= \frac{1}{2} \sqrt{\sigma^2(t_1) + \sigma^2(t_2) + \sigma^2(t_3) + \sigma^2(t_4)} = \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{4\sigma_s^2} \\ \sigma_s &= \sigma(t_0) \end{aligned} \quad (4.6)$$

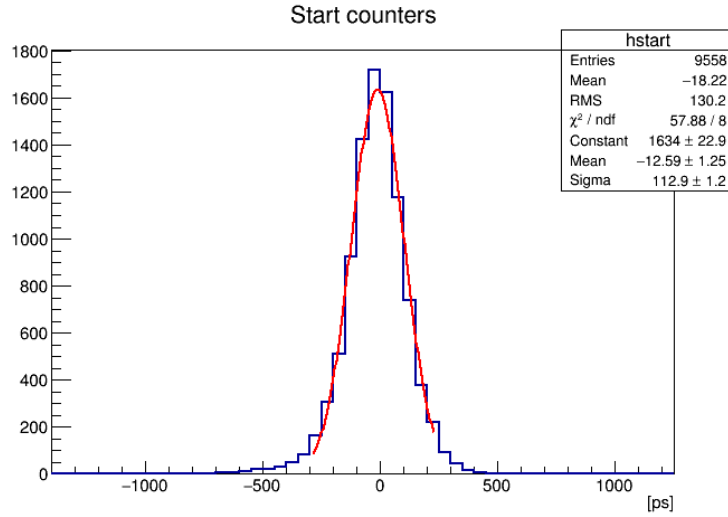


Рисунок 4.9: Спектр времени t_0 , полученного как результат выражения 4.5

Таким образом, ошибка стартового времени определяется из 4.3 и 4.5:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{start} &= \sigma\left(\frac{t_1 + t_2 + t_3 + t_4}{4}\right) = \frac{1}{4}\sigma(t_1 + t_2 + t_3 + t_4) = \\
 &= \frac{1}{4}\sqrt{4\sigma_2} = \frac{1}{2}\sigma_s \\
 \sigma_{start} &= \frac{1}{2}\sigma(t_0)
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

Разрешение стартового времени на экспериментальной площадке T10 составляло 56.5 ± 0.6 пс.

Преимуществом данной площадки является пучок высокоэнергичных пионов, рассеяние которых на материале установки мало, что минимизирует геометрическую зависимость проводимых измерений. Кроме этого, низкая загрузка детектора в пучке минимально ионизирующих частиц позволяет с большей точностью измерить предельную эффективность детектора. Измерение временного разрешения здесь могут быть осуществлены с меньшей точностью, по сравнению с площадкой на ускорителе ELBE, в силу большей величины стартового разрешения.

4.4 Анализ экспериментальных данных

Все данные, набранные в ходе пучковых испытаний были преобразованы в формат программного пакета ROOT, с помощью которого и проводился

анализ. Целью анализа данных было вычисление характеристик камеры в условиях высокой плотности потоков частиц и их зависимость от сопротивления резистивных электродов. Поскольку несколько сеансов измерений проводились в различающихся условиях и на разных установках, отдельное внимание уделялось приведению результатов анализа к одному формату, позволяющему сравнивать все измерения. Поэтому, дадим описание критериев отбора событий и определение основных характеристик.

4.4.1 Событие

Триггерными счетчиками являлись приборы с хорошо изученными характеристиками. Исследуемый детектор располагался между триггерными счетчиками так, что все детекторы лежат на прямой линии. Аппаратным триггером служило пересечение сигналов от счетчиков S1&S2, S3&S4 и стартового радио-сигнала. Совпадение этих сигналов задавало временное окно, в течение которого происходила запись времени прихода и амплитуды сигналов всех детекторов установки. Ширина окна составляла 1 мкс, что обеспечивает достаточное время для считывания всех сигналов, в тоже время, исключает наложение событий при большой интенсивности пучка. В ходе анализа набранных данных дополнительным триггером служило совпадение сигналов от счетчиков малой площади, а именно S11, S13 и S14. Поскольку эти счетчики расположены непосредственно перед и за исследуемой камерой, такой узкий триггер на центре камеры обеспечивает выборку частиц, пролетевших по прямолинейной траектории. В то же время, такой триггер сильно уменьшает статистику и ограничивает область измерений лишь центральной частью камеры.

Выборка сигналов счетчиков проводилась по следующим критериям:

- Сигнал должен находиться не дальше 1 нс от центра основного временного пика. Такой отбор особенно эффективен для измерений при низкой интенсивности пучка, отсекая сигналы от электронов, не связанных с пучком. Такие электроны обычно являются электронами эмиссии, испущенными с поверхности материала вакуумпровода под влиянием электрического поля пучка. В случае регистрации вторичных

электронов внутри окна записи данных время их прибытия не будет скоррелировано со стартовым сигналом ускорителя.

- Сигнал сцинтилляционных счетчиков должен лежать не дальше, чем 1 нс от главного временного пика. Такой критерий дает тот же эффект, что и описанный выше. Однако, благодаря ему при высокой загрузке отсекаются случайные совпадения счетчиков, вероятность записи которых увеличивается при частом срабатывании аппаратного триггера. К тому же, в случае близкорасположенных временных пиков двух мод системы синхронизации ускорителя данный критерий позволяет определить пик, связанный с частицей. На экспериментальной площадке ускорителя PS (ЦЕРН) данный критерий определения полезных событий был единственным в виду отсутствия стартового сигнала от ускорителя.

Для отбора сигналов РППК использовались аналогичные условия на время их прихода, а именно, выбирался интервал в 3 нс вокруг главного временного пика. Такое условие исключает сигналы от перерассеянных электронов. В то же время, условие на время прихода достаточно широкое чтобы учитывать хвосты спектра, которые интересны с точки зрения физики работы детектора, а также могут быть важны в процедуре определения сорта частиц.

Такие условия обеспечивают выборку сигналов во всех детекторах, соответствующих проходящей частице. В случае РППК, эти условия помогают отсеять большую часть отраженных сигналов, возникших из-за несогласованности цепи по сопротивлению, или в результате перекрестных наводок в считывающей электронике. Далее будем называть «триггерным» событие, удовлетворяющее первому из описанных выше условий, а «эффективным» событие, в котором имеются сигналы, удовлетворяющие обоим описанным условиям.

4.4.2 Эффективность

Эффективность детектора определяется как отношение эффективных событий N_{eff} к числу триггерных событий N_{tr} :

$$\varepsilon_{det} = \frac{N_{eff}}{N_{tr}} \quad (4.8)$$

Погрешность измерения эффективности детектора в первую очередь связана со статистической ошибкой. Предполагая, что распределение значений измерения подчиняется биномиальному закону, ошибку измерения эффективности можно рассчитать по формуле:

$$\sigma_{\varepsilon_{det}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{det}(1 - \varepsilon_{det})}{N_{tr}}} \quad (4.9)$$

Измерения рабочей кривой – зависимости эффективности регистрации частиц от напряжённости поля в зазоре – проводились при малой загрузке, составляющей 5 кГц/см² на ускорителе ELBE и около 1.5 кГц/см² на ускорителе PS. Поскольку при этих значениях плотности потока эффективность исследуемых камер практически не меняется, возможно проводить непосредственное сравнение результатов измерений на двух экспериментальных площадках. Подъем напряжения на электродах продолжался до тех пор, пока возможна работа камеры с долей стримерных сигналов не более 3%.

4.4.3 Временное разрешение

Временное разрешение детектора определяется из ширины спектра измеренного времени прихода сигнала камеры, отсчитываемого от стартового времени:

$$\sigma_{meas} = \sigma(t_{rpc_raw} - t_{start}) \quad (4.10)$$

Поскольку время сигнала камеры отсчитывается от стартового времени, в ширину этого спектра, кроме временного разрешения самой камеры, входит разрешение стартового времени и считывающей электроники. Таким образом, временное разрешение камеры при использовании данной электроники рассчитывается как:

$$\sigma_{RPC} = \sqrt{\sigma_{meas}^2 - \sigma_{start}^2} \quad (4.11)$$

В случае электронного пучка σ_{start} дается измерением, показанным на рисунке 4.4, в случае адронного пучка – выражением 4.7.

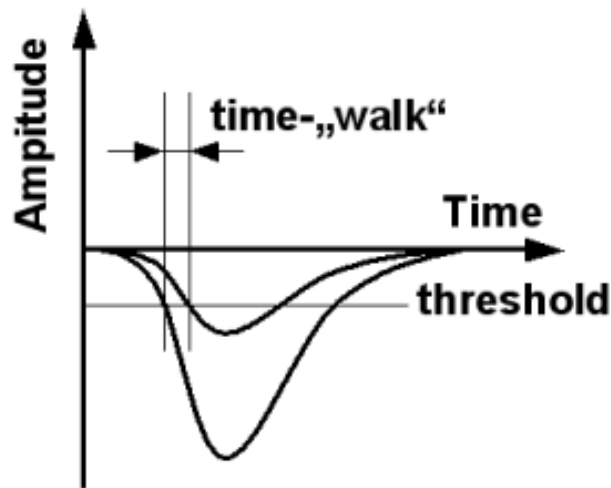


Рисунок 4.10: Иллюстрация зависимости времени дискриминации сигнала от его амплитуды в время-цифровом преобразователе.

4.4.4 Корректировки

При времяпролетных измерениях для получения лучшего результата важно учитывать особенности регистрации аналогового сигнала камеры, а именно – особенности работы время-цифрового преобразователя (TDC). Первой и наиболее значимой особенностью работы время-пролетного преобразователя является зависимость времени регистрации сигнала от его амплитуды. Поскольку дискриминация сигнала происходит по переднему фронту, а его время нарастания до максимального значения является постоянной величиной, то сигналы разной амплитуды преодолевают порог дискриминации через разный отрезок времени, если считать от времени возникновения сигнала. Это явление графически продемонстрировано на рисунке 4.10.

Для учета такого эффекта на стадии анализа данных применяется процедура корректировки времени, направленная на получение истинного времени возникновения сигнала, независимое от его амплитуды. Под амплитудой сигнала подразумевается полный собранный заряд, зарегистрированный с помощью QDC. Для этого строится двухмерная гистограмма, по осям которой отложены амплитуда и время сигнала (далее ТА-гистограмма). Пример такой гистограммы показан на рисунке 4.13. В каждом бине шкалы амплитуд i вычисляется среднее значение времени \bar{t}_i , которое вычитается из времени каждого сигнала.

ла t_{rpc} в этом бине.

$$t_{cor} = t_{rpc} - \bar{t}_i \quad (4.12)$$

В результате ТА-гистограмма приводится к линейному виду, где время сигнала не имеет зависимости от амплитуды. При достаточном количестве статистики для более точного результата шкала амплитуд разбивается на интервалы, в каждом из которых строится проекция на временную ось. Полученный временной спектр в данном интервале амплитуд фитируется функцией Гаусса, для которой определяется положение среднего значения \bar{t}_i . Ширина интервала выбирается такой, чтобы в нем содержалось достаточное количество статистики для фитирования (не менее 300 событий).

4.5 Результаты пучковых испытаний

Перед измерениями тестовые модули подвергались продувке рабочей газовой смесью в течение 1–2 дней для полного удаления воздуха и водяных паров из рабочего объема, оставшихся после сборки. Поток газа составлял около 1 л в час, что соответствует примерно трем рабочим объемам в час. После этого проводилась тренировка камер при медленном подъеме напряжения на высоковольтных электродах. По мере подъема напряжения в зазорах выгорает мелкая пыль, которая также остается после сборки. При этом процессе наблюдаются спонтанные газовые сигналы, часто сопровождающиеся длинным хвостом, похожим на форму сигнала стримерного разряда. Критерием чистоты камеры и готовностью к измерениям являлось отсутствие таких сигналов при рабочих напряжениях. Уровень шумов при этом составлял около 6 Гц. Процесс подготовки модулей к измерениям занимал около 2–3 дней, в зависимости от начальной чистоты камер.

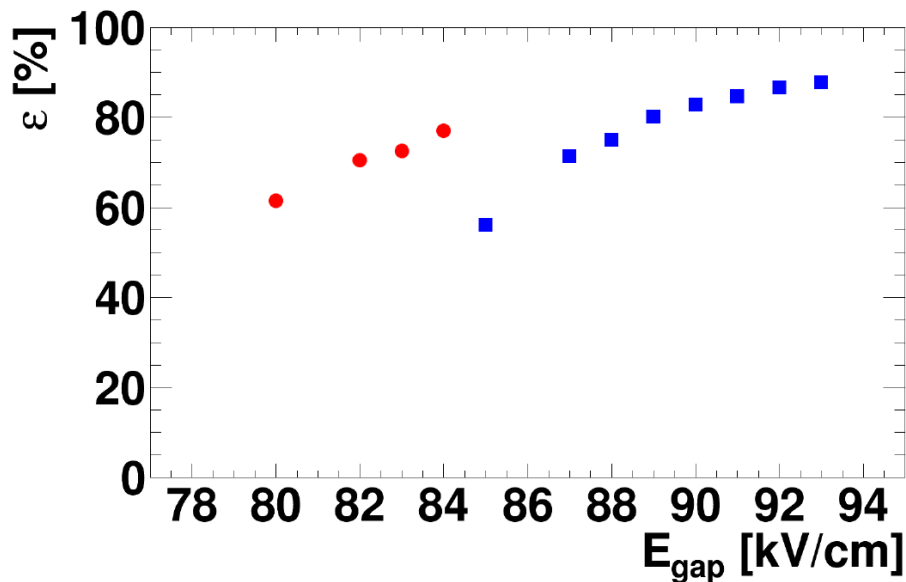


Рисунок 4.11: Рабочие кривые для камер размером $5 \times 5 \text{ см}^2$ с удельным сопротивлением плавающих электродов $3 \cdot 10^8$ (ITER8, точки) и $9 \cdot 10^9$ (ITER13, квадраты) Ом·см.

4.5.1 Измерения камер размером $5 \times 5 \text{ см}^2$

На рисунке 4.11 показаны результаты первых оценочных измерений, где тестировались камеры размерами $5 \times 5 \text{ см}^2$ с удельным сопротивлением резистивных электродов 10^8 (ITER8) и 10^{10} (ITER13) Ом·см. В данных камерах канавки Роговского имелись лишь на сигнальных электродах. Как и ожидалось, увеличение эффективности регистрации для камеры с низким сопротивлением плавающего электрода происходит при меньших значениях напряженности поля. Камера с сопротивлением $3 \cdot 10^8$ Ом·см не способна работать с эффективностью более 80%, достигаемой при значении напряженности поля в зазоре 84 кВ/см. Камера с сопротивлением $9 \cdot 10^9$ Ом·см способна работать с эффективностью, близкой к 90% при напряженности поля 93 кВ/см. Однако, на рабочих кривых камер не наблюдается плато эффективности. Дальнейший подъем напряжения в этих камерах невозможен из-за возникновения пробоя на краях электродов. Для камеры ITER8 это в первую очередь связано с низким сопротивлением резистивных электродов.

На рисунке 4.12 показаны рабочие кривые камер размерами $5 \times 5 \text{ см}^2$. В камерах CRPC09 и CRPC10 канавки Роговского имеются по периметру всех электродов, включая резистивные. Удельное сопротивление резистив-

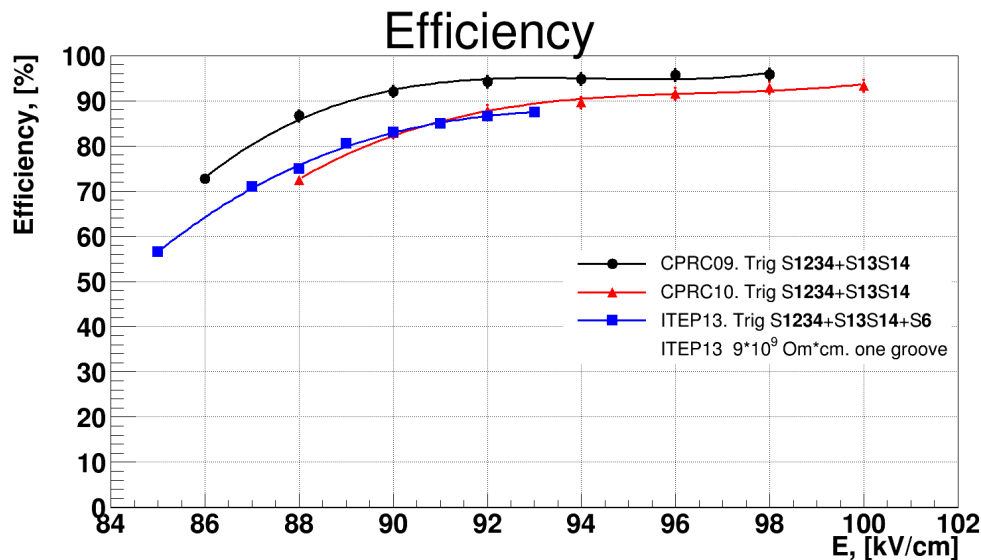


Рисунок 4.12: Рабочие кривые камер размером $5 \times 5 \text{ см}^2$. В CRPC09 и CRPC10 нанесены канавки Роговского по периметру всех электродов, включая резистивные; в камере ITER13 канавки имеются только на металлизированных электродах. Удельные сопротивления плавающих электродов: CRPC09 – $3.5 \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, CRPC10 – $2.3 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$, ITER13 – $9 \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

ных электродов в камерах CRPC09 и CRPC10 составляет $3.5 \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, CRPC10 – $2.3 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ соответственно. Сравнивая кривые для камер CRPC10 и ITER2, сопротивления которых близки, можно сделать вывод об эффективности канавок Роговского. Благодаря канавкам возможна работа при значительно большей напряженности электрического поля, а именно: предел допустимой доли стримерных сигналов на камере ITER13 достигается при 93 кВ/см и эффективности 88%, в то время как в камере CRPC10 этот порог достигается при напряженности поля 100 кВ/см и эффективности 94%. Камера CRPC10 демонстрирует широкое плато эффективности, что важно для работы в условиях меняющейся загрузки [76].

Временное разрешение камер размерами $5 \times 5 \text{ см}^2$ при напряженности поля в середине рабочего плато составило около 150 пс после время-амплитудной корректировки. Такое высокое значения временного разрешения объясняется работой усилителя MAXIM3760 и считывающей электроники, рассчитанной на работу с камерами меньшей емкости. Об этом также можно судить из время-амплитудной зависимости указанных камер, где наблюдается ширина переднего фронта порядка 5 нс при номинальном фронте в 1.5 нс. Время-амплитудная зависимость сигналов камеры CRPC10 при напряженности поля 92 кВ/см показана на рисунке 4.13.

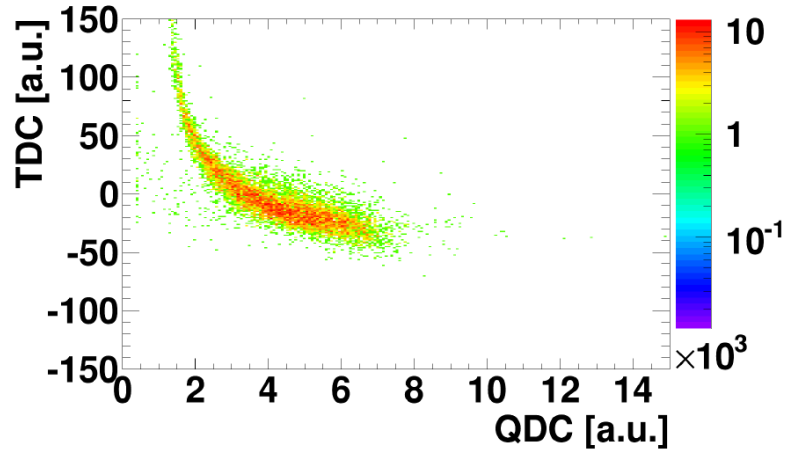


Рисунок 4.13: Время-амплитудная зависимость сигналов камеры CRPC10 при напряженности поля 92 кВ/см. Размерность шкал указана в каналах считывающей электроники. Один канал TDC соответствует примерно 25 пс.

4.5.2 Измерения камер размером 2×2 см²

Камеры размерами 2×2 см² тестировались как в одиночных объемах, так и в восьмиканальном модуле. Результаты первых измерений камер с удельным сопротивлением электродов из диапазона $10^8 - 10^{10}$ Ом·см в одиночных объемах показаны на рисунке 4.14. Рабочая кривая для камеры mCRPC3 ($7 \cdot 10^9$ Ом·см) снята не полностью по причине ограниченности пучкового времени. Из рисунка видно, что камеру с сопротивлением $5 \cdot 10^8$ Ом·см (mCRPC2) также невозможно вывести на плато из-за большой доли стримерных сигналов и повышения тока в камере, не связанного с пучком. Камеры с сопротивлением больше $3 \cdot 10^9$ Ом·см демонстрируют широкое плато эффективности. Ошибки, указанные на рисунке, являются статистическими. Разницу между положением плато для разных камер можно считать систематической ошибкой, поскольку при рабочих значениях напряженности поля камеры работают в режиме насыщенной лавины и разница в эффективности регистрации объясняется систематической ошибкой измерений, в первую очередь – это позиционирование счетчиков. Таким образом, систематическая ошибка измерений эффективности составляет 2.5%. Такое же значение систематической ошибки можно получить, сравнив результаты измерений на электронном и адронном пучках, показанные на рисунке 4.16. На рисунке 4.14 также показана рабочая кривая гибридной камеры. В данном случае кривая эффективности не имеет продолжительного плато, поскольку при значении напряженности поля выше 94 кВ/см наблюдается значительное

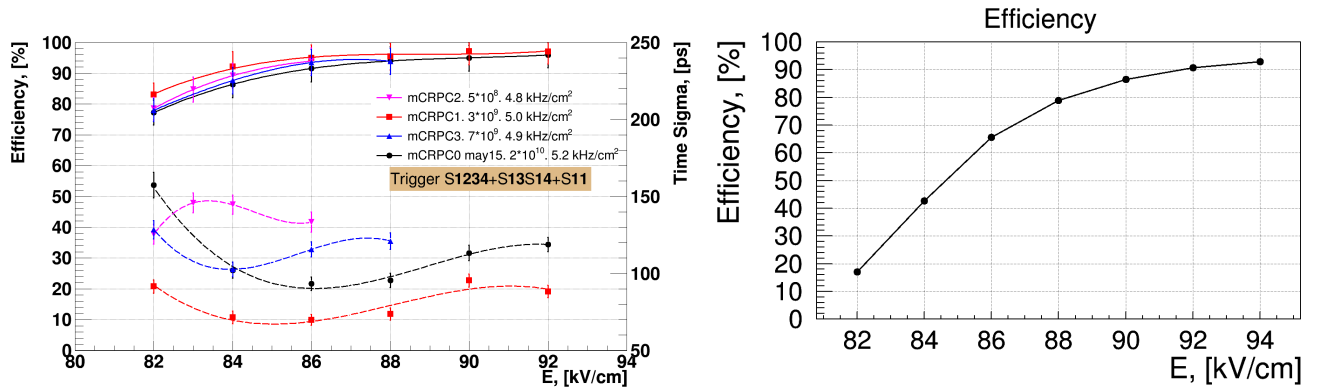


Рисунок 4.14: Слева: зависимость эффективности (сплошные линии) и временного разрешения (пунктирные линии) от напряженности поля для камер размерами 2×2 см². Справа: рабочая кривая гибридной камеры. Измерения проводились в одиночных модулях на электронном пучке.

количество стримерных сигналов и растет ток утечки. Это еще раз подтверждает необходимость борьбы с пробоями на краях электродов и доказывает эффективность канавок Роговского.

Измерения [77] временных характеристик в данном пучковом сеансе были осложнены проблемами системы сбора данных, которая не справлялась с высокими нагрузками, а джиттер сильно менялся после настройки программного обеспечения системы. Тем не менее, зависимость временного разрешения от напряженности поля показана на рисунке 4.14. Видно, что лучшее временное разрешение камеры демонстрируют в первой половине рабочего плато. При величине поля, близкой к максимальной, проявляется влияние стримерных разрядов, неизбежно ухудшающих временное разрешение камеры. В данном пучковом сеансе измерения рабочей кривой для камеры mCRPC1 проводились первыми, до реконфигурации системы сбора данных, которая повлияла на временные характеристики установки. Это является причиной того, что значения временного разрешения для нее являются самыми низкими. На рисунке 4.15 показана время-амплитудная корреляция для сигналов камеры mCRPC1 и временной пик после время-амплитудной коррекции. Временное разрешение камеры составляет около 80 пс на протяжении всего рабочего плато. Аналогичный результат получен на адронном пучке, где подробно снималась рабочая кривая камеры mCRPC0. Результаты данного измерения [78] показаны на рисунке 4.16.

Амплитудные спектры камеры mCRPC0 и CRPC10 при снятии рабочей кривой показаны на рисунке 4.17. Видно, как спектр расширяется при повышении напряженности поля в зазоре, отделяясь от пьедестала. Как было сказано

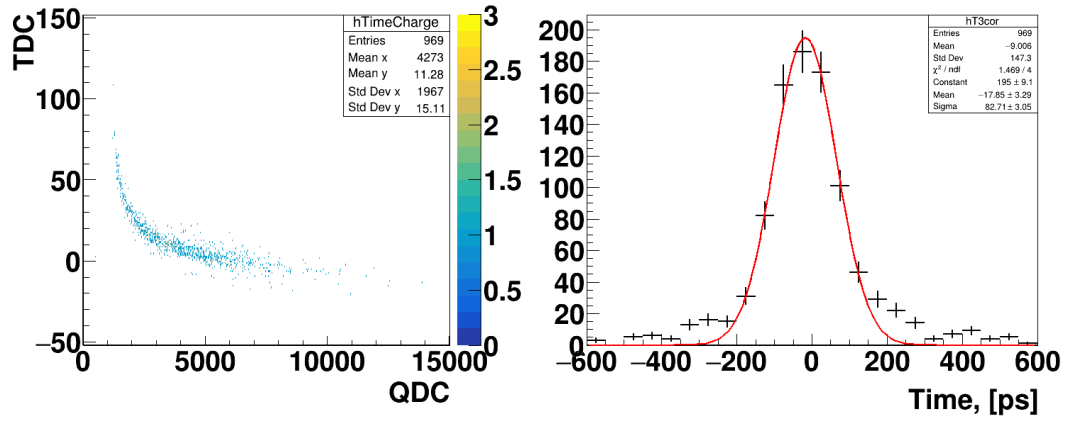


Рисунок 4.15: Время-амплитудная зависимость (слева) и временной спектр после время-амплитудной коррекции для камеры mCRPC1. Напряженность поля составляет 88 кВ/см, нагрузка – около 5 кГц/см²

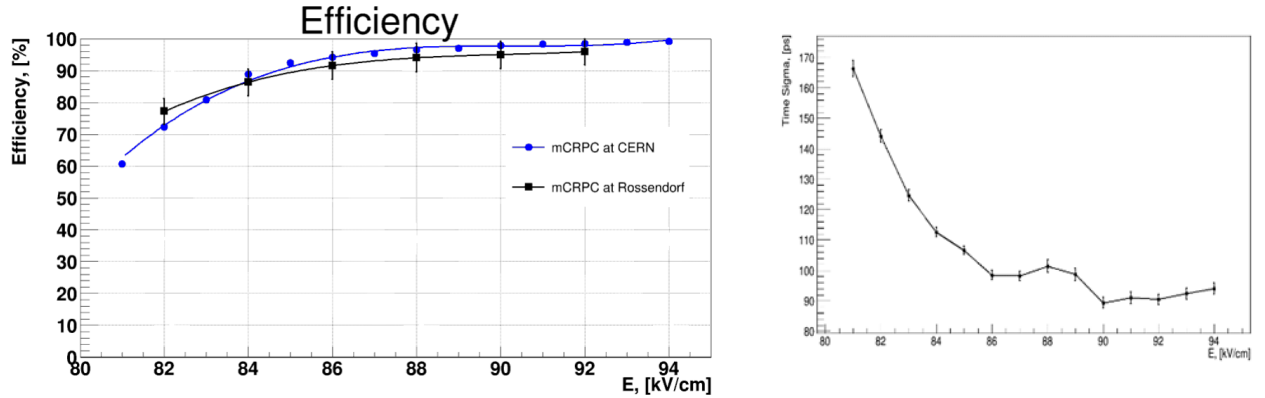


Рисунок 4.16: Результаты измерений для камеры mCRPC0 ($2 \cdot 10^{10}$ Ом·см), полученных на адронном пучке при низкой нагрузке, порядка 5 кГц/см². Слева: рабочая кривая (также, для сравнения показан результат для электронного пучка), справа: зависимость временного разрешения от напряженности поля.

в Главе 3, такой широкий амплитудный спектр, хорошо отделенный от пьедестала, способствует сохранению эффективности регистрации при понижении напряженности поля, вызванном высокой нагрузкой детектора.

4.5.3 Загрузочные кривые

Измерения загрузочной способности камер с разным сопротивлением проводились с помощью восьмиканального модуля. К сожалению, работа ускорителя была не совсем стабильна. Интенсивность пучка менялась скачкооб-

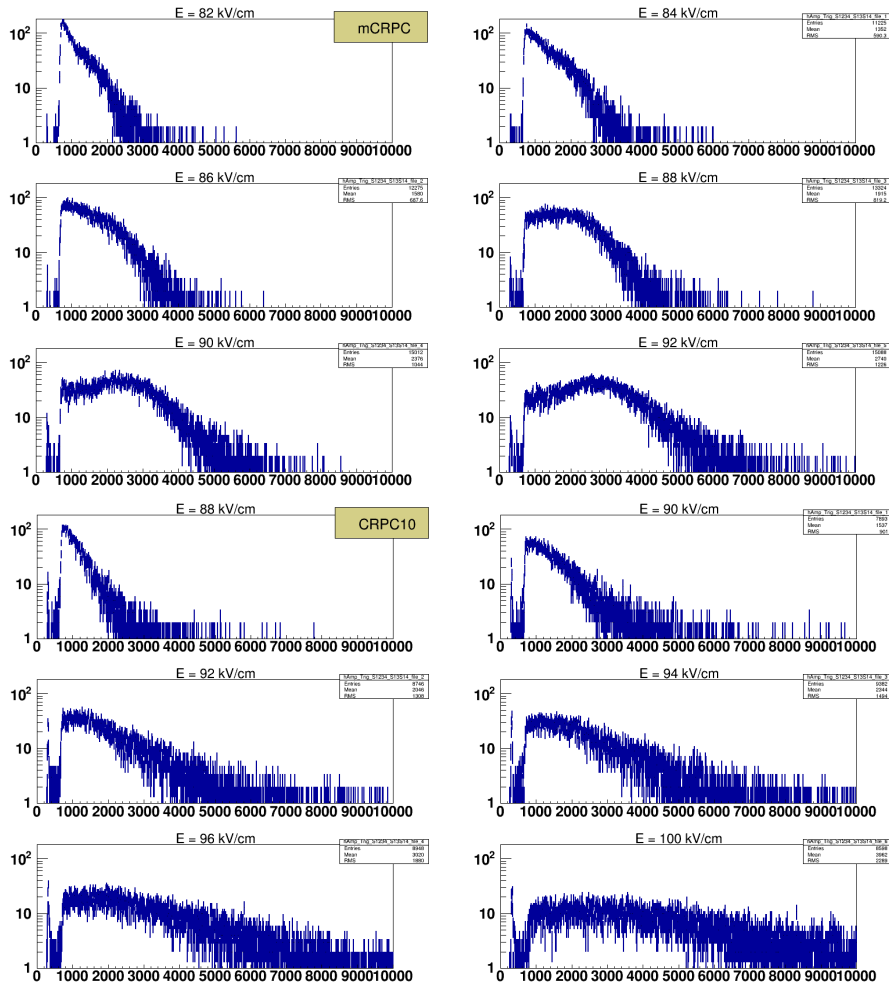


Рисунок 4.17: Амплитудные спектры камеры mRPC0 ($2 \times 2 \text{ см}^2$, $2 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$) и CRPC10 ($5 \times 5 \text{ см}^2$, $2.3 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$) при разных значениях напряженности поля.

разно, поэтому загрузка камер была неравномерной по ходу набора данных, что сильно повлияло на измерения временного разрешения камер. В ходе анализа набранных данных выяснилось, что продолжительные изменения интенсивности пучка можно выявить по значению эффективности работы камеры в короткой серии последовательных событий. Рисунок 4.18 показывает эффективность камеры в 500 последовательных событиях для одного из измерений. Для увеличения статистики такого отбора в конфигурацию триггера не был включен счетчик S11. Серии событий, в которых эффективность камеры отличается от среднего более чем на 5%, были исключены из дальнейшего рассмотрения. Однако, возможности отследить кратковременные изменения интенсивности пучка нет, поскольку время события не записывалось.

Результаты измерений [79] загрузочной способности показаны на рисунке 4.19. Рабочим напряжением для всех камер выбрано значение 4.4 кВ, что соответствует значению напряженности поля в зазоре 88 кВ/см. Рабочая точ-

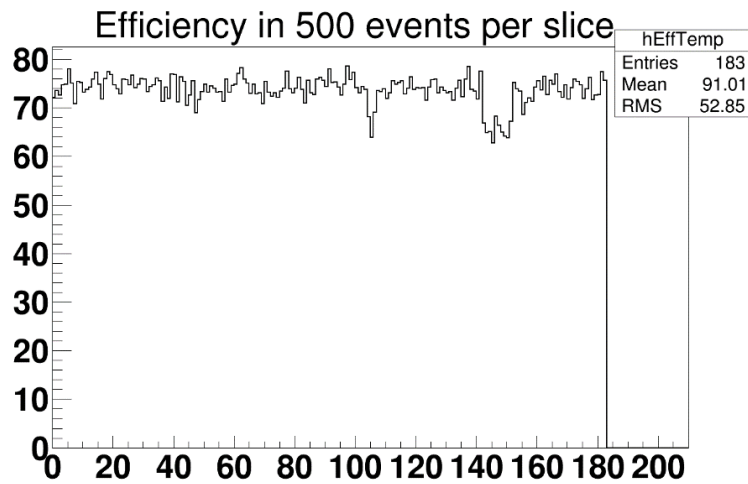


Рисунок 4.18: Эффективность камеры в сериях из 500 последовательных событий. Счетчики, участвующие в триггере: S1234, S13, S14.

ка выбрана вначале плато эффективности для обеспечения «мягкого» режима работы камеры, при котором металлизированные поверхности не пострадают в случае протекания большого тока при высокой загрузке. Видно, что эффективность камер с большим сопротивлением при увеличении загрузки падает быстрее. Камеры с удельным сопротивлением электродов более $6.6 \cdot 10^9$ Ом·см при загрузке около 150 кГц/см^2 работают с эффективностью менее 85%, что не удовлетворяет требованиям, предъявляемым детектору BFТС. Камеры с удельным сопротивлением электродов равным $1.4 \cdot 10^9$ и $3.0 \cdot 10^9$ Ом·см при загрузке более 100 кГц/см^2 работали при токе $0.5 - 1.0 \text{ мкА}$ с большим количеством стримерных сигналов, что также не подходит для работы в режимах эксперимента СБМ. Камеры с удельным сопротивлением электродов лежащим в диапазоне $(4 - 6) \cdot 10^9$ Ом·см показывают стабильную работу с эффективностью выше 90% и нулевым током утечки вплоть до загрузок 160 кГц/см^2 . Кривая, соответствующая гибридной камере, хорошо совпадает с кривой камеры mCRPC0, обладающей удельным сопротивлением плавающего электрода $2 \cdot 10^{10}$ Ом·см.

Как уже говорилось, измерения временного разрешения были осложнены высокими электронными шумами и нестабильностью интенсивности пучка во время пучковых испытаний на ускорителе ELBE. Зависимость временного разрешения от плотности потока частиц показаны на рисунке 4.20. Видно, что для камер, плавающие электроды которых обладают удельным сопротивлением более $9 \cdot 10^9$ Ом·см, временное разрешение растет с загрузкой. Также растет разрешение камер с наименьшими сопротивлениями электродов ($1.4 \cdot 10^9$ и $3.0 \cdot 10^9$), что является следствием высокой доли стримерных сигналов и растущего тока

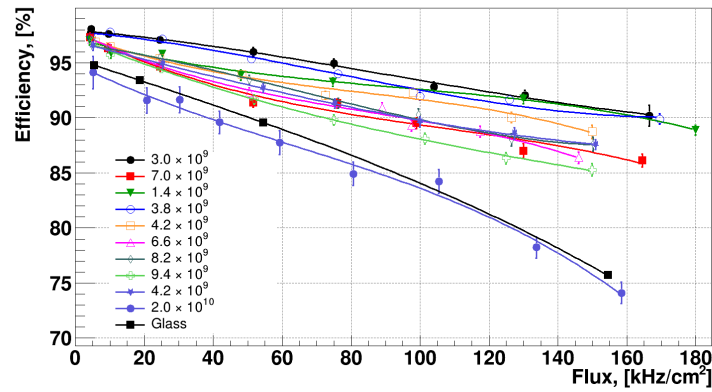


Рисунок 4.19: Измерения загрузочных способностей камер при напряженности электрического поля в зазоре 88 кВ/см. Линии показаны для облегчения визуального восприятия.

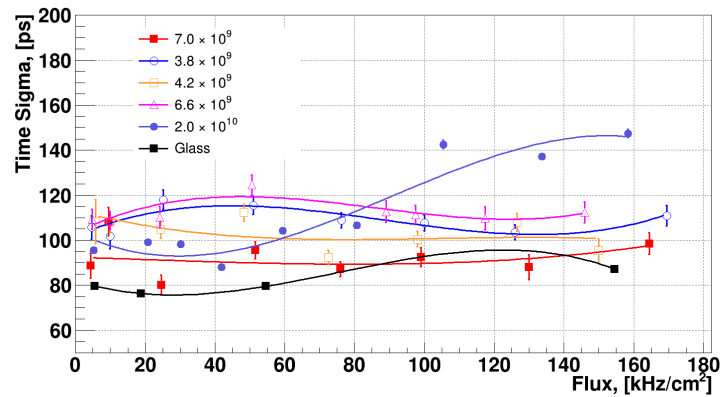


Рисунок 4.20: Зависимость временного разрешения камер от загрузки. Линии показаны для облегчения визуального восприятия.

утечки. Разрешение камер с сопротивлением электродов в интервале $(4 - 8) \cdot 10^9$ меняется не значительно и остается в пределах 100 – 120 пс вплоть до значений плотности потока частиц 160 кГц/см².

На рисунке 4.21 показаны амплитудные спектры во всех измеренных камерах при наименьшей загрузке. Видно, что средняя амплитуда в камере с наименьшим сопротивлением выше, чем в других камерах. Это является следствием наличия стримеров в камере с низким сопротивлением электродов даже при низкой загрузке. Спектры в остальных камерах различаются не значительно, что говорит о высоком качестве сборки камер.

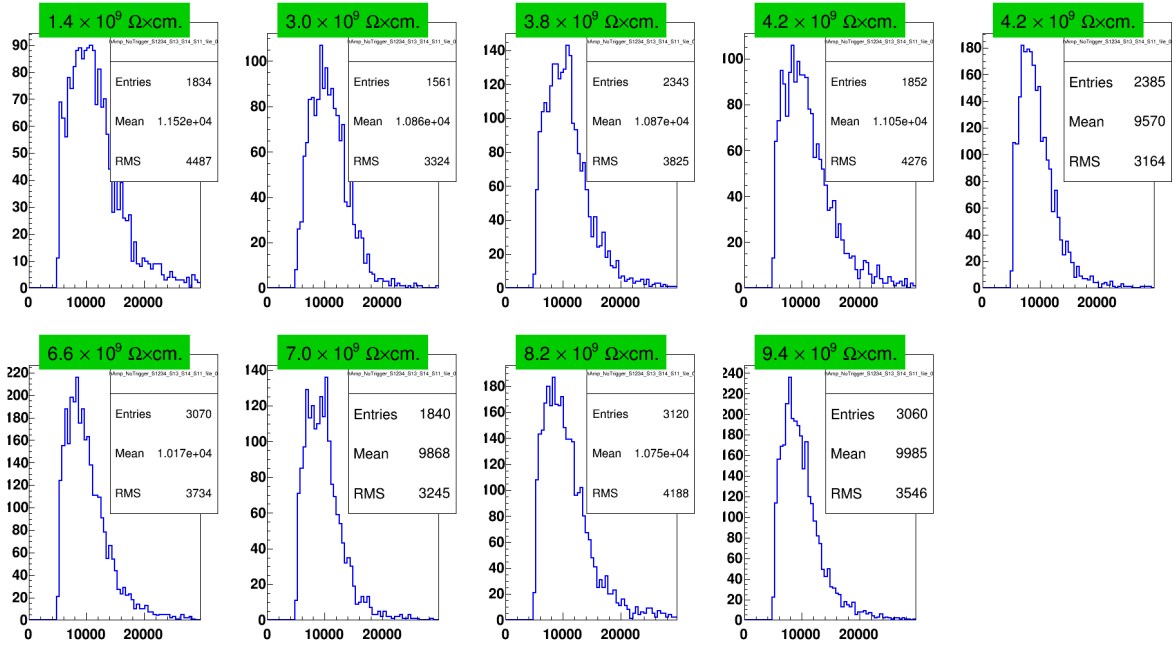


Рисунок 4.21: Амплитудные спектры камер при загрузке около 5 кГц/см^2 и рабочем напряжении 4.4 кВ (88 кВ/см).

4.6 Измерение перекрестных наводок

В ходе пучковых испытаний [80] была проведена проверка совместимости схемы предварительного усиления и формирования сигнала (MRB) от детектирующих ячеек с конечной версией электроники, которая планируется к использованию в эксперименте СБМ. Данная плата разрабатывается для установки в модули детектора BFТС и будет служить нескольким целям: основа для механического крепления камер в газовом объеме модуля; разведение линий подачи высокого напряжения и сигнальных линий. Другая задача платы MRB состоит в формировании сигнала камер для дальнейшей подачи его в усилитель РАDІ Х. Формирование сигнала происходит таким образом, чтобы импульс имел быстрый передний фронт и минимальный обратный выброс (overshoot). Побочным эффектом такого преобразования является короткая длина импульса (около 2 – 4 нс). Поскольку детектор BFТС разрабатывается для работы в режиме высоких нагрузок, минимизация длины импульса является одним из требований для обеспечения эффективной работы детектора и минимального количества наложенных сигналов из различных событий (pile-up). Для исключения перекрестных наводок на линиях высокого напряжения плата MRB имеет многослойную структуру, где линии подачи высокого напряжения проведены

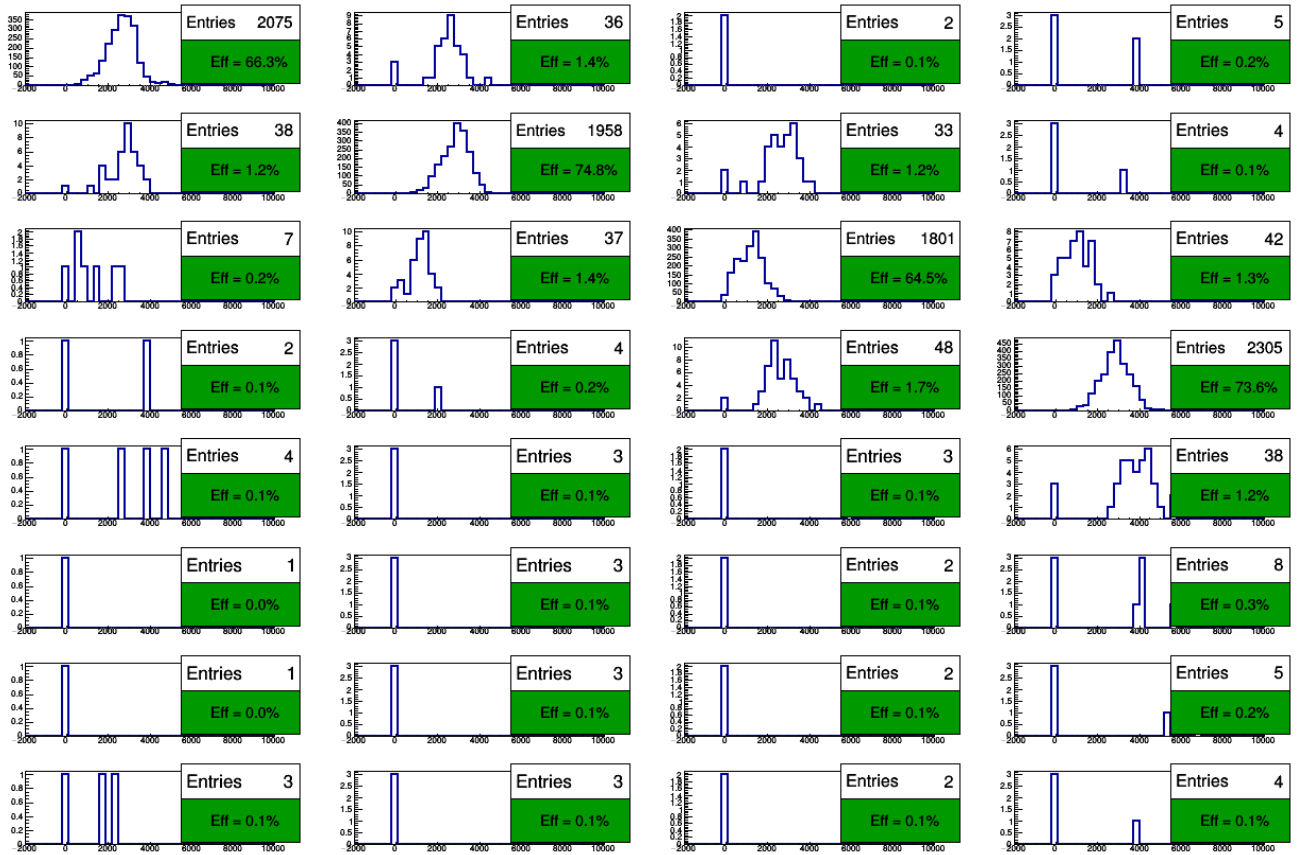


Рисунок 4.22: Измерение наводок в минимодуле при значении напряженности поля внутри зазоров 88 кВ/см. Пучок направлен на ячейки (слева-направо) 1, 2, 3 и 4.

в разных экранированных слоях для каждой двух ячеек. Для определения оптимального порога в усилителе PADI X были измерены эффективность и временное разрешение камер при различных значениях порога. Порог значением 180 мВ был выбран как рабочий, поскольку при таком значении порога исключаются срабатывания от шумов усилительного тракта и, в то же время, это не приводит к потере эффективности детектирования частиц.

Для проверки оптимальности такой версии конструкции модуля была измерена вероятность наводок на соседние каналы при наличии сигнала в одной из ячеек. При проведении данного измерения проводилось выставление одной из камер в центр пучка, в то время как сигналы считывались с нее и всех остальных камер. Измерения проводились при величине загрузки 5 кГц/см². На рисунке 4.22 показаны распределения времени сигналов при различных позициях тестового модуля, когда в пучке поочередно находились все измерительные ячейки. Измерения показывают, что количество наводок на соседние каналы составляет в среднем 1 – 2%.

4.7 Выводы

Главным выводом проведенных измерений является то, что оптимальное сопротивление плавающих электродов для камер детектора ВФТС – $4 \cdot 10^9$ Ом·см с допустимой погрешностью около 20%, а размер регистрирующей ячейка – 2×2 см². При такой конфигурации камеры работают стабильно с эффективностью выше 90% вплоть до загрузок 160 кГц/см². Временное разрешение камер на измеренном диапазоне загрузок меняется не значительно. Камеры с другой конфигурацией не способны работать в столь широком диапазоне загрузок без ухудшения временного разрешения или эффективности регистрации.

В работе удалось получить лишь качественный характер поведения временного разрешения в зависимости от загрузки. Окончательные значения временного разрешения необходимо получить с использованием быстродействующей электроники, которая будет использоваться в эксперименте СБМ. Для этого ведется разработка внутренней платы модуля, служащей в считывающей цепи согласующим звеном между камерами и предусилителем. Такая плата будет обеспечивать согласованность цепи по волновому сопротивлению и конвертировать однополярный сигнал камеры в дифференцированный, для дальнейшей подачи в предусилитель РАДИ.

Тщательная процедура контроля качества поверхности электродов, их удельного сопротивления, ширины зазоров обеспечивает стабильную работу камер с очень схожими амплитудными спектрами. Идентичность регистрирующих ячеек является необходимым условием для создания полномасштабного модуля падовой конструкции и позволяет минимизировать число каналов высокого напряжения, что является существенной экономией финансовых средств при эксплуатации детектора.

Заключение

Представленная работа является развитием технологии времяпролетных измерений на основе РППК, которая была развита группой сотрудников ИТЭФ в эксперименте ALICE на Большом адронном коллайдере в исследовательском центре ЦЕРН, и получила широчайшее распространение во всех экспериментах релятивистской ядерной физики (STAR, PHENIX, FOPI, HADES и т.д.).

Работа посвящена разработке РППК, изготовленных из керамических материалов и способных работать в условиях высоких нагрузок и большой радиационной нагрузки в передних спектрометрах. Большая часть работы посвящена разработке такой системы для эксперимента СБМ. В ходе работы также был исследован важный методический вопрос: при каком сопротивлении резистивного электрода возможна работа в режиме “насыщенной лавины”? Разработка же самого детектора ВФТС стартовой системы в эксперименте СБМ еще не окончена, предстоит работа по получению требуемого временного разрешения с использованием считывающей электроники эксперимента, разработке внутренней платы полномасштабного модуля, оптимизации геометрии детектора и позиционированию модулей. Описанная в работе процедура изготовления керамических электродов уже адаптирована к массовому производству на имеющейся в России технологической базе. В дальнейшем планируется использование этой технологии не только в детекторе ВФТС, но и в других “бестриггерных” детекторах нового поколения с системой потокового считывания.

Основные результаты исследовательской работы можно сформулировать следующим образом:

- изучены временные и нагрузочные характеристики РППК в широком диапазоне объемного сопротивления плавающих электродов и впервые экспериментально получена величина минимально возможного сопротивления резистивного электрода ($\sim 4 \cdot 10^9$ Ом·см), т.е. по сути определена предельная нагрузка, при которой принципиально возможна работа данного типа детекторов;
- разработан времяпролетный детектор, способный регистрировать время пролета частиц с разрешением на уровне 80 пс и эффективностью

выше 90% при счетных загрузках до 160 кГц/см² (лучший мировой результат для камер данного типа на сегодняшний момент);

- собраны и испытаны прототипы многоканальных модулей детектора
- детально измерены амплитудные спектры камер различного сопротивления
- с помощью компьютерного моделирования определены оптимальные размеры регистрирующей ячейки детектора BFТС в эксперименте СБМ, рассчитаны плотность потока частиц на плоскость детектора и вероятность двойных попаданий в регистрирующую ячейку.

Считаю своим приятным долгом выразить благодарность и большую признательность научному руководителю Акиндинову А.В. Только благодаря его глубокому пониманию физики газовых детекторов, богатому экспериментальному опыту и чуткому руководству стала возможной данная работа. Представленные результаты, несомненно, являются плодом коллективного труда. Хочется особенно отметить вклад Малькевича Д.Б., принимавшего самое активное участие во всей проделанной работе, Плотникова В.В., руками которого были изготовлены тестовые модули, Ширинкина С.Б., разработавшего электронную инфраструктуру модулей. Также хочется поблагодарить Прокудина М.Б. за помощь в проведении пучковых сеансов и компьютерного моделирования, Киселева С.М., Волошина К.Г. и Гришука Ю.Г. за щедрый вклад в мое образование. Отдельное спасибо коллективу Гельмгольц Центра Дрезден-Россендорф под руководством доктора Л. Науманна за предоставленные образцы и экспериментальную площадку, где совместно были проведены и обсуждены основные измерения. Спасибо группе СВМ-TOF за плодотворные обсуждения результатов на внутренних и коллаборационных совещаниях.

Я благодарен моей жене Камиле за поддержку и терпеливое преодоление трудностей за время моей работы над диссертацией. Эту диссертацию я посвящаю ей.

Список литературы

1. d'Enterria, D. — Quark-gluon matter. — *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **34**, 53. — (2007).
2. Дремин, И. & Кайдалов, А. — Квантовая хромодинамика и феноменология сильных взаимодействий. — *УФН* **176**, 275–287. — (2006).
3. Gyulassy, M. & McLerran, L. — New forms of QCD matter discovered at RHIC. — *Nucl. Phys. A* **750**, 30–63. — (2005).
4. Braun-Munzinger, P. & Stachel, J. — The quest for the quark–gluon plasma. — *Nature* **448**, 302–309. — (2007).
5. Эксперимент STAR на коллайдере RHIC — <https://www.star.bnl.gov/>.
6. Эксперимент ALICE на коллайдере БАК — <https://home.cern/science/experiments/alice>.
7. Эксперимент MPD на коллайдере NICA — <http://mpd.jinr.ru/>.
8. **Sultanov, R.** — Timing Resistive Plate Chambers with Ceramic Electrodes. — *CBM Progress Report 2013* (ред. Friese, V. & Sturm, C.) — (2014).
9. Fukushima, K. & Hatsuda, T. — The phase diagram of dense QCD. — *Reports on Progress in Physics* **74**, 014001. — doi:[10.1088/0034-4885/74/1/014001](https://doi.org/10.1088/0034-4885/74/1/014001). — (Дек. 2010).
10. Becattini, F. *и др.* — Hadron Formation in Relativistic Nuclear Collisions and the QCD Phase Diagram. — *Phys. Rev. Lett.* **111**, 082302. — doi:[10.1103/PhysRevLett.111.082302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.082302). — (8 авг. 2013).
11. Stachel, J. *и др.* — Confronting LHC data with the statistical hadronization model. — *Journal of Physics: Conference Series* **509**, 012019. — doi:[10.1088/1742-6596/509/1/012019](https://doi.org/10.1088/1742-6596/509/1/012019). — (Май 2014).
12. Borsányi, S. *и др.* — Is there still any Tcmystery in lattice QCD? Results with physical masses in the continuum limit III. — *Journal of High Energy Physics* **2010**, 73. — doi:[10.1007/JHEP09\(2010\)073](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2010)073). — (Сент. 2010).
13. Bazavov, A. *и др.* — Chiral and deconfinement aspects of the QCD transition. — *Phys. Rev. D* **85**, 054503. — doi:[10.1103/PhysRevD.85.054503](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.054503). — (5 март 2012).

14. Aoki, Y. *u dp.* — The order of the quantum chromodynamics transition predicted by the standard model of particle physics. — *Nature* **443**, 675—678. — doi:[10.1038/nature05120](https://doi.org/10.1038/nature05120). — (2006).
15. Kashiwa, K. *u dp.* — Critical endpoint in the Polyakov-loop extended NJL model. — *Physics Letters B* **662**, 26—32. — doi:[10.1016/j.physletb.2008.01.075](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2008.01.075). — (2008).
16. Fischer, C. S. *u dp.* — Locating the critical end point of QCD. — *Nuclear Physics A* **931**. QUARK MATTER 2014, 774—779. — doi:[10.1016/j.nuclphysa.2014.09.033](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2014.09.033). — (2014).
17. Tawfik, A. N. & Diab, A. M. — Polyakov SU(3) extended linear- σ model: Sixteen mesonic states in chiral phase structure. — *Phys. Rev. C* **91**, 015204. — doi:[10.1103/PhysRevC.91.015204](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.91.015204). — (1 янв. 2015).
18. Orsaria, M. *u dp.* — Quark deconfinement in high-mass neutron stars. — *Phys. Rev. C* **89**, 015806. — doi:[10.1103/PhysRevC.89.015806](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.89.015806). — (1 янв. 2014).
19. McLerran, L. & Pisarski, R. D. — Phases of dense quarks at large N_c . — *Nuclear Physics A* **796**, 83—100. — doi:[10.1016/j.nuclphysa.2007.08.013](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2007.08.013). — (2007).
20. McLerran, L. *u dp.* — Quarkyonic matter and chiral symmetry breaking. — *Nuclear Physics A* **824**, 86—100. — doi:[10.1016/j.nuclphysa.2009.04.001](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2009.04.001). — (2009).
21. Alford, M. *u dp.* — Color-flavor locking and chiral symmetry breaking in high density QCD. — *Nuclear Physics B* **537**, 443—458. — doi:[10.1016/S0550-3213\(98\)00668-3](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(98)00668-3). — (1999).
22. Lee, H.-J. *u dp.* — The pion velocity in dense skyrmion matter. — *Nuclear Physics A* **741**, 161—178. — doi:[10.1016/j.nuclphysa.2004.06.010](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.06.010). — (2004).
23. Arsene, I. C. *u dp.* — Dynamical phase trajectories for relativistic nuclear collisions. — *Phys. Rev. C* **75**, 034902. — doi:[10.1103/PhysRevC.75.034902](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.75.034902). — (3 март 2007).
24. The CBM Physics Book: Compressed Baryonic Matter in Laboratory Experiments. — *Springer Series: Lecture Notes in Physics* **814** (ред. Friman, B. *u dp.*) — doi:[10.1007/978-3-642-13293-3](https://doi.org/10.1007/978-3-642-13293-3). — (2011).

25. Toneev, V. *u dp.* — Strangeness production in nuclear matter and expansion dynamics. — *Eur. Phys. J. C* **32**. — doi:[10.1140/epjc/s2003-01374-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s2003-01374-2). — (2003).
26. Braun-Munzinger, P. *u dp.* — Chemical freeze-out and the QCD phase transition temperature. — *Physics Letters B* **596**, 61–69. — doi:[10.1016/j.physletb.2004.05.081](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.05.081). — (2004).
27. Kalman, R. E. — A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems. — *Transactions of the ASME—Journal of Basic Engineering* **82**, 35–45. — (1960).
28. NA49 experiment at CERN. — <https://na49info.web.cern.ch>.
29. Afanasiev, S. *u dp.* — The NA49 large acceptance hadron detector. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **430**, 210–244. — doi:[10.1016/S0168-9002\(99\)00239-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00239-9). — (1999).
30. Aizawa, M. *u dp.* — PHENIX central arm particle ID detectors. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **499**, 508–520. — doi:[10.1016/S0168-9002\(02\)01953-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01953-8). — (Март 2003).
31. Акиндинов, А. В. *u dp.* — Регистрация импульсов света при помощи матричного лавинного фотодиода со структурой металл–резистор–полупроводник. *Приборы и техника эксперимента* **3**, 90. — (Март 2005).
32. Golovin, V. — Avalanche Photodetector — Russian Agency for Patents and Trademarks, Patent No RU 2142175. — (1998).
33. Sadygov, Z. — Avalanche Photodetector — Russian Agency for Patents and Trademarks, Patent No RU 2102820. — (1998).
34. Laktineh, I. *u dp.* — Calice, results and future plans. — *CHEP10*. — (2010).
35. Kudenko, Y. *u dp.* — Status of the T2K experiment. — *CHEP06*. — (2006).
36. Stoykov, A. *u dp.* — Fast timing detectors for high field MuSR spectrometers. — *Physica B: Condensed Matter* **404**, 990–992. — doi:[10.1016/j.physb.2008.11.210](https://doi.org/10.1016/j.physb.2008.11.210). — (2009).
37. Messchendorp, J. — The PANDA Experiment at FAIR - Subatomic Physics with Antiprotons. — *Proceedings of the 14th International Conference on Meson-Nucleon Physics and the Structure of the Nucleon (MENU2016)*. — doi:[10.7566/JPSCP.13.010016](https://doi.org/10.7566/JPSCP.13.010016).

38. Gruber, L. *u dp.* — Barrel time-of-flight detector for the PANDA experiment at FAIR. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **824**, 104–105. — doi:[10.1016/j.nima.2015.10.108](https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.10.108). — (2016).
39. Buzhan, P. *u dp.* — Timing by silicon photomultiplier: A possible application for TOF measurements. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **567**, 353–355. — doi:[10.1016/j.nima.2006.05.142](https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.05.142). — (2006).
40. Групен, К. — *Детекторы элементарных частиц: Справочное издание* — (1999).
41. Raether, H. — *Electron avalanches and breakdown in gases* — (1964).
42. Riegler, W. & Lippmann, C. — The physics of resistive plate chambers. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **518** (ред. G., B. *u dp.*) 86–90. — doi:[10.1016/j.nima.2003.10.031](https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.10.031). — (2004).
43. Akindinov, A. *u dp.* — Space charge limited avalanche growth in multigap resistive plate chambers. — *Eur Phys J C* **34**, 325–331. — doi:[10.1140/epjcd/s2004-04-031-9](https://doi.org/10.1140/epjcd/s2004-04-031-9). — (2004).
44. Biagi, S. — A multiterm Boltzmann analysis of drift velocity, diffusion, gain and magnetic-field effects in argon-methane-water-vapour mixtures. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **283**, 716–722. — doi:[10.1016/0168-9002\(89\)91446-0](https://doi.org/10.1016/0168-9002(89)91446-0). — (1989).
45. Лозанский, Э. & Фирсов, О. — *Теория искры* — (1975).
46. Riegler, W. — Induced signals in resistive plate chambers. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **491**, 258–271. — doi:[10.1016/S0168-9002\(02\)01169-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01169-5). — (2002).
47. Foster, F. R. & William, P. — Ionization Cross Sections of Gaseous Atoms and Molecules for High-Energy Electrons and Positrons. — *Phys. Rev. A* **6**, 1507–1519. — doi:[10.1103/PhysRevA.6.1507](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.6.1507). — (4 окт. 1972).
48. Riegler, W. *u dp.* — Detector physics and simulation of resistive plate chambers. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **500**, 144–162. — doi:[10.1016/S0168-9002\(03\)00337-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)00337-1). — (2003).
49. Riegler, W. & Lippmann, C. — Detector physics and simulation of resistive plate chambers. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **508**, 14–18. — doi:[doi:10.1016/S0168-9002\(03\)01269-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01269-5). — (2003).

50. Petriş, M. *u dp.* — Toward a high granularity and high counting rate, differential readout timing MRPC. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **661**. X. Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors (RPC 2010), S129—S133. — doi:[10.1016/j.nima.2010.09.162](https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.09.162). — (2012).
51. González-Díaz, D. *u dp.* — An analytical description of rate effects in timing RPCs. — *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* **158**. Proceedings of the 8th International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors, 111—117. — doi:[10.1016/j.nuclphysbps.2006.07.026](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2006.07.026). — (2006).
52. Diego, G. D. *u dp.* — The effect of temperature on the rate capability of glass timing RPCs. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **555**, 72—79. — doi:[10.1016/j.nima.2005.09.005](https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.09.005). — (Дек. 2005).
53. Wang, Y. *u dp.* — Study on high rate MRPC for high luminosity experiments. — *Journal of Instrumentation* **9**, C08003—C08003. — doi:[10.1088/1748-0221/9/08/c08003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/08/c08003). — (Авг. 2014).
54. Akindinov, A. *u dp.* — The MRPC-based ALICE time-of-flight detector: Commissioning and first performance. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **661**, S98—S101. — doi:[10.1016/j.nima.2010.09.037](https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.09.037). — (2012).
55. The CBM ToF Group — Technical Design Report for the CBM Time-of-Flight System (TOF). — *GSI-2015-01999*.
56. Wang, J. *u dp.* — Development of high-rate MRPCs for high resolution time-of-flight systems. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **713**, 40—51. — doi:[10.1016/j.nima.2013.02.036](https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.02.036). — (2013).
57. Changguo, L. — RPC electrode material study. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **602**, 761—765. — doi:[10.1016/j.nima.2008.12.225](https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.12.225). — (2009).
58. Akindinov, A. *u dp.* — *Preprint ITEP* **13-02**.
59. Akindinov, A. *u dp.* — Results from a large sample of MRPC-strip prototypes for the ALICE TOF detector. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **532**, 611—621. — doi:[10.1016/j.nima.2004.05.125](https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.05.125). — (2004).
60. Akindinov, A. *u dp.* — Dielectric resistive plate chamber: The first step in new high-resolution TOF technology. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **494**, 474—479. — doi:[10.1016/S0168-9002\(02\)01534-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01534-6). — (2002).

61. Fonte, P. *u dp.* — A New high resolution TOF technology. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **443**, 201–204. — doi:[10.1016/S0168-9002\(99\)01008-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01008-6). — (2000).
62. Stach, D. — Entwicklung und Test von Widerstandsplattenzählern hoher Ratenfestigkeit und Zeitauflosung. — *MSc Thesis Hochschule für Technik und Wirtschaft Dresden*. — (2007).
63. Keithley 485 Picoammeter Data Sheet. — (2009).
64. Naumann, L. *u dp.* — Ceramics high rate timing RPC. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **628**, 138–141. — doi:[10.1016/j.nima.2010.06.302](https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.06.302). — (2011).
65. Garcia, A. L. — Timing Resistive Plate Chambers with Ceramic Electrodes. — *Phd Thesis. Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Dresden*. — (2014).
66. Gapienko, V. *u dp.* — Studying the counting rate capability of a glass multigap resistive plate chamber at an increased operating temperature. — *Instrum Exp Tech* **56**, 265–270. — doi:[10.1134/S002044121302005X](https://doi.org/10.1134/S002044121302005X). — (2013).
67. Gustavino, C. *u dp.* — Performance of glass RPC operated in avalanche mode. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **527**, 471–477. — doi:[10.1016/j.nima.2004.03.175](https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.03.175). — (2004).
68. Peschke, R. — Charakterisierung der Ratenfestigkeit von Widerstandsplattenzählern *MSc Thesis Technische Universität-Dresden*. — (2011).
69. Akindinov, A. *u dp.* — *Preprint ITEP 16-04*.
70. Rogowski, W. — Die elektrische Festigkeit am Rande des Plattenkondensators. — *Archiv f. Elektrotechnik* **12**, 1–15. — doi:[10.1007/BF01656573](https://doi.org/10.1007/BF01656573). — (1923).
71. Малькевич, Д. — Исследование параметров плоскопараллельного газового детектора. — *ПЗ к дипломному проекту, МИФИ*. — (2002).
72. Senger, A. — Radiation dose calculations for the CBM detectors with FLUKA. — *CBM Progress Report*. — (2011).
73. Naumann, L. — Patent: DE 102008054676 — (2011).
74. Christiansen, J. — *HPTDC High Performance Time to Digital Converter* — Тех. отч. — (CERN, Geneva, 2004). — <https://cds.cern.ch/record/1067476>.
75. *Multi Branch System* — <http://daq.gsi.de>.

76. **Sultanov, R.** — Progress in Ceramic RPCs for the Beam Fragmentation T0 Counter. — *CBM Progress Report 2015* (ред. Friese, V. и др.) — (2016).
77. Akindinov, A., ... , **Sultanov, R.** и др. — Radiation-hard ceramic Resistive Plate Chambers for forward TOF and T0 systems. — *Nucl. Instrum. Meth. A* **845**, 203—205. — doi:[10.1016/j.nima.2016.06.076](https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.076). — (2017).
78. Akindinov, A., ... , **Sultanov, R.** и др. — Radiation hard ceramic RPC development. — *Journal of Physics: Conference Series A* **012136**, 798. — (2017).
79. **Султанов, Р.** — Разработка резистивных плоскопараллельных камер на основе радиационно-стойкой керамики. — *Ядерная физика и инжиниринг* **8**, 460—465. — (Сент. 2017).
80. **Sultanov, R.** и др. — A timing RPC with low resistive ceramic electrodes. — *Journal of Instrumentation* **14**, C09007—C09007. — doi:[10.1088/1748-0221/14/09/c09007](https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/09/c09007). — (Сент. 2019).

Список рисунков

1.1	Схема фазовой диаграммы сильновзаимодействующей материи (взято из [9])	16
1.2	Эволюция энергии возбуждения как функция плотности барионов в центре области столкновения.	18
1.3	Макет эксперимента СБМ. Установка эксперимента состоит из дипольного магнита, трековой системы и вершинного детектора (STS, MVD), детекторов черенковского (RICH) и переходного (TRD) излучений для регистрации электронов, стенки резистивных плоско-параллельных камер (TOF) для измерения времени пролета, электромагнитный калориметр (ECAL) для идентификации фотонов, передний калориметр (PSD) для определения центральности и плоскости реакции. В мюонной конфигурации детектор MuCh устанавливается на позицию детектора RICH.	21
2.1	Зависимость количества электрон-ионных пар от приложенного напряжения в газовых детекторах для альфа- и бета-частиц.	31
2.2	Схематическое изображение конструкции плоско-параллельной камеры и принципа ее работы.	35
2.3	Измерение наведенного заряда в 10ти зазорной камере с шириной зазора 250 мкм. Измерения проводились на осциллографе с большим входным сопротивлением и известной емкостью. Рисунок взят из [43]	40
2.4	Зависимость эффективности регистрации (слева) и временного разрешения (справа) стриповых детекторов от плотности потока частиц. Рисунок взят из [53]	45
2.5	Варианты организации электродов в однозазорной камере.	48
2.6	Камера с “плавающим” резистивным электродом (слева) и вариант четырех-зазорной камеры с параллельным считыванием с каждого двух зазоров (справа).	48
2.7	Многозазорные камеры. Слева: двойной “стек” при однополярном считывании. Справа: одиночный “стек” с дифференциальным считыванием.	49

3.1	Схема измерительной установки. Рисунок взят из [62].	51
3.2	Изображение установки для измерения удельного и поверхностного сопротивления электродов, собранная в ИТЭФ. Также показаны электроды с закрепленными на них измерительными контактами. . .	52
3.3	Зависимость удельного сопротивления керамики Si_3N_4/SiC от процентного содержания полупроводящей примеси SiC [64].	52
3.4	Зависимость удельного (синяя кривая) и поверхностного (красная кривая) сопротивления керамики Si_3N_4/SiC от приложенного напряжения.	53
3.5	Сечение внешних электродов. Показаны напыленные слои меди и хрома на керамическую пластину.	54
3.6	Поверхность слоя хрома на поверхности пластины Al_2O_3	55
3.7	Модель керамической камеры ВФТС. Слева – пара зазоров, слева – 6 зазоров, составленных из трех пар.	55
3.8	Эффективность регистрации и временное разрешение для различных типов РППК в зависимости от напряженности электрического поля. Сверху: первый сеанс испытаний, снизу: второй сеанс испытаний с участием гибридной камеры. Результаты взяты из [69].	57
3.9	Форма канавки в форме Роговского на одном из электродов. Профиль снят на оптическом микроскопе в институте ГЦДР.	59
3.10	а) Общий вид керамических заготовок, б) отметки контрольных точек измерений на поверхности пластин, в) процесс оценки плоскостности	60
3.11	Режущие диски с рабочей кромкой с напылением из алмазного синтетического микропорошка на никелевой связке, сверху находится использованный диск.	61
3.12	Изготовленные керамические электроды из алюмооксидной (слева) и нитрид-карбидной (справа) керамики.	61
3.13	Распределение времен прихода сигнала при съеме сигнала а) с центра электрода ($t = 57.48 \pm 21.40$ пс), б) с угла электрода ($t = 114.65 \pm 42.79$ пс), в) с грани электрода ($t = 88.86 \pm 38.13$ пс). .	62
3.14	Цифровое изображение профиля канавки, полученное с использованием микроскопа высокой точности, и проведение оценочного измерения профиля по полученному изображению. . . .	63

- 3.15 Результаты сканирования торцевой поверхности стеков камер с помощью цифрового микроскопа высокой точности: а) камера со стеклом собранным с использованием высоковольтного электрода изготовленного методом прессформы (ALICE TOF R&D) и электрода изготовленного на станке с ЧПУ; б) камера со стеклом из обоих фрезерованных на станке с ЧПУ электродов на базе керамик Al_2O_3 и SiC/Si_3N_4 ; в) пример ошибки позиционирования инструмента в плоскости заготовки или неправильного заглубления режущего инструмента. 63
- 3.16 Изображение высоковольтного электрода, увеличенные изображения границы металлической поверхности и контактной площадки, полученные с помощью микроскопа высокой точности. . . 64
- 3.17 Фотография нароста на поверхности резистивного электрода. . . . 65
- 3.18 Плотность потока частиц (на событие) на плоскость детектора TOF в центральных (сверху) и периферийных (снизу) столкновениях ионов золота при энергии 10 ГэВ/нуклон (слева) и 25 ГэВ/нуклон (справа), смоделированных при помощи генератора UrQMD. Красная кривая показывает плотность потока частиц вдоль оси X (при $-10 < y < 10$), синяя – вдоль оси Y (при $-10 < x < 10$). 67
- 3.19 Плотность потока частиц на плоскость детектора TOF в одном событии генератора SHIELD. Симуляции проводились в нецентральных столкновениях ионов золота при энергиях 10 ГэВ/нуклон (слева) и 25 ГэВ/нуклон (справа). Показана плотность потока частиц вдоль оси X при $-10 < y < 10$. Цветом показаны распределения частиц с различным зарядом. 68
- 3.20 Загрузка детектора BFТС в 10^4 периферических столкновений генератора SHIELD. Сверху показаны ячейки размером 5×5 см², снизу – 2×2 см². Энергия столкновений: слева – 10 ГэВ/нуклон, справа – 25 ГэВ/нуклон. 69
- 3.21 Вероятность двойных попаданий в ячейку детектора BFТС в 10^4 периферических столкновений, созданных в генераторе SHIELD. Размер ячеек: сверху – 5×5 см², снизу – размер ячеек 2×2 см². Энергия столкновений: слева – 10 ГэВ/нуклон, справа – 25 ГэВ/нуклон. 70

3.22	Показана начальная координата частиц, попавших в детектор BFТС. Слева: все заряженные частицы. Справа: только электроны. Центральные столкновения при энергии 25 ГэВ/нуклон, смоделированные при помощи генератора UrQMD.	70
4.1	Слева – три индивидуальные ячейки размером 5×5 см ² . В центре – собранная 6-зазорная камера размером 2×2 см ² . Справа – гибридная камера, изготовленная из керамических и стеклянных электродов	72
4.2	Слева –внутренний вид 8-ми канального модуля, справа – схематичное изображение расположения ячеек в модуле, вид сверху; показана область перекрытия ячеек.	74
4.3	Одиночный модуль с ячейкой 5×5 (слева) и 2×2 (справа) см ²	74
4.4	Распределение времени стартового радио-сигнала и кривая фитирования функцией Гаусса.Ширина канала TDC составляет около 25 пс.	75
4.5	Схема экспериментальной установки на электронном пучке ускорителя ELBE, Гельмгольц-Центр Дрезден Россендорф, Германия.	77
4.6	Фотография экспериментальной установки на ускорителе ELBE.	77
4.7	Профиль пучка, полученный в измерениях с помощью сцинтиллятора в пучковом сеансе 2011 года. Слева: профиль вдоль горизонтальной оси, слева – вдоль вертикальной.	79
4.8	Изображения, полученные на эмульсионных пластинах, размещенных в разных частях экспериментальной установки. Рисунки взяты из [65]	79
4.9	Спектр времени t_0 , полученного как результат выражения 4.5	82
4.10	Иллюстрация зависимости времени дискриминации сигнала от его амплитуды в время-цифровом преобразователе.	86
4.11	Рабочие кривые для камер размером 5×5 см ² с удельным сопротивлением плавающих электродов $3 \cdot 10^8$ (ИТЕР8, точки) и $9 \cdot 10^9$ (ИТЕР13, квадраты) Ом·см.	88

- 4.12 Рабочие кривые камер размером $5 \times 5 \text{ см}^2$. В CRPC09 и CRPC10 нанесены канавки Роговского по периметру всех электродов, включая резистивные; в камере ITER13 канавки имеются только на металлизированных электродах. Удельные сопротивления плавающих электродов: CRPC09 – $3.5 \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, CRPC10 – $2.3 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$, ITER13 – $9 \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ 89
- 4.13 Время-амплитудная зависимость сигналов камеры CRPC10 при напряженности поля 92 кВ/см. Размерность шкал указана в каналах считывающей электроники. Один канал TDC соответствует примерно 25 пс. 90
- 4.14 Слева: зависимость эффективности (сплошные линии) и временного разрешения (пунктирные линии) от напряженности поля для камер размерами $2 \times 2 \text{ см}^2$. Справа: рабочая кривая гибридной камеры. Измерения проводились в одиночных модулях на электронном пучке. 91
- 4.15 Время-амплитудная зависимость (слева) и временной спектр после время-амплитудной коррекции для камеры mCRPC1. Напряженность поля составляет 88 кВ/см, загрузка – около 5 кГц/см² 92
- 4.16 Результаты измерений для камеры mCRPC0 ($2 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$), полученных на адронном пучке при низкой загрузке, порядка 5 кГц/см². Слева: рабочая кривая (также, для сравнения показан результат для электронного пучка), справа: Справа: зависимость временного разрешения от напряженности поля. 92
- 4.17 Амплитудные спектры камеры mRPC0 ($2 \times 2 \text{ см}^2$, $2 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$) и CRPC10 ($5 \times 5 \text{ см}^2$, $2.3 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$) при разных значениях напряженности поля. 93
- 4.18 Эффективность камеры в сериях из 500 последовательных событий. Счетчики, участвующие в триггере: S1234, S13, S14. 94
- 4.19 Измерения загрузочных способностей камер при напряженности электрического поля в зазоре 88 кВ/см. Линии показаны для облегчения визуального восприятия. 95
- 4.20 Зависимость временного разрешения камер от загрузки. Линии показаны для облегчения визуального восприятия. 95
- 4.21 Амплитудные спектры камер при загрузке около 5 кГц/см² и рабочем напряжении 4.4 кВ (88 кВ/см). 96

4.22	Измерение наводок в минимодуле при значении напряженности поля внутри зазоров 88 кВ/см. Пучок направлен на ячейки (слева-направо) 1, 2, 3 и 4.	97
------	--	----

Список таблиц

- 1 Перечень изготовленных керамических камер для сканирования ориентировочного диапазона удельного сопротивления резистивных электродов. 73
- 2 Перечень изготовленных керамических камер для сканирования ориентировочного диапазона удельного сопротивления резистивных электродов. 77