

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
ИМ. В.И.ВЕКСЛЕРА И А.М. БАЛДИНА

*На правах рукописи*

**Бабкин Вадим Андреевич**

**Времяпролетная система идентификации частиц многоцелевого  
детектора MPD**

01.04.01 – Приборы и методы экспериментальной физики

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук,  
Головатюк В.М.

Дубна – 2020

## Оглавление

<b>Введение .....</b>	<b>4</b>
<b>Глава 1. Физические задачи многоцелевого детектора MPD на ускорительном комплексе NICA, времяпролетной система идентификации частиц в MPD и требования к ней .....</b>	<b>9</b>
1.1 Ускорительный комплекс NICA .....	9
1.2 Физические задачи эксперимента MPD .....	12
1.3 Требования к времяпролетной системе идентификации частиц многоцелевого детектора MPD .....	14
1.4 Принцип времяпролетной идентификации частиц .....	17
1.5 Обзор основных детекторов, используемых для идентификации частиц времяпролетным методом .....	20
<b>Глава 2. Устройство многоззорной резистивной плоской камеры, физические принципы и основные режимы ее работы.....</b>	<b>24</b>
2.1 Устройство и принцип работы резистивной плоской камеры.....	24
2.2 Ионизация газовой среды и развитие электронной лавины.....	27
2.3 Процесс формирования и динамика дифференциального сигнала на считывающих электродах.....	37
2.4 Теоретическая оценка временного разрешения МРПК.....	55
2.5 Влияние плотности потока частиц на характеристики МРПК .....	62
<b>Глава 3. МРПК для времяпролетной системы MPD.....</b>	<b>65</b>
3.1 МРПК с пэдovým считыванием .....	65
3.2 Разработка детектора с стриповыми считывающими электродами.....	67
3.3 Трехстековая конструкция МРПК.....	78
3.4 Проблема улучшения загрузочных способностей МРПК.....	96
3.5 Выводы из процесса разработки и оптимизации МРПК для системы TOF MPD .....	98

<b>Глава 4. Разработка времяпролетной системы TOF MPD .....</b>	<b>99</b>
4.1 Конструкция времяпролетной системы .....	100
4.2 Моделирование характеристик времяпролетной системы .....	102
4.3. Считывающая электроника времяпролетной системы MPD .....	107
4.4. Сервисные подсистемы .....	118
<b>Глава 5. Инфраструктура для производства, тестирования и изучения рабочих характеристик прототипов МРПК и электроники.....</b>	<b>123</b>
5.1 Стенд для испытания прототипов МРПК на космических частицах.....	123
5.2 Установка для тестирования детекторов на пучках ускоренных частиц «Тестовый канал MPD» .....	125
5.3 Стенд для испытания модулей TOF MPD на космике .....	131
5.4 Участок массового производства детекторов и сборки модулей TOF .....	133
<b>Заключение.....</b>	<b>142</b>
<b>Список литературы: .....</b>	<b>144</b>

## **Введение**

Данная диссертация посвящена разработке, исследованию и оптимизации работы быстрых детекторов, предназначенных для идентификации заряженных частиц, рождающихся во взаимодействиях релятивистских ионов. Диссертация основывается на результатах работ, выполненных автором в Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований в период с 2009 по 2020 год.

В рамках темы программно-тематического плана ОИЯИ 02-0-1065-2007/2023 «Комплекс NICA: создание комплекса ускорителей, коллайдера и экспериментальных установок на встречных и выведенных пучках ионов для изучения плотной барионной материи, спиновой структуры нуклонов и легких ядер, проведения прикладных и инновационных работ» на базе существующего ускорительного комплекса Лаборатории физики высоких энергий создается ускоритель встречных пучков тяжелых ионов NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility). Основной экспериментальной физической установкой на будущем коллайдере должен стать многоцелевой детектор MPD (MultiPurpose Detector).

Для конкурентоспособной работы этой установки все детекторные системы должны иметь наилучшие рабочие характеристики, быть максимально оптимизированными под физические задачи эксперимента и оснащаться самой современной считывающей электроникой.

### **Актуальность темы**

Результаты диссертационной работы будут использованы для создания установки, изучающей свойства экстремально горячей и плотной ядерной материи, что в настоящее время является одной из самых актуальных задач в физике высоких энергий. Интерес к данной тематике также подтверждается тем, что сразу несколько больших мировых научных центра занимаются созданием подобных установок. С другой стороны, необходимость создания детектирующей системы самого современного уровня, удовлетворяющей требованиям эксперимента MPD, является очень актуальной методической задачей. Для создания времяпролетной системы используются многоазорная резистивная плоская камера (МРПК). Данный тип детекторов на настоящее время развивается весьма активно. Публикуется большое число статей по данной тематике во множестве специализированных изданий.

**Целями диссертационной работы является:**

- исследование рабочих характеристик и оптимизация многозачерных резистивных плоскопараллельных камер, предназначенных специально для времяпролетной системы многоцелевого детектора MPD;
- создание производственной и испытательной инфраструктуры, позволяющей произвести детектор любой сложности и детально изучать все их рабочие характеристики;
- проектирование максимально эффективной времяпролетной системы идентификации частиц многоцелевого детектора, на основе разработанной МРПК;

**Научная новизна и значимость диссертационной работы**

Физические задачи эксперимента MPD, посвященные изучению сверхплотной материи, имеют большое значение в понимании очень многих фундаментальных проблем. Особый интерес вызывают: поиск новых, ранее не наблюдавшихся форм барионной материи, лучшее понимание связанности кварков в нуклонах и эволюция Вселенной (в частности, поиск причины отсутствия в ней антивещества). Несомненно, все эти задачи являются крайне значимыми для современной науки.

Технически, новизна проявляется в создании детектирующего устройства, имеющего много доработок, необходимых для удовлетворения требований эксперимента. Несмотря на то, что быстрые временные детекторы с высокочастотными характеристиками появились еще в конце XX века, до сих пор идет активная работа по развитию и улучшению их конструкций и характеристик. Очень редко появляются кардинально новые типы детекторов. Поэтому большинство методических работ направлено на улучшение характеристик существующих детекторов. Наиболее быстро идет развитие регистрирующей высокочастотной аналоговой и цифровой электроники. Успехи в этой области позволяют значительно повышать характеристики детекторов. С другой стороны, без совершенствования конструктивных особенностей детектора высокочастотная электроника не позволит добиться значительного улучшения его работы.

В данной работе представлены последние результаты совместной оптимизации как устройства детекторов, так и считывающей электроники, что позволило добиться рекордных результатов и приблизиться к теоретическому пределу временного разрешения для данного типа детектора.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Экспериментально изучен принцип работы многозазорных резистивных плоских камер со считывающим электродом в виде длинных полос «стрипов». В ходе оптимизации были значительно изменены многие стандартные конструктивные элементы данного детектора. Впервые была применена трехстековая конструкция детектора для обеспечения симметричного дифференциального считывания сигнала с полосковых (стриповых) электродов при высокой эффективности регистрации частиц.
2. Разработана, создана, экспериментально изучена и оптимизирована для массового производства МРПК с стриповым считывающим электродом для времяпролетной системы МРД с большой активной площадью ( $\sim 0.2 \text{ м}^2$ ). Измеренное временное разрешение данного детектора в среднем составляет 50 пс (включая разрешение электроники) на всей активной поверхности.
3. Проведена методическая работа по изучению и улучшению загрузочных свойств детекторов различными методами. Впервые для этого было использовано сочетание эффекта уменьшения толщины стекла и увеличения числа узких зазоров для уменьшения заряда лавины в одном газовом зазоре.
4. Проведена работа по исследованию и моделированию особенностей прохождения высокочастотного импульса по считывающим электродам в виде длинных узких полос (стрипов) и на границах стрип-кабель-усилитель. В результате этих исследований были изменены конструкция МРПК и принцип считывания сигнала с электрода, что привело к улучшению временных характеристик детектора.
5. Разработана конструкция цилиндрической части времяпролетной системы МРД, отвечающая всем требованиям эксперимента.
6. Для испытания детекторов создана новая специализированная экспериментальная установка на выведенном пучке Нуклотрона «Тестовый канал МРД». Установка позволяет исследовать любые возможные характеристики детекторов и электроники, благодаря использованию в ней самых современных приборов управления и контроля.
7. Создана и введена в эксплуатацию инфраструктура для массового производства и испытания детекторов для эксперимента МРД.

**Научно-практическая ценность** работы состоит в первую очередь в том, что детекторы окончательной конструкции будут запущены в массовое производство и применены в большом физическом эксперименте. Так же, практически ценными являются использованные технологические новшества и результаты исследований, использованные при разработке данных устройств, для создания новых детекторов и развития методики времяпролетных измерений.

1. Изучено влияние неоднородности диэлектрика вблизи считывающего электрода МРПК на форму выходного дифференциального сигнала. Впервые на основе результатов этого изучения предложена и разработана новая трехстековая конструкция МРПК с симметричным стриповым считыванием.
2. Впервые для физического эксперимента разработана конструкция МРПК со стриповыми электродами длиной 64 см площадью до  $0.2 \text{ м}^2$  с временным разрешением лучше 50 пс. Впервые для создания времяпролетного детектора такой большой площади было использовано стекло с минимальной коммерчески доступной толщиной 280 микрон.
3. Впервые на дейтронном пучке Нуклотрона были изучены загрузочные способности МРПК с полупроводниковым «китайским» стеклом. Эффективность такого детектора была лучше 90% при загрузках до  $70 \text{ кГц/см}^2$ .
4. Спроектирована и запущена в производство времяпролетная система для детектора MPD, позволяющая с высокой эффективностью идентифицировать заряженные частицы в широком диапазоне фазового пространства.
5. Впервые на выведенном пучке Нуклотрона ОИЯИ создана и введена в эксплуатацию новая современная экспериментальная установка специально для исследования детекторов и приборов для будущих экспериментов.

### **Апробация работы и публикации**

Значительная часть результатов данной диссертационной работы были представлены соискателем лично на следующих научных мероприятиях: LX Международная конференция по ядерной физике «Ядро-2010» (Санкт-Петербург, Россия, 07/2010); 12th Vienna Conference on Instrumentation – «VCI 2010» (Вена, Австрия, 02/2010); Сессия-конференция Секции ЯФ ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (Москва, Россия 11/2012); XVII конференция ОМУС-2013 (Дубна, Россия, 04/2013); «Technology and Instrumentation in Particle Physics - TIPP-14» (NIKHEF, Нидерланды, Амстердам, 06/2014); «13th Pisa meeting for advanced detectors» (INFN, Бьядола, о. Эльба, Италия, 05/2015); «SPIN-Praha-2015, Advanced Studies Institute, Symmetries and Spin»(Прага, Чешская Республика, 07/2015); «The XIII workshop on resistive plate

chambers and related detectors–RPC2016» (Гент, Бельгия, 02/2016); «Instrumentation for Colliding Beam Physics – INSTR-17» (Новосибирск, Россия, 02/2017); CREMLIN WP7 "Super c-tau factory workshop" (Новосибирск, Россия, 05/2018); The European Physical Society Conference on High Energy Physics «EPS-HEP2019» (Гент, Бельгия, 07/2019); NICA days 2015, 2017, 2019 (Варшава, Польша, 11/2015-2019); «Instrumentation for Colliding Beam Physics – INSTR-20» (Новосибирск, Россия, 02/2020). Результаты работы неоднократно представлялись на общелабораторных и методических семинарах ЛФВЭ. По материалам диссертации опубликовано 13 работ в реферируемых журналах, перечень которых приведен в списке литературы.

### **Структура и объем работы**

Диссертация изложена на **150** страницах и состоит из введения, **5** глав и заключения. Диссертация содержит **99** рисунков, **5** таблиц и список литературы из **99** источников цитирования.

# Глава 1. Физические задачи многоцелевого детектора MPD на ускорительном комплексе NICA, времяпролетной система идентификации частиц в MPD и требования к ней

## 1.1 Ускорительный комплекс NICA

Ускорительный комплекс NICA [1], создаваемый на базе существующего модернизированного ускорителя Нуклотрон, позволит проводить как всевозможные исследования в области физики высоких энергий, так и работать по междисциплинарным программам прикладных исследований на большом наборе выведенных пучков в широком диапазоне энергий. Прежде всего, комплекс создается для экспериментов с использованием встречных высокоинтенсивных пучков тяжелых ионов (вплоть до золота  $\text{Au}^{79+}$ ) при средней светимости  $L = 10^{27} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$  (для  $\text{Au}^{79+}$ ) в диапазоне энергий  $\sqrt{s_{NN}} = 4 - 11 \text{ ГэВ}$ . Не менее значимыми являются исследования с использованием встречных пучков поляризованных протонов и дейтронов с продольной и поперечной поляризацией с максимальной светимостью  $10^{32} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ . Остается так же возможность работы на выведенных пучках протонов и ионов с энергиями 12,6 ГэВ (для протонов), 5,8 ГэВ (для дейтронов) и 4,5 ГэВ на нуклон для тяжелых ионов, а также на пучках поляризованных протонов и дейтронов с интенсивностью  $>10^{10}$  частиц за цикл. Ускорительный комплекс (Рисунок 1.1) состоит как из уже действующих объектов, так и заново создаваемых.

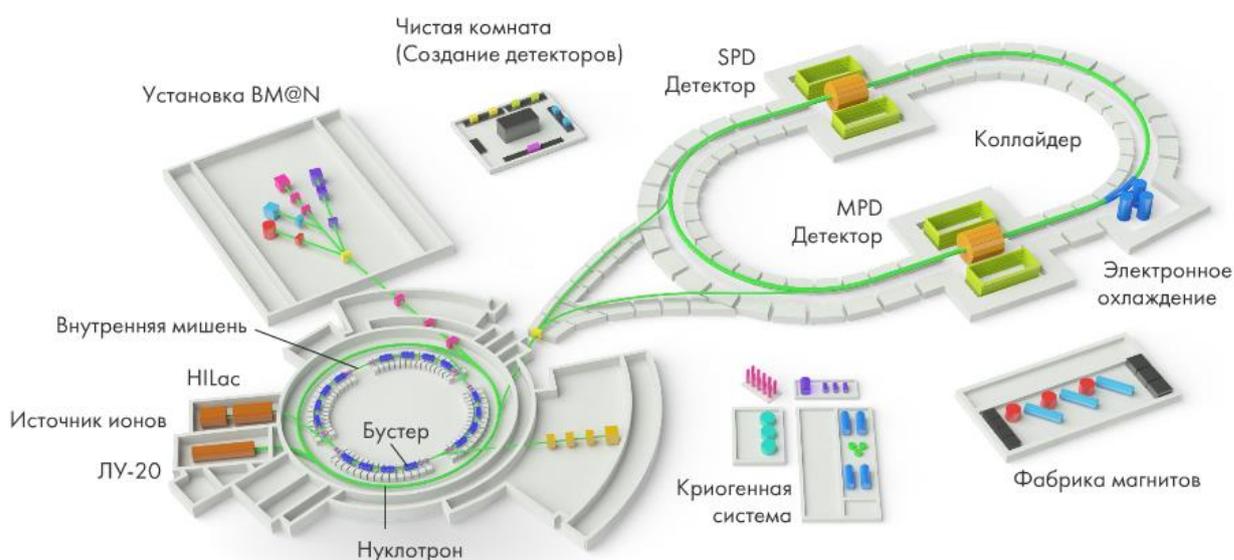


Рисунок 1.1 – Схема ускорительного комплекса NICA

Инжекционная часть комплекса включает в себя несколько источников ионов. В первую очередь это существующий лазерный источник и дуоплазмотрон, а также новые электронно-струнный источник тяжелых ионов КРИОН-6Т и источник поляризованных протонов и дейтронов SPI. Линейные ускорители легких и тяжелых ионов ЛУ-20 и НЛАС предназначены для предускорения ионов до энергии 5 МэВ/н и их транспортировки в кольцо бустера.

Бустерный синхротрон тяжелых ионов периметром 211 м используется для накопления  $10^9$  ионов золота  $Au^{31+}$  и ускорения их до энергии 578 МэВ/н, которой достаточно для последующей обдирки их до состояния  $^{197}Au^{79+}$ . В таком состоянии ионы из бустера поступают основной ускоряющий элемент комплекса – сверхпроводящий синхротрон Нуклотрон.

Предполагается, что Нуклотрон будет работать в трех основных режимах:

- в качестве элемента инжекционной цепочки Коллайдера для ускорения одиночного сгустка полностью ободранных тяжелых ионов до кинетической энергии  $1 \div 4,5$  ГэВ/н (расчетная интенсивность сгустка составляет примерно  $1 \div 1,5 \cdot 10^9$  ионов).
- для ускорения пучков поляризованных протонов и дейтронов для инъекции в Коллайдер.
- для ускорения протонов, дейтронов (поляризованных и неполяризованных) и тяжелых ионов для экспериментов на внутренней мишени или медленного вывода для экспериментов на фиксированных мишенях.

В первом и втором режимах ускоренные ионы инжектируются во встречные кольца Коллайдера NICA, где циркулируют непрерывно. При работе на эксперимент энергия частиц в Коллайдере постоянна. Для подготовки пучков предусмотрена возможность относительно медленного доускорения или замедления. Два кольца Коллайдера периметром 503 м расположены одно над другим, сведение и разведение пучков осуществляется в вертикальной плоскости. Расстояние между медианными плоскостями колец составляет 32 см. Дипольные и квадрупольные магниты имеют по две апертуры в общем ярме. Среднеквадратичная длина сгустка в режиме столкновений выбрана равной 60 см. Расстояние между соседними сгустками составляет не менее 21 м, что исключает паразитные столкновения на общем участке траекторий частиц. Для поддержания высокого уровня светимости в режиме столкновения тяжелых ионов используются электронное и стохастическое охлаждение. Система электронного охлаждения будет использоваться в интервале энергий ионов от 1 до 4,5 ГэВ/н, стохастическое охлаждение — от 3 до 4,5 ГэВ/н.

На Коллайдере предусмотрено два места встречи пучков. В северной точке встречи будет установлен Многоцелевой Детектор (MultiPurpose Detector – MPD), предназначенный для

изучения свойств горячей и плотной барионной материи, образующейся при соударениях тяжелых ионов высоких энергий. Диапазон энергий тяжелых ионов в коллайдере  $\sqrt{s_{NN}}$  от 4 до 11 ГэВ находится в области наступления деконфайнмента и позволяет подробно изучить процессы, происходящие в столкновениях при максимально возможной барионной плотности [2]. Исследования такого рода, в первую очередь, связаны с возможностью обнаружения кварк-глюонной плазмы, существование которой предсказано современной теорией сильного взаимодействия – квантовой хромодинамикой.

В южной точке планируется установка системы детекторов SPD [3] (Spin Physics Detector) для изучения спиновой физики в столкновениях поляризованных и неполяризованных протонов с энергией  $\sqrt{s_{pp}} \sim 26$  ГэВ и дейтронов с энергией  $\sqrt{s} \sim 12$  ГэВ.

Третий режим работы Нуклотрона подразумевает развитие экспериментов на выведенных пучках. Основным таким экспериментом с фиксированной мишенью является BM@N [4] (Baryonic Matter at Nuclotron). Физическая программа BM@N частично дополняет программу MPD, так как максимально возможная энергия выведенного пучка тяжелых ионов 5 ГэВ/н соответствует энергии в системе центра масс около 3 ГэВ. При такой энергии достигается ядерная плотность, достаточная исследования уравнения состояния плотной барионной материи, а также возрастает вероятность рождения странных гиперонов и легких гиперядер. Возможности ускорительного комплекса NICA предполагают параллельную работу установки BM@N с установками на Коллайдере. Большой диапазон ускоряемых частиц позволяет также проводить множество прикладных исследований вне рамок физики высоких энергий и элементарных частиц, таких как: медицинские исследования, материаловедение, космические технологии и многое другое.

Помимо основных элементов ускорительного комплекса, в рамках проекта NICA создаются новые высокотехнологичные объекты инфраструктуры. В первую очередь это крупнейшая в России криогенная гелиевая система с холодопроизводительностью 8000 Вт при температуре 4,5 К. Для изготовления и тестирования сверхпроводящих магнитов бустера и коллайдера был введен в эксплуатацию специализированный участок, позволяющий проводить весь цикл от производства сверхпроводящего кабеля до криогенных испытаний. Большая часть детекторов экспериментальных установок производится непосредственно в лаборатории, поэтому чистые комнаты и участки по производству детекторов так же можно включить в состав комплекса NICA.

## 1.2 Физические задачи эксперимента MPD

Планируемая физическая программа эксперимента MPD довольно обширна и амбициозна. Предлагаемые исследования являются весьма сложными вследствие того, что требуется измерять очень малые эффекты, которые, в свою очередь, имеют довольно сильную неопределенность в теоретических предсказаниях.

Можно выделить несколько основных исследуемых в эксперименте MPD проблем современной физики: изучение уравнения состояния ядерной материи при высоких плотностях, частичное восстановление киральной симметрии, фазовый переход, включая возможность обнаружения сигналов деконфайнмента, свойства кварк-адронной фазы и наличие критической точки на фазовой диаграмме. Помимо фундаментальных проблем, исследования позволят лучше понять механизмы образования и стабильности нейтронных звезд и эволюцию Вселенной.

Фазовая диаграмма сильно взаимодействующей адронной материи представлена на рисунке 1.2. Согласно предсказаниям КХД, при сверхвысоких температурах и плотностях в адронной среде возможен фазовый переход или деконфайнмент, при котором материя представляет собой смесь асимптотически свободных кварков и глюонов (так называемая кварк-глюонная плазма).

Физическую программу на Многоцелевом детекторе планируется проводить при умеренных температурах и максимальных значениях барионной плотности. В данной промежуточной области фазовой диаграммы должен проявляться деконфайнмент, а также возможно наличие критической точки, местонахождение которой, согласно вычислений в рамках решеточной модели, предсказано при температуре около 162 МэВ и барио-химическом потенциале  $360 \pm 40$  МэВ. Интерес к области фазовой диаграммы с промежуточной энергией и высокой плотностью очень велик. Это подтверждает то, что сразу несколько крупнейших исследовательских центра мира, в числе которых Германия (комплекс FAIR в GSI), США (ускоритель RHIC в BNL, где уменьшается энергия для достижения необходимых параметров [5]) и ЦЕРН (NA61/SHINE [6]), планируют проводить исследования в данной области.

Относительно широкий диапазон энергий столкновения ( $\sqrt{s_{NN}} = 4 - 11$  ГэВ) и разнообразие сталкивающихся ядер комплекса NICA позволяет с большой точностью просканировать достаточно большую область фазовой диаграммы. В свою очередь, рекордная светимость коллайдера ( $L = 10^{27}$  см<sup>2</sup>с<sup>-1</sup>) позволяет набрать высокую статистику даже для очень редких процессов, таких как, например, лептонные распады векторных мезонов, вероятность которых менее  $10^{-4}$ .

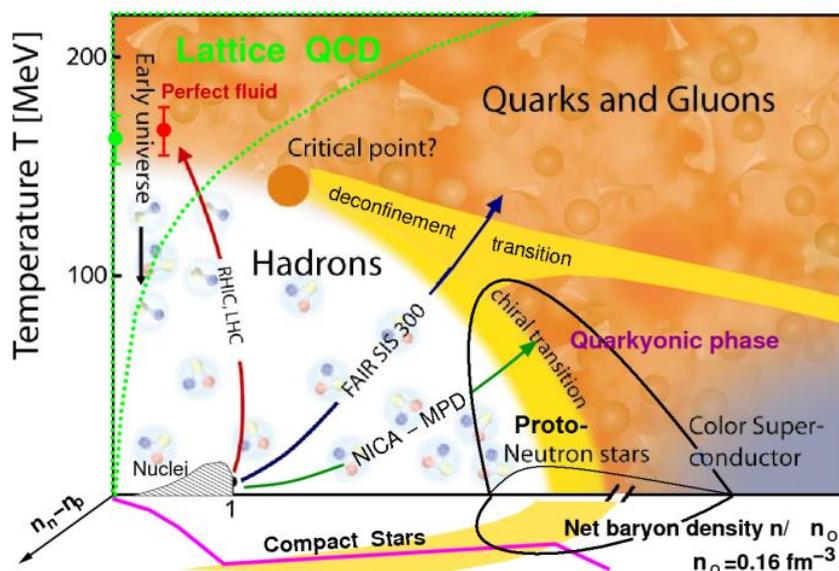


Рисунок 1.2 – Фазовая диаграмма сильно взаимодействующей адронной материи

Благодаря таким планируемым параметрам ускорителя на установке MPD можно успешно решить следующие основные задачи:

- изучение полных выходов адронов (полной множественности и спектров) включая мульти-странные барионы и антибарионы, которые являются хорошими пробниками, чувствительными к критическим явлениям при фазовых переходах;
- изучение критических явлений в пособытийных флуктуациях множественности, поперечного импульса, отношения частиц и барионной плотности;
- изучение коллективных эффектов (прямых и эллиптических потоков) для идентифицированных адронов включая странные частицы;
- фемтоскопия (НВТ интерферометрия) идентичных частиц и поиск негауссовых компонент в корреляционных функциях;
- исследование спонтанного нарушения CP четности в сильных взаимодействиях (по зарядовой асимметрии выходов пионов относительно плоскости реакции);
- подробное изучение электромагнитных пробников (фотоны и дилептоны).

### 1.3 Требования к времяпролетной системе идентификации частиц многоцелевого детектора MPD

Для решения таких сложных и требующих высокой точности измерения задач необходима экспериментальная установка с наилучшими возможными параметрами. Предлагаемый Многоцелевой детектор, удовлетворяющий таким требованиям, создается с учетом последних достижений в методике детектирования частиц и электроники.

На рисунке 1.3 приведена структура Многоцелевого детектора в виде осевого сечения с основными размерами. Многоцелевой детектор MPD разрабатывается как 4π спектрометр, позволяющий регистрировать заряженные адроны, электроны и фотоны, образующиеся в столкновениях тяжелых ионов. Для достижения этой цели, детектор будет включать прецизионную 3D систему трекера и высокопроизводительную систему идентификации частиц (PID), основанную на времяпролетных измерениях и калориметрии. Детектор сконструирован в виде цилиндра (барреля) с торцевыми частями, расположенного вокруг области столкновения пучков и перекрывает область вылета частиц в диапазоне псевдобыстрот  $|\eta| \leq 2$ .

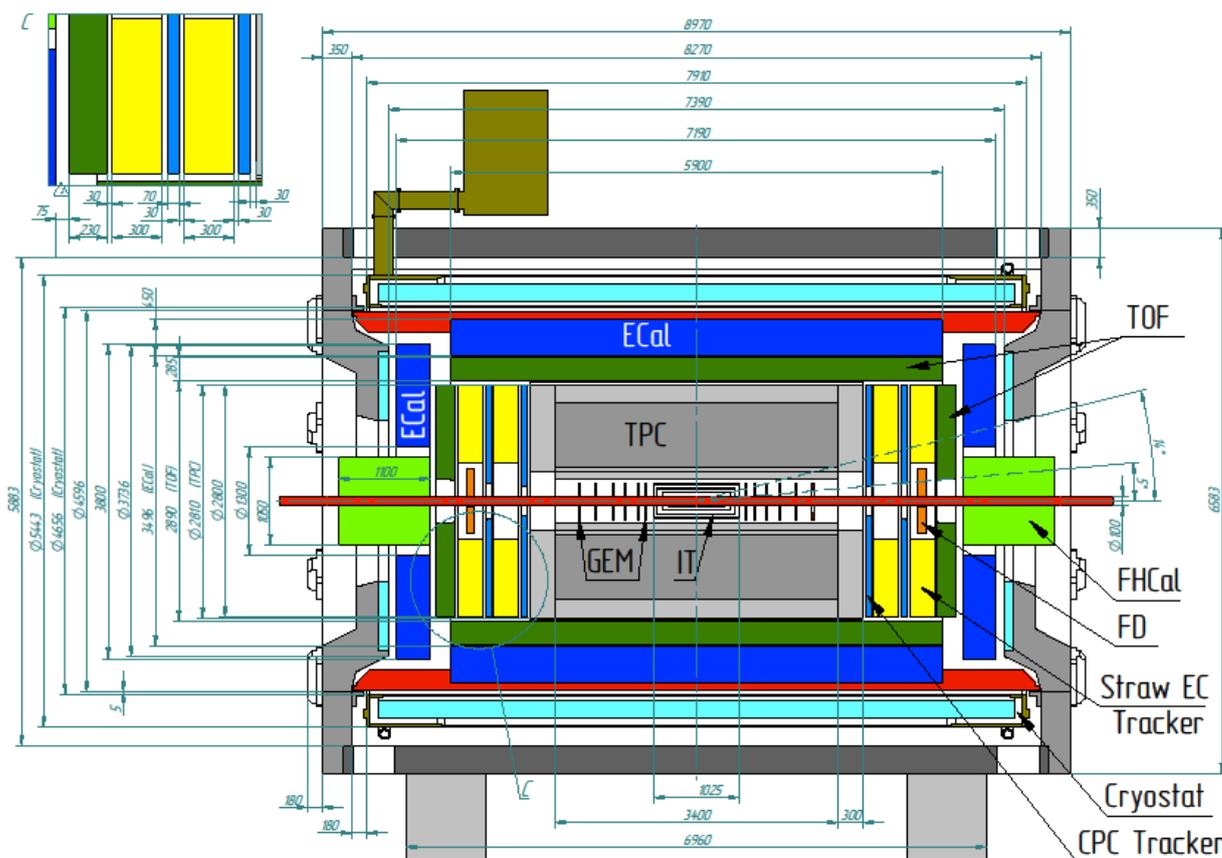


Рисунок 1.3 – Структура Многоцелевого детектора в конечной конфигурации с основными размерами.

Многоцелевой детектор состоит из 4-х основных систем:

1. *Серхпроводящий магнит-соленоид*, который предназначен для создания однородного магнитного поля внутри детектора. Однородность магнитного поля во время проекционной камере должна быть в пределах
2. *Система идентификации частиц*, включающая в себя:
  - время-проекционную камеру (TPC), предназначенную для идентификации частиц по ионизационным потерям  $dE/dx$  и для определения импульса частиц;
  - времяпролетную систему (TOF), разделяющую заряженные частицы ( $\pi$ , K, p) в области импульсов до 2 ГэВ/с;
  - электромагнитный калориметр (ECal), регистрирующий и идентифицирующий фотоны и электроны и измеряющий их энергию.
3. *Трековая система* включает:
  - внутренний трекер (IT), обеспечивающий прецизионный трекинг вблизи области взаимодействия и высокую точность восстановления вершины взаимодействия;
  - время-проекционная камера (TPC), которая является основным трекером заряженных частиц;
  - торцевой строу трекер (ECT), для улучшения трекинга частиц, летящих под малыми углами;
  - TOF и ECal можно использовать для дополнительной трековой информации.
4. *Система триггера* содержит:
  - быстрый передний детектор (FD), который предназначен в первую очередь для формирования быстрого стартового сигнала для времяпролетной системы, подтверждения L0-триггера, а также для определения Z-координаты точки взаимодействия;
  - счетчик встречных соударений пучков (BBC), вырабатывающий триггерный сигнал нулевого уровня L0 для взаимодействий частиц в диапазоне прицельных параметров до 15,8 ферми при соударениях ядер золота;
  - калориметр под нулевым углом (ZDC), основной задачей которого будет определение центральности взаимодействий по энергии спектаторов, а также выработки L0-триггера.

Все системы MPD работают независимо и в совокупности обеспечивают очень точное измерение всех величин, необходимых для изучения происходящих в ядерно-ядерных столкновениях физических процессов в широком диапазоне фазового пространства.

В многоцелевом детекторе MPD времяпролетная система состоит из центральной цилиндрической части и двух торцевых частей. Центральная (баррельная) часть расположена между время-проекционной камерой (TPC) и электромагнитным калориметром (ECAL) на расстоянии 1.5 метра от оси пучка. Основная задача системы – регистрировать время пролета частицы относительно момента столкновения ядер. Для точного измерения этого времени важны так же и временные характеристики детектора, вырабатывающего стартовый сигнал. В данном случае стартовый сигнал генерирует быстрый передний детектор FFD.

Так же, как видно из формулы 1.3, для эффективной идентификации необходимо с высокой точностью определять импульс частицы и длину трека. Эти параметры вычисляются во времяпролетной камере. Помимо этого, измеряя удельные энергетические потери ( $dE/dx$ ) частиц в TPC, можно дополнительно улучшить качество, а также исключить из идентификации  $\delta$ -электроны. Электромагнитный калориметр регистрирует высокоэнергетичные фотоны и электроны.

Таким образом, задачу идентификации частиц выполняют в совокупности практически все детекторные системы. Но при этом, основным детектором для идентификации является TOF. Поэтому к нему предъявляются особые требования.

При столкновениях ядер золота с энергией  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ импульсы рождающихся частиц на 99% ниже 2 GeV/c. Чтобы обеспечить их эффективное разделение по времени пролета необходимо создать детектор, который удовлетворял бы следующим требованиям:

- конструкция детектора должна быть достаточно недорогой и простой для создания системы с большой площадью;
- временное разрешение лучше 80 пс (для разделения  $\pi/K$  с поперечными импульсами до  $p_t < 1.5$  ГэВ/c);
- оптимальное соотношение гранулярности считывающих электродов и количества каналов электроники для минимизации загруженности каналов из-за высокой множественности частиц в центральных столкновениях ионов (<15%);
- хорошее координатное разрешение (<10 мм) для эффективного согласования трека, определенного в TPC с положением частицы в TOF;
- детектор должен работать в магнитном поле до 0.5 Тл;
- временное разрешение и эффективность не должны ухудшаться при нагрузках до 50 Гц/см<sup>2</sup>.

## 1.4 Принцип времяпролетной идентификации частиц

В основе метода идентификации частиц по времени пролета [7] лежит простой релятивистский инвариант энергии-импульса. Если рассматривать релятивистскую частицу с массой покоя  $m_0$ , которая движется со скоростью  $v$ , то расстояние  $L$  она преодолит за время:

$$t = \frac{L}{v} = \frac{L}{\beta c} = \frac{LE}{pc^2}, \quad (1.1)$$

где  $E$  и  $p$  – соответственно, энергия и импульс частицы. Энергию частицы можно взять из инварианта энергии-импульса  $E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$ . Тогда время можно представить как:

$$t = \frac{L\sqrt{(pc)^2 + (mc^2)^2}}{pc^2} = \frac{L}{c} \sqrt{1 + \frac{(mc^2)^2}{p^2c^2}}. \quad (1.2)$$

То есть, зная импульс частицы  $p$ , и время  $t$ , за которое она пролетела расстояние  $L$ , можно определить квадрат ее массы:

$$m^2 = \frac{p^2}{c^2} \left[ \frac{t^2c^2}{L^2} - 1 \right] \quad (1.3)$$

Для релятивистского случая, когда энергия частицы намного больше ее массы, то есть  $E \approx pc \gg mc^2$ , в формулу 1.3 можно упростить:

$$m^2 = p^2(t^2/L^2 - 1) \quad (1.4)$$

В данном случае скорость частицы относительно скорости света  $\beta = L/t$ . Из формулы 1.4 видно, что ширина распределения квадрата массы (или разрешение частиц по массе) будет зависеть от трех параметров: импульсного разрешения  $\sigma_p$ , временного разрешения  $\sigma_t$  и ошибки определения длины трека  $\sigma_L$ . Для определения вклада каждого параметра, продифференцируем формулу 1.4 для квадрата массы по этим параметрам и упростим, используя выражение, следующее из релятивистского инварианта  $E^2 = p^2t^2/L^2 = m^2 + p^2$  и саму формулу 1.4:

$$\delta(m^2) = 2p\delta p \left( \frac{t^2}{L^2} - 1 \right) + 2t\delta t \frac{p^2}{L^2} - 2\frac{\delta L}{L^3} p^2 t^2 = 2m^2 \frac{\delta p}{p} + 2E^2 \frac{\delta t}{t} - 2E^2 \frac{\delta L}{L}. \quad (1.5)$$

Отсюда дисперсия квадрата массы частицы, определяемая из времени пролета, будет равна:

$$\sigma_{m^2}^2 = 4m^4 \left( \frac{\sigma_p}{p} \right)^2 + 4E^4 \left( \frac{\sigma_t}{t} \right)^2 + 4E^4 \left( \frac{\sigma_L}{L} \right)^2. \quad (1.6)$$

Обычно относительные ошибки определения длины трека и импульса намного меньше ошибки определения времени  $\delta t/t$ . Поэтому, для оценки разрешения можно пренебрегать

ошибкой импульса и длины трека. Чтобы эффективно идентифицировать две различные частицы вышеописанным методом, необходимо, чтобы измеренные распределения масс этих частиц с шириной  $\sigma_m$  как можно меньше накладывались друг на друга (на как можно меньшее число  $\sigma_m$ ). Для упрощения можно считать, что эти частицы с различной массой имеют одинаковый импульс и пролетают одинаковое расстояние  $L$ . В таком случае разница во времени пролета составит:

$$\Delta t = \frac{L}{c} \left( \sqrt{1 + \frac{m_1^2}{p^2}} - \sqrt{1 + \frac{m_2^2}{p^2}} \right). \quad (1.7)$$

Число стандартных отклонений можно определить, разделив разность времен пролета для частиц с разной массой и одинаковым импульсом на временное разрешение системы:

$$N_\sigma = \frac{\Delta t}{\sigma_{ToF}} = \frac{L}{c\sigma_{ToF}} \left( \sqrt{1 + \frac{m_1^2}{p^2}} - \sqrt{1 + \frac{m_2^2}{p^2}} \right). \quad (1.8)$$

По формуле 1.8 можно оценить эффективность времяпролетной системы с известным временным разрешением в зависимости от импульсов частиц или времяпролетной базы. Зная, например, времяпролетную базу  $L$ , можно оценить эффективность идентификации частиц в зависимости от их импульса (Рисунок 1.4). А если зафиксировать значение импульса, то можно определить необходимое временное разрешение системы в зависимости от пролетной дистанции (Рисунок 1.5). При такой оценке не учитывается точность восстановления импульса частицы и точность определения длины трека, поэтому данная оценка дает лишь максимально возможную эффективность сепарации частиц.

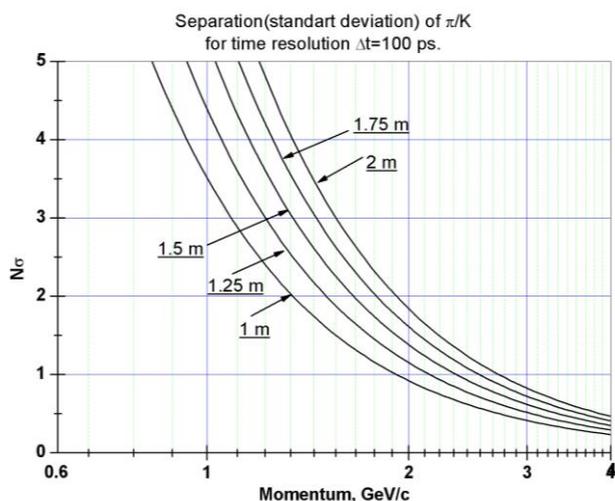


Рисунок 1.4 – Эффективность разделения  $\pi/K$  в зависимости от импульса для разных длин трека.

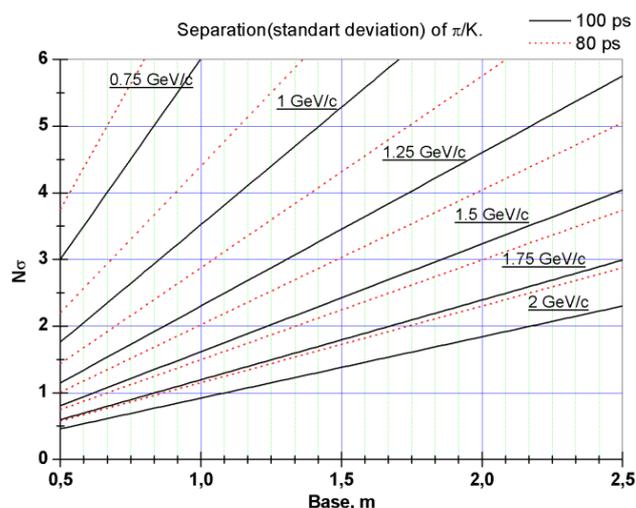


Рисунок 1.5 – Эффективность разделения  $\pi/K$  в зависимости от времяпролетной базы  $L$  для различных импульсов частиц.

Допустим, что импульс частицы и длина трека частицы определяются без ошибок. При таких условиях, чтобы разделить две частицы с разной массой с эффективностью лучше 95%, необходимо, чтобы разница между временами пролета этих частиц составляла не менее двух стандартных отклонений  $\sigma_{TOF}$ . Симуляция столкновений двух ионов золота с максимальной для коллайдера NICA энергией в системе центра масс  $\sqrt{S_{NN}} = 11$  ГэВ показывает, что 98% пионов и каонов имеет импульсы ниже 1,5 ГэВ/с (Рисунок 1.6). Следуя из формулы 1.8 можно оценить, что разделение времяпролетным методом пионов и каонов с такими импульсами на времяпролетной базе 1,5 метра с эффективностью выше 95% возможно при общем разрешении времяпролетной системы  $\sigma_{TOF}$  лучше 100 пс.

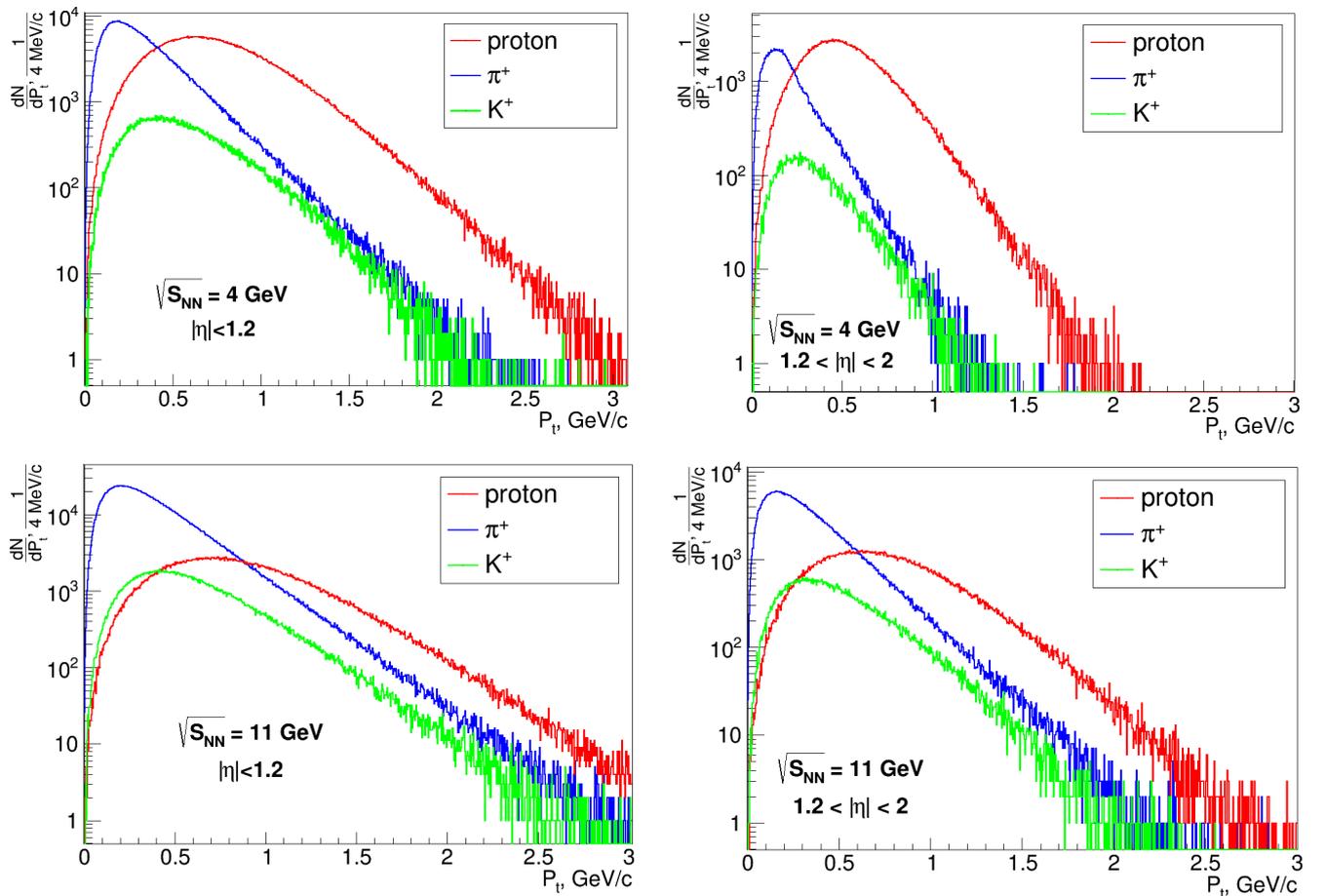


Рисунок 1.6 – Спектры импульсов пионов, каонов и протонов в областях псевдобыстроты:  $|\eta| < 1,2$  (слева) и  $1,2 < |\eta| < 2$  (справа) и для двух энергий столкновения ионов золота: 4 ГэВ (вверху) и 11 ГэВ (внизу).

Точность времени пролета полностью зависит от временного разрешения  $\sigma_{TOF}$  всей времяпролетной системы, включающей в себя разрешение стартового детектора, детекторов конечной временной отметки, электроники и, наконец синхронизирующих устройств:

$$\sigma_{TOF} = \sqrt{\sigma_{start}^2 + \sigma_{stop}^2 + \sigma_{FEE\_start}^2 + \sigma_{FEE\_stop}^2 + \sigma_{TDC\_start}^2 + \sigma_{TDC\_stop}^2 + \sigma_{syn}^2}. \quad (1.9)$$

Из формулы 1.9 видно, что на временное разрешение системы влияет очень много различных факторов. Поэтому, при создании времяпролетных систем важно уменьшение временного разрешения всех элементов системы в совокупности.

В настоящее время быстрая накамерная и многоканальная регистрирующая электроника обладают очень хорошими временными характеристиками, поэтому основной задачей становится правильный выбор конструкции детекторов и оптимизация режима их работы.

### **1.5 Обзор основных детекторов, используемых для идентификации частиц времяпролетным методом**

До 2000-х годов идентификация частиц по времени пролета проводилась, в основном, в небольших экспериментах по причине дороговизны и сложности производства быстрых сцинтилляционных детекторов, которые в то время были основными детекторами для времяпролетных измерений. К примеру, одним из первых экспериментов, изучающих свойства различных резонансов, В-мезонов и тау-лептонов в соударениях протонов и антипротонов был эксперимент CLEO II на ускорителе CESR [8] (Cornell Electron Storage Ring) в США, который модернизировался в конце 80-х годов. Цилиндрическая часть времяпролетной системы этого эксперимента состояла из 64 детекторов в виде длинных пластин пластикового сцинтиллятора Bicron BC-408. Быстрая вспышка света в сцинтилляторе регистрировалась с двух сторон пластины микроканальными фотоэлектронными умножителями (ФЭУ). Временное разрешение системы  $\sim 150$  пс на то время было рекордным для такого большого эксперимента. Эксперимент продолжал работу до 2008 года. За 30 лет много систем в детекторе CLEO претерпело изменения, но времяпролетная система принципиально не менялась. Благодаря усовершенствованию электроники несколько улучшилось временное разрешение.

Но даже при такой стабильности работы не многие эксперименты выбрали для идентификации систему из сцинтилляционных счетчиков из-за дороговизны быстрых сцинтилляторов и микроканальных ФЭУ. Такие системы используются, например, в экспериментах BESIII [10] на ускорителе BEPCII в Китае или NA61/SHINE на SPS в ЦЕРН, где временное разрешение времяпролетной системы на быстрых сцинтилляторах достигало 80 пс [6]. Быстрые счетчики на основе микроканальных ФЭУ получили очень большое распространение в создании стартовых систем детекторов. Обычно эти системы имеют небольшой размер, но при этом требуют очень высокой эффективности регистрации частиц при больших нагрузках с временным разрешением порядка 30 пс. В качестве хорошего примера такого использования детекторов на фотоэлектронных умножителях можно привести систему T0 [10] в эксперименте

ALICE на LHC. В этой системе использовались детекторы черенковского излучения с микроканальными фотоэлектронными умножителями ФЭУ-187 российского производства, с которыми было достигнуто временное разрешение лучше 30 пс. Система T0 ALICE без модернизаций проработала все сеансы работы LHC. Сейчас предлагается модернизировать [11] систему с целью увеличения эффективности регистрации периферических столкновений частиц. Вероятнее всего, фотоэлектронные умножители ФЭУ-187 будут заменены на более современные и быстрые микроканальные многоканальные фотоэлектронные умножители PLANACON XR85012 [12] фирмы Photonis.

Помимо вакуумных микроканальных фотоумножителей, достаточно хорошими временными характеристиками обладают кремниевые фотоумножители. Такие, например, как микропиксельные лавинные фотодиоды (MAPD). При работе в гейгеровском режиме собственное временное разрешение таких фотоумножителей при регистрации одного фотона достигает 60 пс [13]. Естественно, увеличение числа регистрируемых фотонов улучшает и разрешение фотодиода. Измеренное разрешение при этом достигает 20 пс. Очевидно, что такой фотоумножитель является перспективным для быстрых временных измерений. Так же, использование кремниевых фотоумножителей в электромагнитных калориметрах позволяет использовать их для времяпролетных измерений. При большом количестве фотоэлектронов временное разрешение одной ячейки калориметра на основе MAPD достигает 90 пс [14].

В отличие от небольших стартовых систем, в экспериментах с большой множественностью рождающихся частиц, где заранее необходимо было создавать многоканальные системы идентификации с очень большой площадью регистрирующей поверхности, использование детекторов на основе дорогих микроканальных фотоэлектронных умножителей оказывается экономически неоправданным. В этом случае наиболее оптимальным решением становятся газоразрядные быстрые детекторы.

Первым газоразрядным детектором с временным разрешением, сравнимым с разрешением сцинтилляционных детекторов, был искровой счетчик Пестова [15], собственное разрешение которого достигало 25 пс [16]. До конца 90-х годов этот детектор считался самым быстрым из газоразрядных детекторов. Первые прототипы многоззорной резистивной плоской камеры имели временное разрешение хуже 1 нс и никак не могли конкурировать с искровым счетчиком. В эксперименте NA49 на ускорителе SPS в ЦЕРН в районе первой вершинной время-проекционной камеры (V-TPC-1) были установлены две башни искровых счетчиков PesTOF по 20 детекторов каждом. Успешное использование счетчиков Пестова в этих экспериментах способствовало тому, что даже в эксперименте ALICE рассматривался вариант с их

использованием в системе ToF [17]. Но из-за больших размеров установки и громоздкой конструкции предложенного детектора от них отказались. Помимо этого, не малую роль в этом решении сыграло то, что газовая смесь, используемая в счетчике Пестова, состояла из взрывоопасных газов. Еще сильнее усложняла создание такой системы необходимость подавать газовую смесь в камеру детектора под давлением до 7 атм. С точки зрения сложности создания газовой системы и безопасности, применение таких счетчиков было очень проблематично и неэффективно.

Счетчик Пестова при всех его недостатках очень четко показал, что использование плоскопараллельной конструкции для быстрых временных измерений имеет большую перспективу. Поэтому, особое внимание было обращено на резистивную плоскую камеру, которую еще в 1981 году разработали Р. Сантонио и Р. Кардарелли [18]. Основным отличием РПК от всех остальных существующих на тот момент плоскопараллельных детекторов было то, что разряд развивался в зазоре между плоскими резистивными электродами (чаще всего из бакелита) с удельным сопротивлением порядка  $\rho = 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , которое не позволяло развиваться искровому разряду. При определенных условиях (приложенное напряжение, газовая смесь) детектор мог работать и в лавинном режиме. Именно в таком режиме временные характеристики РПК очень хорошо проявлялись. Временное разрешение однозачорных РПК с шириной зазора  $\sim 2$  мм достигало 1 нс.

В начале 2000 года совместно П. Фонте, К. Вильямсом и А. Смирницким была опубликована статья [19], показывающая, что при уменьшении ширины газового зазора и увеличении их количества, можно достигнуть временного разрешения до 100 пс. При этом, большим преимуществом данного детектора было то, что он работал при атмосферном давлении рабочей газовой смеси. Так же была показана возможность работы детектора с газовой смесью на основе безопасных фреонов, что давало многозачорной РПК большое преимущество перед искровыми счетчиками Пестова. Благодаря этому исследования МРПК в целях оптимизации для использования во времяпролетных измерениях продолжились. В результате, в рамках проекта LAA была опубликована статья [20], в которой предлагалась принципиально новая конструкция МРПК специально для времяпролетной системы ALICE. Представленный прототип детектора имел малые размеры и один канал считывания. Его габаритные размеры были всего 5 x 5 см, а размер считывающего электрода составлял 3 x 3 см. Отличительная особенность данной камеры состояла в том то, что в ней было 5 газовых зазоров шириной всего лишь 220 мкм. В качестве резистивных электродов здесь были выбраны стекла толщиной 0.5 мм с удельным сопротивлением  $1.5 \times 10^{12}$  и  $8 \times 10^{12} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . В такой конфигурации временное разрешение

детектора достигло 50 пс. Такой результат полностью соответствовал всем требованиям времяпролетной системы эксперимента ALICE, поэтому многозачорные РПК были утверждены как основной детектор для времяпролетной системы идентификации адронов.

Впервые времяпролетная система на основе МРПК относительно большой площади была использована на эксперименте HARP [21] с 2000 по 2002 год. Детекторы с 4 газовыми зазорами по 300 мкм каждый располагались в соленоиде вокруг время-проекциионной камеры (TPC) и в виде стены сразу за задней стенкой ВПК. Общая площадь всех камер составила около 10 м<sup>2</sup>. МРПК данной конфигурации позволяли получать временное разрешение до 150 пс при эффективности 99%, что полностью соответствовало требованиям эксперимента. Этот опыт в очередной раз показал целесообразность использования МРПК во времяпролетных системах.

Удачное использование многозачорных РПК и их постоянное усовершенствование поспособствовали широкому их использованию во многих экспериментах. Помимо HARP и ALICE многозачорные резистивные плоскопараллельные камеры использовались в времяпролетных системах экспериментов STAR и NADES. В будущем эксперименте по изучению свойств сжатой и горячей барионной материи CBM [22] на FAIR (Дармштадт) так же планируется использовать МРПК. В этом эксперименте проявился основной недостаток РПК – низкая загрузочная способность из-за высокого сопротивления резистивных электродов. Проблема снижения эффективности детектирования в условиях больших потоков частиц в настоящее время решается удачно различными способами, направленными на снижение сопротивления резистивных электродов [23, 24, 25].

Из данного обзора можно сделать вывод, что характеристики многозачорных резистивных плоских камер удовлетворяют всем вышеуказанным требованиям времяпролетной системы эксперимента MPD. Именно поэтому данный тип детектора был выбран для создания этой системы идентификации.

## Глава 2. Устройство многоззорной резистивной плоской камеры, физические принципы и основные режимы ее работы

В данной главе описывается устройство резистивной плоской камеры и обсуждаются требования, предъявляемые к ее конструкции, газовой смеси и считывающей электронике. Далее формулируются основные теоретические принципы и режимы ее работы. Особое внимание уделяется специфике работы многоззорной РПК. Анализируется теоретический предел временного разрешения МРПК.

### 2.1 Устройство и принцип работы резистивной плоской камеры

Резистивная плоская камера представляет собой один или несколько узких параллельных газовых промежутков, образованных резистивными электродами с объемным сопротивлением порядка  $10^{10} - 10^{13}$  Ом·см. Для создания внутри газового промежутка электростатического поля, достаточного для возникновения электронной лавины, на поверхности внешних резистивных электродов наносится проводящее покрытие с поверхностным сопротивлением 5–20 МОм/□, на которое подается необходимое высокое напряжение. Такое сопротивление обеспечивает достаточно быстрое рассасывание заряда с поверхности и позволяет индуцированному сигналу пройти через него без потерь. Электромагнитный импульс, возникающий в результате газового разряда, индуцируется на внешние считывающие электроды, которые обычно изготавливают на стеклотекстолите. Электроды, имеющие нулевой потенциал, отделены от высоковольтного слоя изолятором во избежание пробоя. Прочность и плоскостность конструкции детектора обеспечивается благодаря наклеенным на внешние считывающие платы прочным и легким панелям на основе кевларового сотового наполнителя. Большинство материалов, используемых при сборке детекторов, являются коммерчески доступными и достаточно недорогими.

Известно, что временное разрешение РПК зависит от статистических флуктуаций первичной ионизации и газового усиления в зазоре. Естественно, уменьшение ширины зазора должно уменьшать разброс по времени и, соответственно, улучшает временное разрешение. В узком зазоре вероятность образования кластера ниже, чем в широком. Поэтому для увеличения эффективности увеличивают и число газовых промежутков. Таким образом, временное разрешение детектора значительно улучшается без потери эффективности. Общая эффективность  $n$  зазоров составляет  $\varepsilon_{tot} = 1 - (1 - \varepsilon_1)^n$ , где  $\varepsilon_1$  – эффективность одного газового промежутка. Детектор, содержащий большое количество газовых зазоров, называют многоззорной резистивной плоской камерой (МРПК). На рисунке 2.1 схематично изображено устройство МРПК.

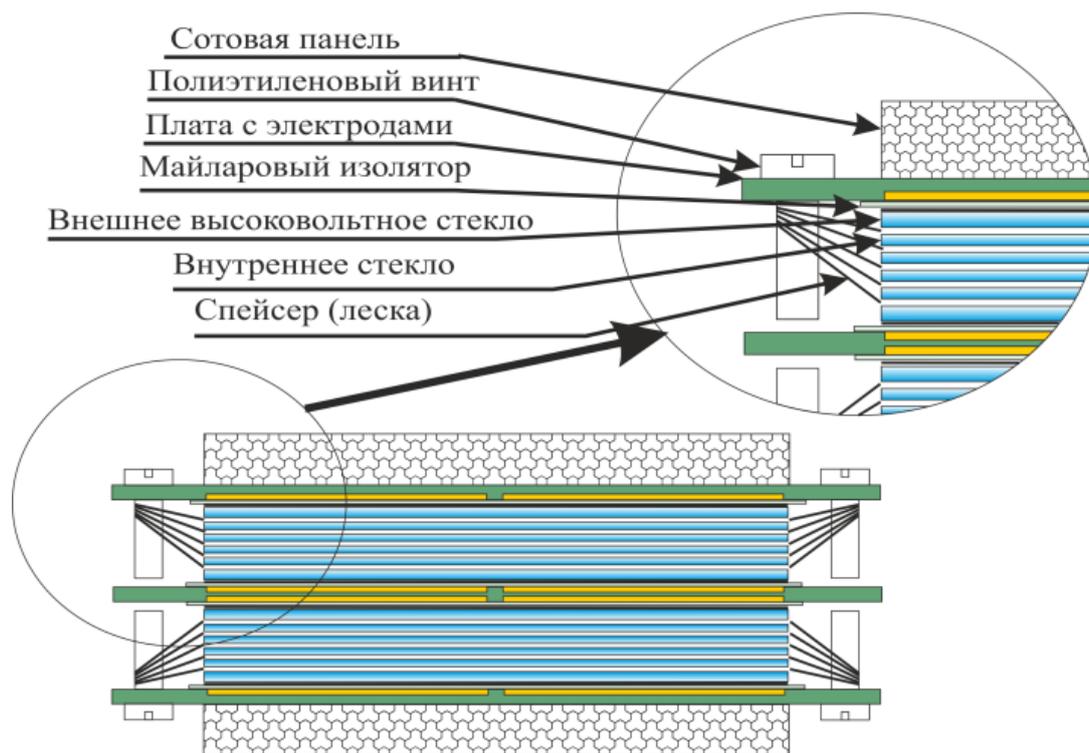


Рисунок 2.1 – Устройство многоззорной резистивной плоской камеры

Многоззорная конструкция РПК обладает характерным свойством: внутренние резистивные электроды являются «плавающими», то есть они никак электрически не соединены с питающей цепью. При этом баланс положительных и отрицательных зарядов на них обеспечивается за счет положительных и отрицательных токов лавин в соседних зазорах. Поэтому потенциал «плавающих» резистивных электродов, в среднем остается неизменным из-за рекомбинации положительных и отрицательных зарядов.

Большое число зазоров обычно разделяют на несколько так называемых «стеков». Это делается для уменьшения высокого напряжения, которое необходимо подавать на высоковольтные электроды, а также для хорошего согласования линии и удобства считывания импульса со считывающих электродов.

Работа РПК базируется на тех же принципах, что и в большинстве газонаполненных детекторах. Ионизирующая частица, проходя через газ, ионизирует его, оставляя так называемые кластеры ионизации. Свободные электроны под воздействием сильного электрического поля в зазоре быстро перемещаются к аноду, выбивая на пути другие электроны из молекул газа. При достаточном электростатическом поле этот процесс становится лавинообразным. Движение электронов лавины индуцирует сигнал на внешних считывающих электродах. Насыщенный лавинный режим является основным режимом работы РПК для временных целей. Так же, часто

для триггерных целей используется стримерный режим, при котором наведенный импульс на порядок больше лавинного. При этом требования к конструкции детектора и к электронике менее строгие, чем для времяпролетных РПК.

Несмотря на довольно простой принцип действия, временные характеристики и эффективная работа детектора зависит от множества параметров, которые можно оценить аналитически. В первую очередь, очевидно, что вероятностный характер появления кластеров первичной ионизации во всех газовых зазорах на пути релятивистской частицы даст разброс по времени, зависящий от полного расстояния  $d$  от начала первого зазора до конца последнего. Вероятность распределена равномерно, поэтому разброс по времени для частицы, двигающейся со скоростью, близкой к скорости света  $c$  будет определяться как  $\sigma_t = \frac{d/c}{\sqrt{12}}$ . Так, для расстояния  $d = 12$  мм разброс по времени составит примерно 11,5 пс. Как видно, вклад незначительный. Поэтому, собственное временное разрешение РПК (без учета временного разрешения электроники), наиболее всего определяется статистическим характером развития электронной лавины в газовом зазоре. Основными параметрами, от которых зависит характер развития лавины, являются: эффективный коэффициент Таунсенда (зависящий от состава газовой смеси и приложенного напряжения), ширина газового зазора, число зазоров и форма считывающих электродов. Меняя эти параметры, можно аналитически оценить предел собственного временного разрешения РПК и выбрать наиболее оптимальную для поставленных целей конструкцию детектора.

Очевидно, что характеристики детектора зависят не только от статистики газового разряда, но и от процедуры считывания наведенного сигнала. Конфигурация считывающих электродов, влияет как на форму, так и на амплитуду наведенного сигнала. Имеет значение также импеданс электродов, который влияет на форму и качество сигнала. И, наконец, многое определяют характеристики накамерной электроники.

В данной работе был проведен анализ принципа работы МРПК различных конструкций. Благодаря расчетам и моделированию были выявлены технические проблемы стриповой РПК, такие как дисперсия сигнала и появление отражения на концах электродов. В результате удалось максимально оптимизировать все геометрические и электрические параметры линии считывания, что в конечном итоге положительно сказалось на эффективности и временном разрешении детектора.

## 2.2 Ионизация газовой среды и развитие электронной лавины

Процессы ионизации и развития электронной лавины в газовой среде были подробно изучены достаточно давно [26, 27] и использовались при создании всех газонаполненных детекторов. Благодаря хорошо описанной теории и довольно точным измерениям констант, входящих в теоретические формулы можно достаточно просто, используя вычислительную технику, промоделировать большинство рабочих характеристик газоразрядных детекторов. Самым известным свободно распространяемым программным продуктом для симуляции таких детекторов на настоящее время является Garfield [28] (на языке программирования Фортран) или Garfield++ (более современный и написанный на языке C++). Программный комплекс объединяет в себе: инструменты для расчета электростатических и магнитных полей, программу для расчета характеристик транспорта электронов и лавин в любых произвольных газовых смесях – Magboltz [29] и пакет для расчета ионизации рабочей среды частицами и симуляции индуцированных лавиной сигналов – Need [30]. Такой комплекс программ позволяет довольно точно промоделировать все процессы, происходящие в изучаемом газонаполненном детекторе.

Физические основы работы РПК можно описать следующим образом. Быстрая заряженная частица, пролетая через газовую или конденсированную среду, может взаимодействовать с атомами среды несколькими способами. Но только электромагнитное взаимодействие может быть эффективно использовано для детектирования частицы, т.к. при таком взаимодействии частица оставляет информацию о себе, которую возможно определить при помощи приборов. К электромагнитным взаимодействиям частиц со средой можно отнести кулоновское взаимодействие, тормозное излучение, черенковское излучение и переходное излучение. Из всех перечисленных эффектов только кулоновские взаимодействия дают полезный вклад в детектирование частицы газовым детектором; остальные эффекты незначительно влияют на полные потери энергии частицей.

Зависимость средних дифференциальных потерь энергии релятивистской частицей в веществе, в следствие кулоновского взаимодействия, была выведена Бете и Блохом с учетом релятивистских и квантовых эффектов [31]:

$$-\frac{dE}{dx} = K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left[ \ln \frac{2mc^2\beta^2 E_M}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right], \quad (2.1)$$

где

$$K = \frac{2\pi N_A z^2 e^4}{mc^2} \quad (2.2)$$

а, в свою очередь,  $N_A$  – число Авогадро,  $m$  и  $e$  соответственно масса и заряд электрона,  $Z$ ,  $A$  и  $\rho$  – атомный номер, массовое число и плотность среды;  $I$  – эффективный ионизационный потенциал;  $z$  – заряд и  $\beta$  – скорость частицы (в единицах скорости света).

Величина  $E_M$  представляет собой максимальную передачу энергии частицей при каждом взаимодействии с атомами среды и определяется из релятивистской кинематики двух тел:

$$E_M = \frac{2mc^2\beta^2}{1-\beta^2}. \quad (2.3)$$

В левой части формулы 2.1 длину  $x$  часто заменяют средней длиной пробега  $X_0$  на единицу плотности вещества, которая измеряется в  $\text{г/см}^2$ . Значение эффективного ионизационного потенциала  $I$  различное для каждого вещества и зависит от зарядового числа  $Z$ . Значения  $I$  для используемых для работы РПК газов даны в таблице 2.1. Так же в этой таблице приведены некоторые другие характеристики используемых газов.

Таблица 2.1. Основные значения свойств газов, используемых для работы времяпролетных резистивных плоскопараллельных камер [32].

Газ	$Z$	$A$	$\rho$ $\text{г/см}^3 \cdot 10^{-3}$	$I$ эВ	$X_0$ $\text{г/см}^2$	$-dE/dX_0$ МэВ·г/см <sup>2</sup>	$N_P$ и.п./см	$N_T$ и.п./см
$\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$	50	102	4,25	87,8	35,15	1,8126	74,8	~300
i- $\text{C}_4\text{H}_{10}$	34	58	2,51	47,85	45,22	2,2406	92	~200
$\text{SF}_6$	70	146	6,17	127,4	28,6	1,6783	81	~400

Из формулы 2.1 видно, что дифференциальные энергетические потери частицы на ионизацию зависят только от скорости частицы  $\beta$ , и не зависят от ее массы. При стремлении значений скорости частицы от  $\beta \approx 0.97$  к  $\beta=1$ , т.е. в релятивистском случае, ионизационные потери частицы в веществе практически перестают зависеть от ее скорости.

В ионизирующих столкновениях из атомов могут вырываться электроны, энергии которых будет достаточно для дальнейшей ионизации, т.е.  $E \geq E_M$ . Вероятность того, что у данного электрона будет энергия  $E$  можно выразить приближенно из формулы Бете-Блоха:

$$P(E) = K \frac{Z \rho x}{A \beta^2 E^2} \quad (2.4)$$

Если заменить расстояние  $x$  на длину пробега  $X_0 = x\rho$ :

$$P(E)dE = \frac{K Z X_0}{\beta^2 A E^2} dE = W \frac{dE}{E^2} \quad (2.5)$$

Такие электроны называют  $\delta$ -электронами. Приближенно число  $\delta$ -электронов с энергией  $E_0$  и больше можно получить проинтегрировав зависимость (2.5):

$$N(E \geq E_0) = \int_{E_0}^{E_M} P(E)dE = W \left( \frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_M} \right) \approx \frac{W}{E_0} \quad (2.6)$$

В зависимости от энергий  $\delta$ -электроны проходят некоторую дистанцию в газе, совершая упругие и неупругие столкновения с молекулами газа. Полный пробег  $R_T$  электронов с энергией  $E$  может быть вычислен интегрированием формулы Бете-Блоха по длине  $R_t$  с требованием равенства интеграла полной энергии электрона. Однако такой метод не будет достаточно точным из-за случайного характера столкновений электрона с атомами. Общепринято считать практическое значение пробега  $R_p$  в два или три раза меньшим относительно полного пробега, что лучше совпадает с результатами измерений поглощения электронов в веществе. Для энергий более нескольких килоэлектронвольт довольно хорошую аппроксимацию дает такая формула (величина пробега в г/см<sup>2</sup>; энергия в МэВ):

$$R_p = 0,71 \cdot E^{1,27} \quad (2.7)$$

При пролете частицы через вещество, дискретное число столкновений с молекулами приводит к появлению электронов с энергиями порядка нескольких кэВ и положительных ионов – этот процесс называется первичной ионизацией. Число первично ионизированных электронов  $n_p$  зависит от типа газа и приводятся в таблицах. Ионизованные электроны могут иметь дополнительную энергию и способны вызвать дополнительную ионизацию. Суммарное число ионных пар, полученных от двух этих процессов, есть полная ионизация. Для многих газов и первичная и полная ионизация уже были вычислены. Для полной ионизации можно написать простую зависимость:

$$n_t = \frac{\Delta E}{W_i}, \quad (2.8)$$

где  $\Delta E$  - полные энергетические потери в газовом объеме, а  $W_i$  – эффективная средняя энергия для образования одного кластера ионизации. Число кластеров первичной и полной ионизации для используемых газов определены и приведены в таблице 3.1. Из объемного соотношения компонентов газовой смеси можно вычислить ее характеристики. Так, для стандартной для

МРПК газовой смеси ( $C_2H_2F_4/i-C_4H_{10}/SF_6 = 90/5/5$ ) среднее число кластеров первичной ионизации составит:

$$n_p \approx 74,8 \cdot 0,90 + 92 \cdot 0,05 + 81 \cdot 0,05 \approx 76 \text{ см}^{-1} \quad (2.9)$$

а полное число ионных пар:

$$n_t \approx 300 \cdot 0,90 + 200 \cdot 0,05 + 400 \cdot 0,05 \approx 300 \text{ см}^{-1} \quad (2.10)$$

Исходя из этого можно сказать, что в газовом зазоре шириной 0.02 см при единичном вертикальном пролете частицы в среднем будет образовываться в среднем 1,5 кластера первичной ионизации и 6 ионных пар полной ионизации. Процесс образования ионных пар носит статистический характер.

Число первичных ионизационных столкновений для малого числа независимых событий описывается статистикой Пуассона. То есть если  $n$  – среднее число первичных столкновений ( $n = n_p$ ) частицы с молекулами, то вероятность того, что образуется  $k$  ионных пар, определится формулой:

$$P_k^n = \frac{n^k}{k!} e^{-n} \quad (2.11)$$

Отсюда можно оценить предельную неэффективность газовых промежутков, не принимая во внимание распределение газового усиления как:

$$1 - \varepsilon = P_0^n = e^{-n} \quad (2.12)$$

Из этого соотношения оценить максимальную неэффективность используемого газового зазора с вышеприведенной газовой смесью:

$$1 - \varepsilon = e^{-1,52} \approx 0,219 \quad (2.13)$$

Если при прохождении частицы образуется  $k$  кластеров первичной ионизации, то пространственная плотность распределения вероятности каждого кластера  $j$  ( $1 \leq j \leq k$ ) вдоль нормированной координаты  $x$  ( $0 \leq x \leq 1$ ):

$$D_j^k(x) = \frac{k!}{(k-j)!(j-1)!} (1-x)^{k-j} x^{j-1} \quad (2.14)$$

Тогда усредняя по всем возможным событиям, можно получить плотность вероятности найти кластер  $j$  в положении  $x$ :

$$A_j^k(x) = \sum_{k=j}^n P_k^n D_j^k(x) = \frac{x^{j-1}}{(j-1)!} n^j e^{-nx} \quad (2.15)$$

Отсюда следует распределение по координате для ближайшего к электроду кластера

$$A_1^n = n e^{-nx} \quad (2.16)$$

Положение ближайшего к электроду кластера очень важно при использовании узких газовых зазоров (порядка сотен микрон), так как от этого зависит возможность развития электронной лавины с зарядом, который эффективно регистрируется используемой электроникой. Механизм регистрации наведенного заряда и его величина будут рассмотрены в следующем разделе.

Когда к газовому объему прикладывают электрическое поле, моментально движение ионов приобретает направленный характер. Средняя скорость этого медленного движения называется дрейфовой скоростью  $w^+$  и линейно зависит от приложенного поля  $E/P$  ( $P$  - давление газа). Поэтому мы можем определить величину  $\mu^+$ , называемую подвижностью, как:

$$\mu^+ = \frac{w^+}{E}. \quad (2.17)$$

Значение подвижности ионов специфично для различных газов. Постоянство подвижности является прямым следствием того факта, что даже в очень сильных полях, средняя энергия ионов почти не меняется. Для электронов такое утверждение неверно.

В смесях газов  $G_1, G_2, \dots, G_n$  подвижность  $\mu^+$  ионов газа  $G_i^+$  задается отношением (правило Бланка):

$$\frac{1}{\mu^+} = \sum_{j=1}^n \frac{p_j}{\mu_{ij}^+}. \quad (2.18)$$

где  $p_j$  – концентрация газа  $G_j$  в смеси, а  $\mu_{ij}^+$  – подвижность ионов  $G_i^+$  в газе  $G_j$ .

Простая теория движения электронов в электрическом поле может быть построена так же, как и для положительных ионов. Но это будет верно только для очень маленьких полей. В сильных полях скорость электрона не постоянная величина. Так как из-за его очень маленькой массы, электрон может передавать значительную часть своей кинетической энергии в соударениях с молекулами газа. Для таких случаев определена простая зависимость дрейфовой скорости электронов от приложенного поля  $E$ :

$$w = \frac{e}{2m} E \tau, \quad (2.19)$$

Где  $\tau$  – среднее время между столкновениями. Было определено, что сечение упругого столкновения электрона с молекулами  $a$ , следовательно, и  $\tau$  для некоторых газов сильно изменяются в зависимости от  $E$ , проходя максимум и минимум (эффект Рамзауэра). Это является следствием того факта, что если рассматривать электрон как волну, то имеют место квантово-механические процессы. Типичная дрейфовая скорость электронов при высоких электрических полях находится в пределах нескольких сантиметров в микросекунду.

Строгая теория дрейфа электронов в газах была получена только после тщательного изучения работы дрейфовых камер. Согласно современным предположениям, лишь незначительная часть электронов получает достаточную энергию для совершения ионизирующего столкновения. Можно вывести следующую зависимость для распределения энергии электронов:

$$F(\varepsilon) = C \sqrt{\varepsilon} e^{\left( - \int \frac{3\Lambda(\varepsilon)\varepsilon d\varepsilon}{(eE\lambda(\varepsilon))^2 + 3\varepsilon kT\Lambda(\varepsilon)} \right)}, \quad (2.20)$$

где средний свободный пробег между столкновениями  $\lambda(\varepsilon)$  задается формулой

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{1}{N\sigma(\varepsilon)}, \quad (2.21)$$

где  $N$  – число молекул в единице объема вещества. При температуре  $T$  и давлении  $P$  газа число  $N$  можно вычислить из следующей зависимости:

$$N = 2,69 \times 10^{19} \frac{P}{760} \frac{273}{T} \text{ молекул/см}^2.$$

Сечение  $\sigma(\varepsilon)$  берется из кривой Рамзауэра для рассматриваемого газа. В формуле (2.20)  $\Lambda(\varepsilon)$  – доля энергетических потерь на каждое неупругое столкновение. Другими словами, потеря энергии на процессы вращательного или колебательного возбуждения. Если известны сечения упругого и неупругого взаимодействий,  $F(\varepsilon)$  может быть вычислена. Тогда дрейфовую скорость и коэффициент диффузии можно вычислить по формулам:

$$w(E) = - \frac{2}{3} \frac{eE}{m} \int \varepsilon \lambda(\varepsilon) \frac{\partial(F(\varepsilon)u^{-1})}{\partial \varepsilon} d\varepsilon, \quad (2.22)$$

$$D(E) = \int \frac{1}{3} u \lambda(\varepsilon) F(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (2.23)$$

Где  $u = \sqrt{2\varepsilon/\mu}$  – моментальная скорость электрона с энергией  $\varepsilon$ .

При достаточно высоком внешнем электрическом поле  $E_0$ , часть электронов достигают энергии, превышающей порог ионизации окружающего газа, и начинается процесс размножения свободных электронов, который называют лавиной.

Концентрация электронов в некотором элементе объема будет возрастать в результате ударной ионизации, характеризуемой коэффициентом размножения Таунсенда  $\alpha$ , и убывать вследствие дрейфа электронов в направлении, противоположном  $E_0$ . Если направить ось  $z$  вдоль направления  $E_0$ , то скорость нарастания концентрации электронов будет описываться уравнением

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \alpha u N_e - w \frac{\partial N_e}{\partial z}, \quad (2.24)$$

где  $N_e$  – концентрация электронов;  $w$  – их дрейфовая скорость.

При небольших концентрациях электронов искажением внешнего однородного поля можно пренебречь, а  $\alpha$  и  $w$  считать постоянными. Тогда решением этого уравнения будет являться функция

$$N_e(z, t) = N_0 e^{\alpha w t}, \quad (2.25)$$

где  $N_0$  – начальная концентрация электронов. Таким образом, изменение концентрации электронов во времени является экспоненциальной функцией с постоянной времени нарастания  $\tau = 1/\alpha w$ .

С учетом диффузии уравнение для концентрации электронов будет иметь вид:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \alpha w N_e - w \frac{\partial N_e}{\partial z} + D \nabla^2 N, \quad (2.26)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии. Если в начальный момент времени вблизи катода образовался один электрон, то есть,  $N_e(\vec{r}', 0) = N_e(\vec{r}, 0) = \delta(\vec{r}')$ , то решением уравнения (2.26) является функция:

$$N_e = (4\pi Dt)^{-3/2} e^{\left(-\frac{x^2+y^2+(z-wt)^2}{4Dt} + \alpha w t\right)}. \quad (2.27)$$

Из формулы 2.27 видно, что распределение электронов в лавине подчиняется обычному закону Гаусса, записанному в системе координат, движущейся в направлении оси  $z$  со скоростью  $w$ . Рассчитанный на основании этой формулы профиль лавины находится в полном согласии с наблюдаемым профилем в камере Вильсона.

Таким образом, в любой момент времени лавина представляет собой «подобное капле» распределение зарядов с насыщенной электронами головкой и длинным хвостом положительных ионов (Рисунок 2.2).

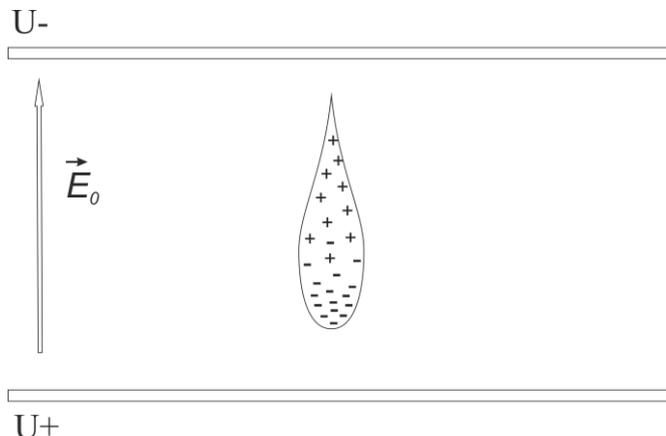


Рисунок 2.2 – Капле-подобная форма лавины.  $E_0$  – внешнее прикладываемое поле

Коэффициент  $\alpha$  в первую очередь зависит от внешнего поля  $E_0$  и давления газа  $p$ . Для небольших внешних полей и давлений, Таунсендом была предложена эмпирическая формула:

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot e^{-\frac{Bp}{E}}, \quad (2.28)$$

где  $A$  и  $B$  – константы, зависящие от конкретного газа. Их определяют путем аппроксимации экспериментальных кривых. Практически, эта формула применима далеко не для всех газов и плохо описывает поведение коэффициента Таунсенда при больших значениях  $\frac{\alpha}{p}$ . В таких случаях проводится детальная симуляция процессов размножения электронов в газах. Современные версии программ для моделирования таких процессов позволяют с высокой точностью определить коэффициент  $\alpha$  для больших значений электростатического поля, при которых работает МРПК.

Помимо процесса размножения электронов, очень важную роль в формировании электронной лавины имеет так же и процесс электронного захвата. Обычно, для учета процесса электронного захвата электроотрицательным газом вводится коэффициент  $\eta$ , обратная величина которого ( $\eta^{-1}$ ) имеет смысл средней длины пробега электрона до образования отрицательного иона (электронного захвата). Тогда средний коэффициент ионизации  $\alpha'$  выражается формулой:  $\alpha' = \alpha - \eta$ . Многократно экспериментально показано, что в случае применения электроотрицательных добавок уменьшается вероятность перехода лавинного разряда в стримерный [33] при высоких напряженностях поля, которые необходимы для увеличения скорости дрейфа электронов, влияющую на временное разрешение детектора.

Основная проблема при работе с быстрыми МРПК заключается в том, чтобы работать в насыщенном лавинном режиме с высокой эффективностью и с низкой вероятностью возникновения стримеров. Детальные исследования по поиску подходящей газовой смеси проводились многими группами [34-37]. В результате этих исследований было показано, что наилучшими для временных измерений характеристиками обладают смеси, содержащее высокую долю тетрафторэтана ( $C_2H_2F_4$ ), который коммерчески доступен и производится промышленностью как хладагент с товарным названием R-134A.

Чистый фреон для работы в лавинном режиме практически не используется. В процессе развития лавины, молекулы газа возбуждаются и испускают фотоны, с энергиями, достаточными для ионизации. Ионизация таким фотоном может произойти на большом расстоянии от основной лавины, что может привести к развитию стримера. Для поглощения фотонов, испускаемых возбужденными молекулами основного газа при переходе в основное состояние, в смесь добавляют изобутан ( $i-C_4H_{10}$ ). Молекула изобутана имеет большое количество возбужденных состояний, не приводящим к радиационным переходам. Это позволяет молекулам изобутана поглощать фотоны с энергиями от 8 до 20 эВ [38].

Для повышения скорости дрейфа электронов и, так же, для гашения стримеров, в рабочую газовую смесь добавляют небольшую часть электроотрицательного газа. Даже очень маленькие добавки такого газа сильно влияют на свойства газового разряда из-за электронного захвата. Одной из наиболее часто используемых электроотрицательных примесей является гексафторид серы или элегаз ( $SF_6$ ), обычно используемый в высоковольтной электротехнике в качестве изоляционной среды. Исследования РПК с газовой смесью, включающей гексафторид серы [39], показали эффективное снижение вероятности образования стримерного сигнала при повышении напряжения и, следовательно, улучшение временного разрешения детектора.

Стандартной для работы МРПК в насыщенном лавинном режиме считается смесь, содержащая 90%  $C_2H_2F_4$ , 5%  $i-C_4H_{10}$  и 5%  $SF_6$ . Процентное соотношение последних добавок может варьироваться вплоть до полного исключения обеих добавок из смеси [40]. Обычно исключают изобутан [41] в связи с его высокой взрывоопасностью. Содержание изобутана в смеси незначительно влияет на практический результат, и основное влияние на развитие лавины и ограничение стримерного разряда оказывает гексафторид серы.

В последнее время стали уделять пристальное внимание использованию и выбросу в атмосферу так называемых «парниковых газов», то есть газов, способствующих возникновению парникового эффекта и повышающих температуру земной атмосферы. К таким газам относятся

и используемые в стандартной смеси тетрафторэтан и элегаз. Поэтому, сейчас ведется активный поиск газов для замены стандартной смеси [42].

В данной работе все исследования проводятся с использованием стандартной трехкомпонентной рабочей смеси. Результат симуляции коэффициента Таунсенда  $\alpha$ , электронного захвата  $\eta$  и скорости дрейфа электронов в пакете Magboltz для стандартной смеси при атмосферном давлении приведены на рисунках 2.3 и 2.4. При напряженности электрического поля ниже 50 кВ/см решающую роль в развитии лавины играет коэффициент захвата  $\eta$ . Введение в смесь электроотрицательной добавки полностью блокирует процесс развития лавины при малых напряженностях поля. При больших значениях напряженности коэффициент  $\alpha$  быстро растет и подавляет электронный захват.

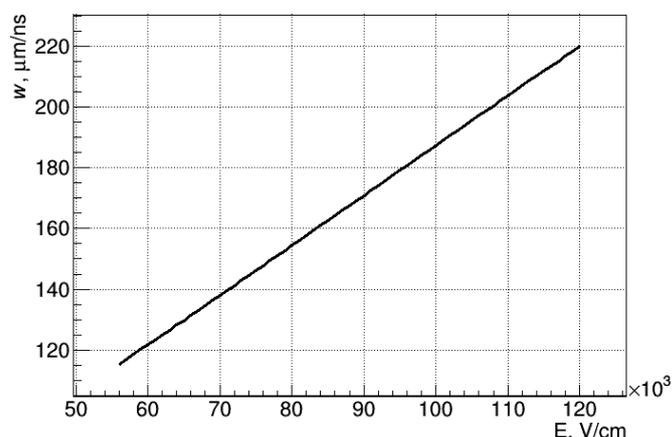
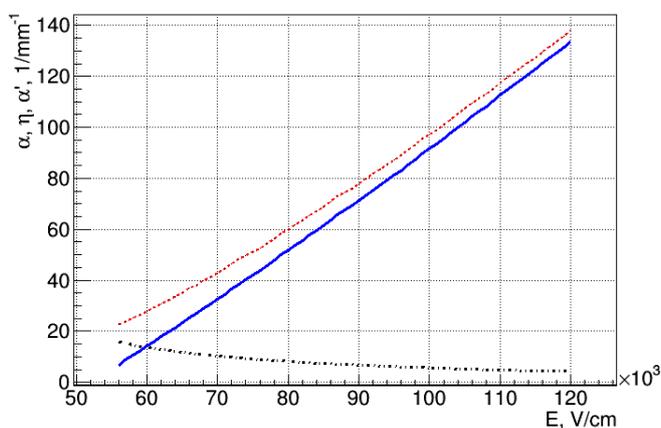


Рисунок 2.3 – Коэффициенты Таунсенда (красный), электронного захвата (черный) и эффективный коэффициент Таунсенда (синий) в зависимости от приложенного напряжения для газовой смеси  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/i\text{-C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6$  (90/5/5) при атмосферном давлении

Рисунок 2.4 – Скорость дрейфа электронов лавины в зависимости от приложенного напряжения для газовой смеси  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/i\text{-C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6$  (90/5/5) при атмосферном давлении

Из данного распределения можно очень приблизительно оценить величину напряженности электростатического поля, необходимого для работы детектора в насыщенном лавинном режиме. В таком режиме лавина находится в условиях, максимально близких к лавинно-стримерному переходу. Рассмотрим один из критериев стримерного перехода Мика [43]

$$\alpha d = 20, \quad (2.29)$$

где  $\alpha$  – первый коэффициент Таунсенда, а  $d$  – длина лавины. В максимальном случае, длина лавины составляет полную длину газового зазора  $g$ . Для газового зазора МРПК шириной 0,2 мм максимальное значение коэффициента Таунсенда для работы в пограничном режиме не должно

превышать  $100 \text{ мм}^{-1}$ . Из рисунка 2.3 видно, что для работы в насыщенном лавинном режиме напряженность поля в газовом зазоре должна быть порядка  $100 \text{ кВ/см}$ .

Практически, процесс развития лавины может работать и при большей напряженности поля, что связано с локальным уменьшением внешнего приложенного поля из-за эффекта накопления пространственного заряда [44], который ограничивает развитие лавины. При статистическом моделировании обычно просто ограничивают величину полного числа электронов в лавине величиной  $10^7$ – $10^8$ . Но для точного воспроизведения данного эффекта необходимо пересчитывать поле вблизи лавины и, соответственно, эффективный коэффициент Таунсенда с как можно меньшим шагом на всей длине газового промежутка.

### **2.3 Процесс формирования и динамика дифференциального сигнала на считывающих электродах**

Чтобы детерминировать момент пролета частицы через детектор с высокой точностью, необходимо зарегистрировать быстрый лавинный разряд, возникающий в газовом промежутке, с минимальными потерями временной и амплитудной информации. Механизмы, отвечающие за возникновение сигнала считывающих электродах детектора, хорошо описаны в множестве публикаций [45-49]. В итоге, зная величину наведенного на электроды МРПК заряда и его динамику во времени, применяя методику эквивалентных схем, можно достаточно точно рассчитать форму сигнала на входе усилителя с учетом его дисперсии, рассеяния и отражений от несогласованных участков линии прохождения сигнала.

#### *2.3.1 Формирование токового сигнала на считывающих электродах*

Основные свойства разряда в газовом объеме РПК, работающей в пропорциональном режиме (газовое усиление, величину токового сигнала), могут быть получены путем несложных вычислений, базирующихся на теории Таунсенда [46].

В РПК пролетающая частица создает кластеры ионизации во всем газовом промежутке, и в каждый кластер тут же развивается в лавину. Полный заряд сигнала будет являться суммой всех зарядов лавин, вызванных каждым кластером первичной ионизации.

Процесс вычисления газового усиления в РПК упрощаются, если число ионизированных электронов считать не дискретной, а непрерывной величиной заряда, равномерно распределенного в газовом объеме. Первичная ионизация  $I$  может быть записана как

$$I = neg \tag{2.30}$$

где  $e$  – заряд электрона,  $n$  – число кластеров ионизации на единицу длины,  $g$  – ширина зазора.

Под действием внешнего поля каждый электрон первичной ионизации дрейфует к аноду и при этом возникает лавина. За время  $t$  после образования электрона первичной ионизации смещение кластера относительно анода  $\Delta x = wt$ , где  $w$  – дрейфовая скорость электрона, поэтому все лавины, возникшие на промежутке  $x > wt$ , будут иметь одинаковое газовое усиление  $e^{\alpha \Delta x}$ , где  $\alpha$  – эффективный коэффициент Таунсенда. Поэтому можно сказать, что полное число собранных на аноде электронов определится как

$$N(t) = n(g - wt)e^{\alpha wt}. \quad (2.31)$$

Исходя из этого и применяя известную в электростатике теорему Рамо-Шокли [50], токовый сигнал на считывающих электродах будет равен

$$i(t) = eN(t)\frac{w}{g} = enw\left(1 - \frac{wt}{g}\right)e^{\alpha wt}. \quad (2.32)$$

Причем своего максимального значения он достигнет при  $wt = g - 1/\alpha$ :

$$i_{max} = i\left(wt = g - \frac{1}{\alpha}\right) = \frac{enw}{\alpha g}e^{\alpha g - 1}. \quad (2.33)$$

Данные соотношения верны согласно предположению, что только движение электронов влияет на развитие токового сигнала на считывающих электродах. Вклад положительных ионов при этом, из-за их малой дрейфовой скорости, является незначительным.

Для объяснения такого предположения рассмотрим только один кластер ионизации, содержащий электрон и положительный ион, которые дрейфуют в различных направлениях. При этом электрон за время  $t$  переместится на  $\Delta x_e = -wt$ , а положительный ион на  $\Delta x_I = Wt$ . Причем  $w \gg W$ . Тогда заряд, индуцированный на электродах, будет определяться суммой вкладов положительного иона и электрона. Т.е.

$$q = \frac{-e\Delta x_e + e\Delta x_I}{g}. \quad (2.34)$$

Через какое-то время оба иона достигнут электродов, при этом  $-\Delta x_e + \Delta x_I = g$ . Полный заряд, индуцированный на электродах, будет равен заряду вызвавшего его, т.е.  $q = e$ .

Но длительность сигнала на электроде практически намного меньше времени, которое необходимо положительному иону, чтобы достигнуть катода, поэтому предположение о том, что индуцированный заряд определяется только движением электронов можно считать верным в данном приближении. Токовый сигнал, индуцированный одной электрон-ионной парой можно определить, продифференцировав 2.34 по времени:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{e(w + W)}{g} \approx \frac{ew}{g}. \quad (2.35)$$

Заряд, индуцированный на электроды, есть интеграл тока  $i(t)$  по времени от 0 до  $t_{max} = g/w$ :

$$q = \int_0^{g/w} i(t) dt \approx \frac{I}{(\alpha g)^2} e^{\alpha g}, \quad (2.36)$$

При этом полный заряд электронов  $Q$ , возникающих в газовом зазоре будет равен:

$$Q = en \int_0^g e^{\alpha x} dx \approx \frac{I}{\alpha g} e^{\alpha g}. \quad (2.37)$$

Отсюда можно записать отношение индуцированного заряда к полному, возникшему в газовом зазоре:

$$\frac{q}{Q} = \frac{1}{\alpha g}. \quad (2.38)$$

В действительности, величина индуцированного на считывающие электроды заряда относительно полного будет еще меньше, за счет влияния диэлектрической проницаемости резистивных электродов. Если рассматривать газовые зазоры и резистивные электроды как систему конденсаторов, включенных последовательно, то к соотношению 2.38 необходимо добавить так называемое «взвешенное поле»  $E_w/V_w$  которое зависит от диэлектрической проницаемости диэлектриков для частоты наведенного сигнала и определяется из описанного далее принципа [48], следующего из теоремы Рамо-Шокли.

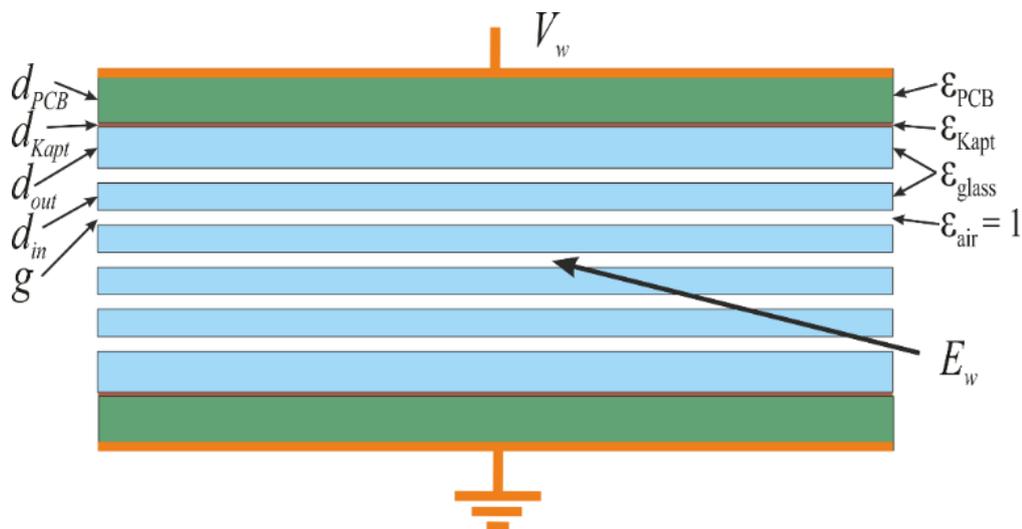


Рисунок 2.5 – Система проводников и диэлектриков для определения взвешенного поля в МРПК

В системе проводников и диэлектриков (считывающие электроды, резистивные электроды, стеклотекстолит) все проводники кроме одного заземляются, а на единственный незаземленный проводник подается потенциал  $V_w$ . В случае плоскопараллельной камеры такая система будет представлять собой многослойный конденсатор с  $n$  слоями толщиной  $d_i$  и диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_i$ . Поле внутри каждого слоя  $E_i$  определяется следующими соотношениями:

$$\sum_{i=1}^n E_i d_i = V_w, \quad \varepsilon_i E_i = \varepsilon_j E_j, \quad (2.39)$$

где  $i$  и  $j$  – соседние слои, а поле в газовом зазоре –  $E_w$ .

В случае стека МРПК с пятью зазорами (Рисунок 2.5) взвешенное поле может быть представлено как:

$$\frac{E_w}{V_w} = \frac{1}{2 \frac{d_{PCB}}{\varepsilon_{PCB}} + 2 \frac{d_{Kapt}}{\varepsilon_{Kapt}} + 2 \frac{d_{out}}{\varepsilon_{glass}} + 4 \frac{d_{in}}{\varepsilon_{glass}} + 5g} \quad (2.40)$$

Окончательно соотношение 2.38 примет вид

$$\frac{q}{Q} = \frac{1}{\alpha \left( 2 \frac{d_{PCB}}{\varepsilon_{PCB}} + 2 \frac{d_{Kapt}}{\varepsilon_{Kapt}} + 2 \frac{d_{out}}{\varepsilon_{glass}} + 4 \frac{d_{in}}{\varepsilon_{glass}} + 5g \right)} \quad (2.41)$$

Для детектора, представленного на рисунке 2.5, с  $d_{PCB} = 0.7$  мм,  $d_{Kapt} = 0.05$  мм,  $d_{out} = 0.4$  мм,  $d_{in} = 0.28$  мм,  $g = 0.2$  мм и  $\varepsilon_{PCB} = 4$ ,  $\varepsilon_{Kapt} = 3.4$ ,  $\varepsilon_{glass} = 5$ , работающего под напряжением 11 кВ (что соответствует электростатическому полю в зазоре около 110 кВ/см и эффективному коэффициенту Таунсенда  $112.5 \text{ мм}^{-1}$ ), отношение  $\frac{q}{Q} \approx \frac{1}{198}$ . Так, если измеренный суммарный наведенный на электроды заряд составляет 100 фКл (средний при нормальной работе), то полный заряд лавины, образовавшейся в зазоре, должен быть порядка 20 пКл.

Имея вычисленные значения для взвешенного поля, помимо полного наведенного на электроды заряда, также можно вычислить зависимость наведенного тока от времени. Как уже было сказано, из формулы 2.32 можно оценить суммарный наведенный одной электронной лавиной на плоскости ток без учета влияния диэлектриков. В реальном детекторе даже для одного газового зазора есть вероятность возникновения нескольких кластеров ионизации. Поэтому необходимо предположить, что все  $N_0 = g/\lambda$  (где  $g$  – ширина газового зазора,  $\lambda$  – среднее расстояние между кластерами ионизации) кластеров ионизации распределены равномерно по газовому промежутку, и каждый из них содержит в среднем по  $n_{av}$  электронов.

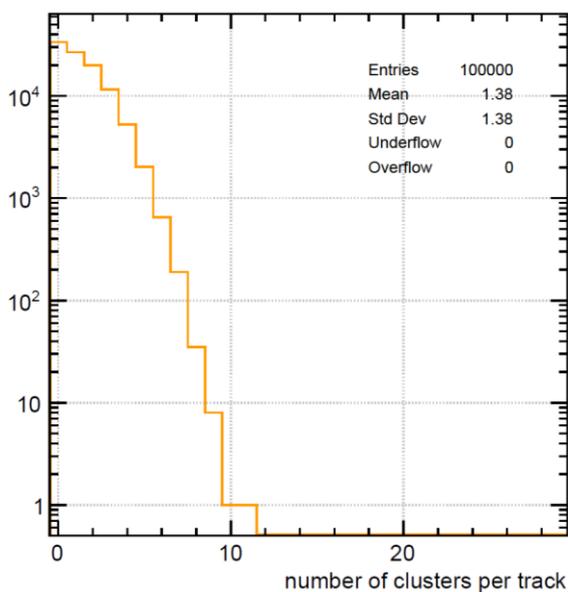


Рисунок 2.6 – Среднее число кластеров ионизации в газовом зазоре шириной 0,2 мм на трек пиона с импульсом 1 ГэВ/с.

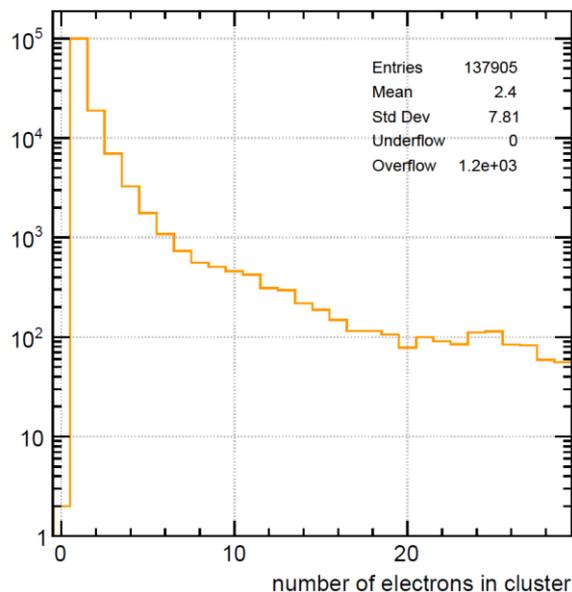


Рисунок 2.7 – Распределение числа электронов на кластер ионизации  $\pi$ -мезоном с импульсом 1 ГэВ/с для стандартной газовой смеси.

Результаты симуляции этих величин для стандартной газовой смеси  $C_2H_2F_4/i-C_4H_{10}/SF_6$  (90/5/5) в HEED представлены на рисунках 2.6 и 2.7. В качестве минимально ионизирующей частицы взят  $\pi$ -мезон с импульсом 1 ГэВ/с.

Если не учитывать флуктуации числа электронов в каждой лавине, то средний наведенный на всю считывающую плоскость токовый сигнал от одного зазора можно определить, как [48]:

$$\bar{i}(t) = \frac{E_w}{V_w} w n_{av} e_0 e^{(\alpha-\eta)wt} \frac{1}{\lambda} (d - wt) \Theta\left(\frac{d}{w} - t\right), \quad (2.42)$$

где  $\Theta$  – шаговая функция Хэвисайда.

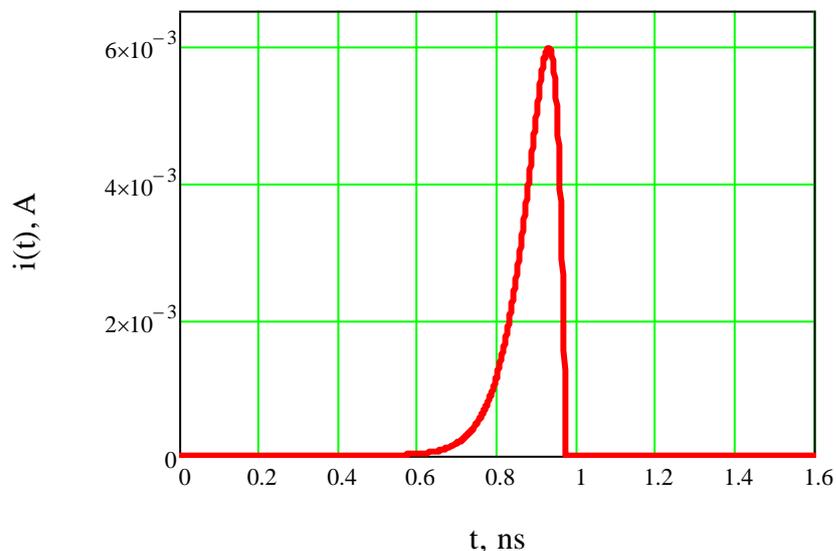


Рисунок 2.8 – Наведенный на считывающие электроды МРПК ток от срабатывания одного газового зазора шириной 0,2 мм, заполненного стандартной газовой смесью.

### 2.3.3 Эффект накопления объемного заряда

Для конструкции времяпролетного детектора с характеристиками, указанными выше, средняя форма токового импульса, наведенного на считывающие электроды, представлена на рисунке 2.8. Проинтегрировав данный импульс получим значение среднего наведенного на считывающие электроды заряда только из одного газового зазора порядка 700 фКл. Как видно, аналитически рассчитанный средний заряд значительно отличается от измеряемых величин в большую сторону. Это происходит из-за эффекта накопления объемного заряда. Аналитически учесть этот эффект достаточно сложно, так как одновременно меняется слишком много параметров.

Есть несколько подходов к расчету эффекта объемного заряда. Наиболее точно, но и наиболее сложным способом, эффект накопления объемного заряда можно учесть только при детальном динамическом моделировании лавины в пространстве с учетом ее диффузии и кулоновского расталкивания ионов лавины. Такие детальные Монте-Карло симуляции лавины проводились и достаточно хорошо описаны [44].

Во многих простых аналитических расчетах и симуляциях, где порог дискриминации сигнала низкий и эффект объемного заряда слабо влияет на временные характеристики и эффективность МРПК, обычно просто ограничивают размер лавины фиксированным числом электронов [51, 52]. Такой метод является наиболее простым, но плохо описывает газовый разряд при больших значениях приложенного поля. Есть другие, более аккуратные подходы к расчету заряда лавины с учетом эффекта объемного заряда. Например, в работе [53] аналитически описывается насыщение лавины при помощи линейного дифференциального уравнения, которое обычно используется для описания эволюции биологической популяции в среде с ограниченными ресурсами. Еще один аналитический метод [54] предполагает функциональную зависимость эффективного коэффициента Таунсенда в зависимости от числа электронов в лавине:

$$\alpha(N) = \alpha_0 \frac{N_{sat}}{N + N_{sat}}, w(N) \quad (2.43)$$

Здесь  $\alpha_0$  – эффективный коэффициент Таунсенда при базовом приложенном поле, а  $N_{sat}$  – число электронов насыщения лавины. Скорость дрейфа, соответственно, тоже должна будет уменьшаться с увеличением поля объемного заряда. Из графиков зависимости коэффициента Таунсенда и скорости дрейфа от приложенного поля, представленных на рисунках 2.3 и 2.4, видно, что эти зависимости практически линейны. Поэтому, можно линейно задать изменение скорости дрейфа для данной газовой смеси от коэффициента Таунсенда по формуле:

$$w(\alpha) = 0.1101 + 8.42 \cdot 10^{-4} \alpha \text{ [мм/нс]} \quad (2.44)$$

В цели данной работы не входит детальное изучение развития лавинного разряда, поэтому для дальнейших расчетов эффект накопления объемного заряда можно учитывать аналитически. Например, устанавливая зависимость коэффициента Таунсенда от числа электронов лавины по формуле 2.56. В качестве заряда насыщения лавины можно взять условие пробоя Мика для узких зазоров  $N_{sat} \sim 10^9$  [43].

Если подставить условия 2.43 и 2.44 в формулу 2.42, то средний ток, наведенный на считывающую плоскость, будет в 50 раз меньше, чем без учета поля пространственного заряда лавины. Если просуммировать средние заряды, наведенные от 10 газовых зазоров, то суммарный токовый импульс будет иметь форму, представленную на рисунке (Рисунок 2.9), и полный собранный заряд в этом случае составит около 140 фКл. Такое значение является близким к экспериментальным.

Конечно, вычисленное таким простым аналитическим способом значение заряда, можно считать приблизительным. Для качественной оценки характеристик конкретной конструкции детектора необходимо проводить как можно более детальное Монте-Карло моделирование с учетом пошаговой динамики электронов лавины и изменения пространственных полей. Целью данной работы было лишь изучение принципов работы МРПК и предварительная качественная оценка новых экспериментально исследуемых прототипов детекторов.

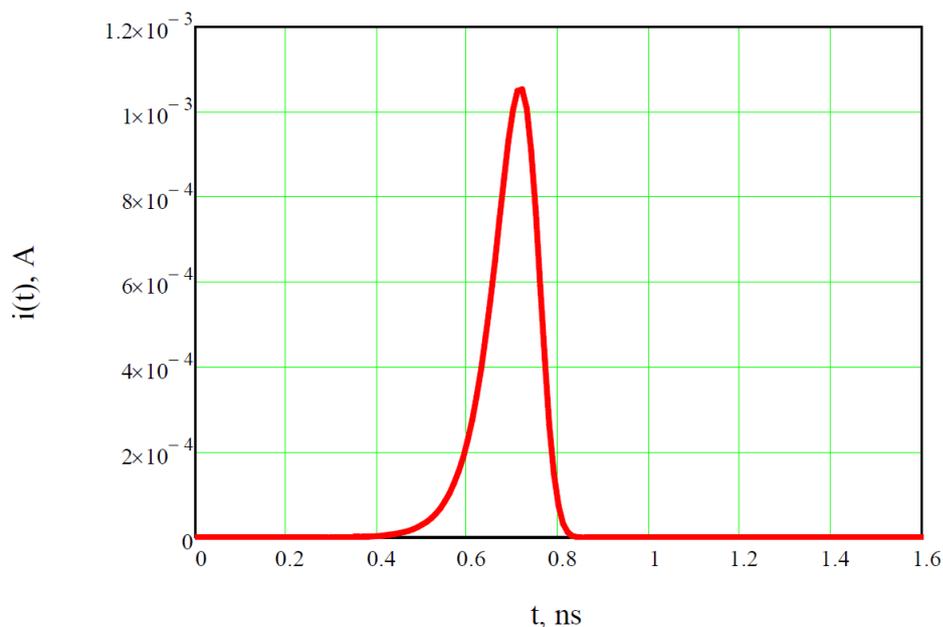


Рисунок 2.9 – Наведенный на считывающие электроды МРПК ток от срабатывания одного газового зазора шириной 0,2 мм, заполненного стандартной газовой смесью с учетом эффекта объемного заряда.

### *2.3.4 Распространение наведенного сигнала по линии считывания*

Для определения заряда и тока, наведенного на каждый отдельный считывающий электрод (например, стрип), можно применить метод использования теоремы Рамо, но применять его нужно будет к каждому отдельному считывающему электроду. Аналитически для большой группы электродов такие расчеты сделать довольно сложно, поэтому обычно для определения взвешенных полей и других характеристик линии в таких системах используют специальные программы для моделирования электростатических полей такие как, например, Ansoft Maxwell [55] или COMSOL Multiphysics [56]. Для простейших расчетов можно так же воспользоваться бесплатным пакетом GARFIELD [27], который достаточно хорошо моделирует электростатические поля.

Форма наведенного на считывающие электроды токового сигнала дает нам достаточно хорошее представление о величине сигнала, и даже позволяет провести предварительную оценку временных характеристик детектора. Но в действительности, на вход усилителя поступает сигнал, который отличается от первичного наведенного и зависит от электрических характеристик линии прохождения импульса к усилителю.

Все представленные выше формулы хорошо описывают случай бесконечных плоских считывающих электродов, которые заземлены по всей поверхности. В реальном детекторе лавина развивается в ограниченной области рядом с поверхностями электродов. Движение электронов лавины создает локальный высокочастотный токовый сигнал, который распространяется в пространственной электрической линии конечной длины, характеризующейся системой емкостей, сопротивлений и индуктивностей, которые определяют импеданс линии прохождения сигнала. Такую линию можно представить в виде эквивалентной схемы, состоящей из конденсаторов, катушек индуктивности и резисторов и рассчитать все ее характеристики, используя теорию многопроводных линий передачи сигналов.

Впервые данную теорию применили к триггерным резистивным плоским камерам Вернер Риглер и Даниель Бургарт в своей статье 2002 года [57]. В ней они опирались на фундаментальную работу Клейтона Пола «Analysis of Multiconductor Transmission Lines» [58]. Основная задача данной работы заключалась в изучении процесса прохождения сигнала по считывающим электродам в виде стрипов для наилучшего согласования их с линией считывания. При этом, основное внимание уделялось уменьшению уровня наводок между стрипами (кросс-токам). Все это делалось для оптимизации эффективности регистрации частиц. Временные характеристики детектора при этом не рассматривались. Позже, в 2011 году, Диего Гонзалес-Диаз, совместно с группой из университета Циньхуа (Пекин) изучили прохождение сигнала в

быстрой времяпролетной МРПК с узкими полосами [59]. Основное отличие этих двух работ заключается в том, что в первой частотная зависимость электрических характеристик системы не учитывается, так как полоса пропускания усилителя ограничена 200 МГц, и на такой частоте изменение диэлектрической проницаемости на емкости не существенно. Для изучения временных характеристик, как раз основной акцент сделан на изучение зависимости свойств прохождения импульса в зависимости от его частоты, что очень важно именно для быстрых измерений, где частоты превышают 1 ГГц и правильное согласование и компенсация линии очень сильно влияет на распространение сигнала.

При расчете характеристик импульса после прохождения по линии считывания имеют большое значение геометрические размеры считывающих электродов. Существует такое понятие, как электрическая длина линии, которую можно определить как отношение длины электрода  $L$  к длине волны распространяющегося по нему сигнала  $\lambda$ :

$$\Lambda_e = \frac{L}{\lambda}. \quad (2.45)$$

Длину волны сигнала можно определить из следующих соображений [59]. Токовый импульс, который в первую очередь определяет длину волны распространяющегося сигнала, как видно из формулы 2.42, имеет экспоненциальный характер:

$$I(t) = I_0 e^{St} \theta(t). \quad (2.46)$$

Здесь  $S = (\alpha - \eta)v$  – скорость ионизации лавиной, а  $\theta(t)$  – шаговая функция Хэвисайда. Если взять модуль Фурье-преобразования этой функции

$$|ft(I(t))| = \frac{I_0}{\sqrt{(2\pi f)^2 + S^2}}, \quad (2.47)$$

то можно заметить, что это уравнение соответствует функции отклика низкочастотной RC-цепочки с  $S = -1/RC$ . В таком случае частота, соответствующая падению в два раза Фурье-спектра сигнала  $f_c = S/2\pi$  или «частота среза», может быть использована для определения электрической длины системы. Исходя из этого, выражение 2.45 можно переписать как:

$$\Lambda_e = \frac{L}{\lambda_c} = \frac{f_c}{v} L \approx \frac{S}{\pi c} L. \quad (2.48)$$

Скорость распространения импульса в проводных и стриповых линиях приблизительно 2 раза меньше скорости света, поэтому в выражении 2.48 в знаменателе стоит скорость света  $c$ . Обычно для определения электрически длинной линии используется условие  $\Lambda_e > 1$  [58]. При выполнении данного условия для расчета формы импульса на входе накамерной электроники

необходимо учитывать волновые свойства линии считывающих электродов. В случаях же, когда  $L_e \leq 1$ , наведенный на считывающие электроды сигнал можно применять как входной для усилителя, так как его форма практически не меняется из-за малой длины линии.

Для многозачерной времяпролетной конструкции МРПК при рабочем значении поля около 110 кВ/см скорость ионизации лавиной  $S = 117.37 \cdot 0.205 \cong 24.06 \text{ нс}^{-1}$ . Согласно условию 2.48, электрически длинной линией в данном случае будет считаться линия длинее, чем:

$$L = \frac{\pi c}{S} = 40 \text{ мм.} \quad (2.49)$$

Соответственно, считывающие электроды короче 40 мм можно считать электрически короткими. Их, обычно, называют «пэдами». Чаще всего, при пэдовом считывании можно пренебречь искажением формы импульса на линии считывания и считать, что на вход усилителя непосредственно поступает наведенный на электроды сигнал.

Если же линия электрически длинная, то при расчете входных сигналов необходимо учитывать их искажения на этой линии (затухание, кросс-наводки, отражения, дисперсия). Основным утверждением, на котором базируются статьи [57, 59] является то, что геометрия РПК представляется двумерной. То есть, считается, что ширина считывающих полосок «стрипов», значительно меньше их длины. В таком случае детектор является двумерной линией передачи импульса с  $N$  проводниками (Рисунок 2.10). И все его электрические свойства определяются набором  $N \times N$ -мерных матриц: емкостной  $\hat{\mathbf{C}}$ , индуктивной  $\hat{\mathbf{L}}$ , резистивной  $\hat{\mathbf{R}}$  и транскондуктивной  $\hat{\mathbf{G}}$  (все матрицы на единицу длины). Расчет этих матриц для конкретной конструкции детектора обычно, как и в случае с взвешенными полями, производится с использованием программ моделирования методом конечных элементов.



Рисунок 2.10 – Стрипы РПК как двумерная многопроводная линия передачи сигнала.

В случае частот импульсов менее 200 МГц, как уже было сказано выше, свойства линии слабо зависят от частоты сигнала. Поэтому, с точки зрения поперечного электромагнитного режима распространения импульса [58], уравнения, описывающие  $N$ -проводниковую двумерную линию передачи сигнала, в общем случае будут иметь вид:

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{V}(z, t) = -\hat{\mathbf{R}}\mathbf{I}(z, t) - \hat{\mathbf{L}} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{I}(z, t), \quad (2.50)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{I}(z, t) = -\hat{\mathbf{G}}\mathbf{V}(z, t) - \hat{\mathbf{C}} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{V}(z, t), \quad (2.51)$$

где  $\mathbf{I}(z, t) = \begin{pmatrix} I_1(z, t) \\ \dots \\ I_N(z, t) \end{pmatrix}$  и  $\mathbf{V}(z, t) = \begin{pmatrix} V_1(z, t) \\ \dots \\ V_N(z, t) \end{pmatrix}$  – токи и напряжения на каждом индивидуальном проводнике во время  $t$  в положении  $z$  на линии. Если пренебречь потерями сигнала на активных сопротивлениях линии, то резистивная  $\hat{\mathbf{R}}$  и транскондуктивная  $\hat{\mathbf{G}}$  матрицы становятся нулевыми и уравнения 2.50 и 2.51 упрощаются:

$$\frac{d^2}{dz^2} \mathbf{I}(z, t) = \hat{\mathbf{C}}\hat{\mathbf{L}} \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{I}(z, t), \quad \frac{d^2}{dz^2} \mathbf{V}(z, t) = \hat{\mathbf{L}}\hat{\mathbf{C}} \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{V}(z, t). \quad (2.52)$$

Решение этой системы уравнений в общем случае следующее:

$$\mathbf{I}(z, t) = \hat{\mathbf{T}} \left( \begin{pmatrix} I_1^+ \left( t - \frac{z}{v_1} \right) \\ \dots \\ I_N^+ \left( t - \frac{z}{v_N} \right) \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} I_1^- \left( t + \frac{z}{v_1} \right) \\ \dots \\ I_N^- \left( t + \frac{z}{v_N} \right) \end{pmatrix} \right), \quad (2.53)$$

$$\mathbf{V}(z, t) = \hat{\mathbf{Z}}_C \hat{\mathbf{T}} \left( \begin{pmatrix} I_1^+ \left( t - \frac{z}{v_1} \right) \\ \dots \\ I_N^+ \left( t - \frac{z}{v_N} \right) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} I_1^- \left( t + \frac{z}{v_1} \right) \\ \dots \\ I_N^- \left( t + \frac{z}{v_N} \right) \end{pmatrix} \right).$$

Здесь  $I_m^{+(-)}$  – произвольные функции,  $\hat{\mathbf{T}}^{-1}(\hat{\mathbf{C}}\hat{\mathbf{L}})\hat{\mathbf{T}} = \hat{\mathbf{v}}^{-2}$ , а  $\hat{\mathbf{Z}}_C = \sqrt{\hat{\mathbf{L}}/\hat{\mathbf{C}}} = \hat{\mathbf{L}}\hat{\mathbf{T}}\hat{\mathbf{v}}\hat{\mathbf{T}}^{-1}$ . Матрица  $\hat{\mathbf{Z}}_C$  называется матрицей характеристического импеданса, а матрица  $\hat{\mathbf{T}}$  содержит нормализованные собственные вектора матрицы  $\hat{\mathbf{C}}\hat{\mathbf{L}}$  и  $1/v_i^2$  соответствует ее собственным значениям. Таким образом, матрицы скоростей  $\hat{\mathbf{v}}$  и собственных значений имеют следующий вид:

$$\hat{\mathbf{v}} = \begin{pmatrix} v_1 & \cdot & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & \cdot & v_N \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{v}}^{-2} = \begin{pmatrix} \frac{1}{v_1^2} & \cdot & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & \cdot & \frac{1}{v_N^2} \end{pmatrix}. \quad (2.54)$$

Стоит отметить, что скорости распространения импульсов на каждом из  $N$  проводников могут быть разными и индивидуальные функции  $I_m^{+(-)}$  определяют распространение сигнала вдоль стрипов в положительном и отрицательном направлениях. Явный вид этих функций определяется механизмом возбуждения линии и граничными условиями на концах линии стрипов  $z = 0$  и  $z = L$ . Сигнал детектора определяется как идеальный источник тока  $I^0(t)$  в положении  $z = z_0$  где-то вдоль одного из проводников  $n$ . Для расчетов можно определить этот токовый сигнал из формулы 2.42 с учетом эффекта объемного заряда. С учетом этого тока, решения уравнений 2.52 можно записать как:

$$\mathbf{I}(z, t) = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{T}} \left( \begin{pmatrix} t_{1n}^{-1} I^0 \left( t - \frac{z - z_0}{v_1} \right) \\ \dots \\ t_{Nn}^{-1} I^0 \left( t - \frac{z - z_0}{v_N} \right) \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} t_{1n}^{-1} I^0 \left( t + \frac{z - z_0}{v_1} \right) \\ \dots \\ t_{Nn}^{-1} I^0 \left( t + \frac{z - z_0}{v_N} \right) \end{pmatrix} \right), \quad (2.55)$$

$$\mathbf{V}(z, t) = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{Z}}_c \hat{\mathbf{T}} \left( \begin{pmatrix} t_{1n}^{-1} I^0 \left( t - \frac{z - z_0}{v_1} \right) \\ \dots \\ t_{Nn}^{-1} I^0 \left( t - \frac{z - z_0}{v_N} \right) \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} t_{1n}^{-1} I^0 \left( t + \frac{z - z_0}{v_1} \right) \\ \dots \\ t_{Nn}^{-1} I^0 \left( t + \frac{z - z_0}{v_N} \right) \end{pmatrix} \right). \quad (2.56)$$

В упрощенном виде их можно переписать как  $\mathbf{I}(z, t) = \mathbf{I}^+(z, t) - \mathbf{I}^-(z, t)$ ,  $\mathbf{V}(z, t) = \hat{\mathbf{Z}}_c [\mathbf{I}^+(z, t) + \mathbf{I}^-(z, t)] = \mathbf{V}^+(z, t) + \mathbf{V}^-(z, t)$ . Здесь  $t_{nm}^{-1}$  – элемент матрицы  $\hat{\mathbf{T}}^{-1}$ . Если подставить в это решение  $z = z_0$ , то сумма токов в обоих направлениях  $\mathbf{I}^+(z, t) + \mathbf{I}^-(z, t) = (0, \dots, I^0(t), \dots, 0)^T$ , что удовлетворяет требуемым граничным условиям. Это решение показывает, что сигнал распространяется симметрично в положительном и отрицательном направлениях относительно точки  $z_0$ . Сигнал, распространяющийся вдоль одного проводника является суперпозицией  $N$  импульсов формы  $I^0(t)$ , идущих по всем  $N$  электродам с разными скоростями  $v_i$ . Поэтому возникает так называемая модальная дисперсия сигнала, которая имеет место даже в линии без потерь.

В линии без потерь токовые импульсы проходят без изменений до концов стрипа, где сигнал переходит на считывающий кабель или сразу на вход усилителя. В любом случае, либо меняется импеданс линии, либо появляется входная нагрузка усилителя, которая может отличаться от импеданса стрипов. В таком случае возникает отражение сигнала, которое определяется измерением импеданса. Предположим, что один конец стрипа  $z = L$  заканчивается чисто резистивной нагрузкой. Пусть  $R_{ij}$  ( $i \neq j$ ) будет сопротивление между  $i$ -ым и  $j$ -ым стрипом, а  $R_{ii}$  – сопротивление между  $i$ -ым стрипом и землей. Тогда граничные условия будут выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{V}(L, t) &= \hat{\mathbf{Z}}_C \mathbf{I}(L, t) & \hat{\mathbf{Z}}_T &= \mathbf{Y}_T^{-1} \\ Y_{ij}^T &= -\frac{1}{R_{ij}} \quad (i \neq j) & Y_{ii}^T &= \sum_{j=0}^N \frac{1}{R_{ij}}, \end{aligned} \quad (2.57)$$

где  $\hat{\mathbf{Z}}_T$  – матрица импеданса нагрузки. Другой конец стрипа  $z = 0$  присоединен к усилителю и характеризуется матрицей импеданса усилителя  $\hat{\mathbf{Z}}_P$ . Граничный эффект проявляется в том, что импульсы напряжения отражаются в соответствии с следующими условиями:

$$\mathbf{V}_{refl}^- = \hat{\Gamma}_T \mathbf{V}^+ \quad \mathbf{V}_{refl}^- = \hat{\Gamma}_P \mathbf{V}^-. \quad (2.58)$$

где  $\hat{\Gamma}$  – матрицы коэффициентов отражения от соответствующего конца, которые определяются как:

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma}_T &= (\hat{\mathbf{Z}}_T - \hat{\mathbf{Z}}_C)(\hat{\mathbf{Z}}_T + \hat{\mathbf{Z}}_C)^{-1} \\ \hat{\Gamma}_P &= (\hat{\mathbf{Z}}_P - \hat{\mathbf{Z}}_C)(\hat{\mathbf{Z}}_P + \hat{\mathbf{Z}}_C)^{-1}. \end{aligned} \quad (2.59)$$

Поэтому реальные импульсы напряжения на концах стрипов задаются выражениями:

$$\begin{aligned} \mathbf{V}(L, t) &= \mathbf{V}^+ + \mathbf{V}_{refl}^- = (\hat{\mathbf{1}} + \hat{\Gamma}_T) \mathbf{V}^+ \\ \mathbf{V}(0, t) &= \mathbf{V}^- + \mathbf{V}_{refl}^+ = (\hat{\mathbf{1}} + \hat{\Gamma}_P) \mathbf{V}^-. \end{aligned} \quad (2.60)$$

Матрица  $\hat{\mathbf{1}} = \text{Diag}(1, \dots, 1)$  – единичная. Это решение уравнения является конечным и практически полностью описывает прохождение токового сигнала  $I^0(t)$  низкой частоты по линии без потерь с учетом его отражения от концов стрипа.

Стоит отметить, что если линия не согласована (не терминирована), то отражение будет множественным. Для того, чтобы полностью избавиться от отражения, необходимо терминировать нагруженный конец. То есть, так подобрать активные сопротивления нагрузки  $R_{ij}$  ( $i \neq j$ ) и  $R_{ii}$ , чтобы матрица характеристического импеданса  $\hat{\mathbf{Z}}_C$  была равна матрице импеданса нагрузки  $\hat{\mathbf{Z}}_T$ . И тогда значения терминирующих заземлений можно будет вычислить, инвертируя уравнения 2.57:

$$\hat{\mathbf{Y}}_C = \hat{\mathbf{Z}}_C^{-1} \quad R_{ij}^T = -\frac{1}{Y_{ij}^C} \quad (i \neq j) \quad \frac{1}{R_{ii}^T} = \sum_{j=0}^N Y_{ij}^C. \quad (2.61)$$

Отсюда видно, что для полного согласования всей  $N$ -проводниковой линии, теоретически необходимо соединить терминирующими резисторами все проводники. На практике, обычно, достаточно только соединение соседних проводников и терминация их на землю. При

двустороннем считывании со стрипа обычно так подбирают входной импеданс усилителя и кабеля, чтобы отражение было минимальным без терминации.

В итоге, чтобы оценить измеренный сигнал на входе усилителя, необходимо поставить следующие условия. Пусть один конец стрипа идеально затерминирован, а со второго конца считывается сигнал усилителем с входным импедансом (нагрузкой)  $\mathbf{Z}_P$ . Если на  $n$ -ый стрип наводится сигнал  $I^0(t)$ , то сигнал на входе усилителя можно вычислить из уравнений 2.56 и 2.60:

$$\mathbf{V}_{\text{meas}}(t) = \mathbf{V}(0, t) = \hat{\mathbf{Z}}_P \hat{\mathbf{Z}}_C (\hat{\mathbf{Z}}_P + \hat{\mathbf{Z}}_C)^{-1} \hat{\mathbf{T}} \begin{pmatrix} t_{1n}^{-1} I^0 \left( t - \frac{z_0}{v_1} \right) \\ \dots \\ t_{Nn}^{-1} I^0 \left( t - \frac{z_0}{v_N} \right) \end{pmatrix} \quad (2.62)$$

Таким же образом ток на входе усилителя определится как:

$$I_{\text{meas}}(t) = \frac{1}{R_{in}} \mathbf{V}_{\text{meas}}(t) \neq \mathbf{I}(0, t). \quad (2.63)$$

При вычислении тока используется входное сопротивление усилителя  $R_{in}$ . Ток  $\mathbf{I}(0, t)$  на конце линии со стороны усилителя отличается от тока, текущего через вход усилителя.

### 2.3.5 Перекрестные наводки между стрипами.

Из уравнений, выведенных в предыдущем подразделе, видно, что даже если сигнал наведется только на один считывающий электрод, то из-за емкостных и индуктивных связей между проводниками на остальных стрипах также будет возникать токовые импульсы форма которых определяется так же емкостными и индуктивными матрицами многопроводниковой линии, а также, неоднородностью диэлектриков вокруг проводников.

Чаще всего в линиях проводники окружены сильно неоднородными диэлектриками, что приводит к распространению сигналов по ним с разными скоростями. Из-за этого расчеты сигналов сильно усложняются. В случае же, когда электроды окружены однородными диэлектриками (например, симметричны), и все скорости распространения равны, то дисперсией можно пренебречь. Поэтому уравнение 2.62 примет следующий вид:

$$\mathbf{V}_{\text{meas}}(t) = \mathbf{V}(0, t) = \hat{\mathbf{Z}}_P \hat{\mathbf{Z}}_C (\hat{\mathbf{Z}}_P + \hat{\mathbf{Z}}_C)^{-1} \left( 0, \dots, 0, I^0 \left( t - \frac{z_0}{v} \right), 0, \dots, 0 \right)^T. \quad (2.64)$$

Определяя матрицу  $\hat{\mathbf{M}} = \hat{\mathbf{Z}}_P \hat{\mathbf{Z}}_C (\hat{\mathbf{Z}}_P + \hat{\mathbf{Z}}_C)^{-1}$ , можно представить перекрестную наводку со стрипа  $n$  на стрип  $m$  соотношением  $V_m/V_n = M_{mn}/M_{nn}$ . Если входное сопротивление усилителя

полностью согласовано с линией стрипов (то есть  $\hat{\mathbf{Z}}_P = \hat{\mathbf{Z}}_C$ ), то уравнение 2.62 в очередной раз упрощается:

$$\mathbf{V}_{\text{meas}}(t) = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{Z}}_C \left( 0, \dots, 0, I^0 \left( t - \frac{z_0}{v} \right), 0, \dots, 0 \right)^T. \quad (2.65)$$

Тогда перекрестная наводка определится простым отношением элементов матрицы характеристического импеданса линии  $Z_{mn}^C/Z_{nn}^C$ . Видно, что для уменьшения наводок на соседние стрипы, необходимо, чтобы недиагональные элементы матрицы характеристического импеданса  $\hat{\mathbf{Z}}_C$  были гораздо меньше ее диагональных элементов. Важно подчеркнуть, что для выравнивания импеданса линии и входного сопротивления усилителя, терминирование стрипов со стороны входа усилителя является неоптимальной с точки зрения эффективности сбора заряда и уменьшения перекрестных наводок. Это можно объяснить, если задать входное сопротивление усилителя равным нулю  $\hat{\mathbf{Z}}_P = 0$ . В этом случае, согласно уравнению 2.64, измеренное напряжение на входе усилителя также равно нулю, а измеренный ток полностью соответствует току, наведенному на стрип  $I_{\text{meas}}(t) = \left( 0, \dots, 0, I^0 \left( t - \frac{z_0}{v} \right), 0, \dots, 0 \right)^T$ . То есть, сигнал, наведенный на электрод пойдет в две стороны. Сигнал, ушедший в сторону затерминированного края, полностью поглотится согласующим сопротивлением, а сигнал, ушедший к усилителю, пройдет через нулевую нагрузку без изменений и отразится к затерминированному концу. Усилитель измеряет в этом случае разницу этих сигналов, то есть, полный максимальный наведенный на стрип ток. Следовательно, на соседних стрипах не может быть никаких перекрестных наводок. Очевидно, что взаимное соединение стрипов на стороне предусилителя, то есть введение недиагональных элементов в матрицу импеданса нагрузки  $\hat{\mathbf{Z}}_P$ , всегда будет увеличивать перекрестные помехи.

Поэтому для согласованной линии передачи с малой дисперсией можно сделать вывод, что измеренные сигналы на всех проводниках имеют такую же форму, что и исходный индуцированный сигнал, а перекрестные помехи не зависят от положения индуцированного сигнала вдоль стрипа. Помимо этого, основной сигнал будет максимальным и перекрестные помехи будут минимальными, если мы никак не соединяем соседние стрипы и входное сопротивление  $R_{in}$  усилителя равно нулю (или насколько возможно малое).

Наконец, если рассматривать длинные неоднородные линии, то сигнал на разных стрипах может двигаться с различной скоростью и форма импульса будет меняться. Перекрестные наводки будут увеличиваться в зависимости от расстояния до усилителя, и их форма будет зависеть от формы индуцированного сигнала. Если интегрировать измеренные токовые

импульсы из формул 2.63 на каждом проводнике линии в течение достаточного времени:  $\int I(t - (z - z_0)/v_n)dt$ , то значения этих интегралов будут равны полному собранному заряду  $q = \int I(t)dt$ , который не зависит от скорости распространения и дисперсии. В итоге, полный собранный заряд на всех каналах усилителя можно определить интегралом:

$$\mathbf{Q} = \int \mathbf{I}_{\text{meas}}(t) = \frac{1}{R_{in}} \hat{\mathbf{Z}}_P \hat{\mathbf{Z}}_C (\hat{\mathbf{Z}}_P + \hat{\mathbf{Z}}_C)^{-1} (0, \dots, 0, q, 0, \dots, 0)^T, \quad (2.66)$$

где  $q$  – полный заряд, индуцированный на стрип  $n$ , а  $Q_m$  – заряды, измеренные на  $N$  стрипах. Если предположить (по аналогии с измеренной по формуле 2.64 амплитудой), что наведенный за счет перекрестных наводок заряд на соседних стрипах определяется соотношением:  $Q_m/Q_n = M_{mn}/M_{nn}$ , то в случае нулевого входного сопротивления усилителя, и если усилитель достаточно медленный, полный собранный заряд составит  $\mathbf{Q} = (0, \dots, 0, q, 0, \dots, 0)^T$ . Заряд чистой перекрестной наводки нулевой, что означает, что эти сигналы абсолютно биполярные.

В конечном итоге можно заключить следующее. На линии передачи с значительной дисперсией формы сигналов изменяются в зависимости от расстояния от усилителя и равны только исходному индуцированному сигналу, если ток индуцируется рядом с входом усилителя. Следовательно, амплитуда и форма сигнала перекрестных сигналов также изменяются как функция расстояния от усилителя. В общем случае, перекрестные сигналы будут увеличиваться как функция расстояния от усилителя. Взаимные перекрестные сигналы будут наименьшими, если стрипы не соединены между собой, а входное сопротивление усилителя настолько низкое, насколько это возможно. Взаимные помехи меньше для более медленной электроники.

### 2.3.6 Отклик накамерной электроники на входной сигнал

Как было показано в предыдущей главе, из-за неоднородности длинных линий сигналы на вход усилителя приходят с искажениями и измеренный токовый сигнал сильно отличается от представленного на рисунке 2.14. Основная задача накамерной электроники быстрых временных детекторов состоит в том, чтобы максимально усилить входной сигнал без значительного изменения переднего фронта импульса с минимальным изменением фазы сигнала (джиттера). Обычно такие усилители делают многокаскадными с токовым входным каскадом.

Для времяпролетной системы MPD в качестве накамерной электроники используется дифференциальный предусилитель-дискриминатор на базе интегральной схемы специального назначения (ASIC) NINO [60], которая была разработана специально для времяпролетной системы эксперимента ALICE на LHC в ЦЕРН. Усилитель для MPD практически идентичен

усилителю ALICE, но имеет несколько отличительных особенностей. Характеристики усилителя для TOF MPD будут приведены в разделе о считывающей электронике 4.3.

Для простоты оценки отклика усилителя предположим, что весь наведенный сигнал находится только на одном канале, его искажение за счет отражений и дисперсии пренебрежимо мало, а входное сопротивление усилителя мало и соответствует импедансу линии стрипов. Тогда за входной токовый сигнал можно принять наведенный на стрип импульс.

Усилитель-дискриминатор NINO устроен достаточно оригинально. Из-за высоких требований к его скорости, входной каскад не имеет обратной связи, усиливая ток напрямую. Дифференциальный токовый импульс поступает на входной трансимпедансный каскад усилителя, где, протекая через два транзистора, заряжает конденсатор перед первым каскадом усилителя напряжения. Импеданс входа усилителя определяется проводимостью первого транзистора. Усиление входного каскада составляет около 1.8 мВ/фКл. Коэффициенты усиления каждого следующего каскада усилителя напряжения около 6. Форма поступающего на дискриминатор импульса определяется зарядкой и разрядкой входного конденсатора. Поэтому функцию отклика усилителя можно представить в следующем виде [48]:

$$f(t) = n^{-n} e^n \left(\frac{t}{\tau}\right)^n e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (2.67)$$

В данной функции  $n$  – число каскадов усиления, а произведение  $n\tau = t_p$  – пиковое время усилителя. Из инструкции NINO известно, что пиковое время усиленного сигнала около 1 нс, а каскад усиления «ток-напряжение» один. График функции 2.67 с такими параметрами представлен на рисунке 2.11. Форма импульса отклика соответствует результатам симуляции [60] входного каскада NINO.

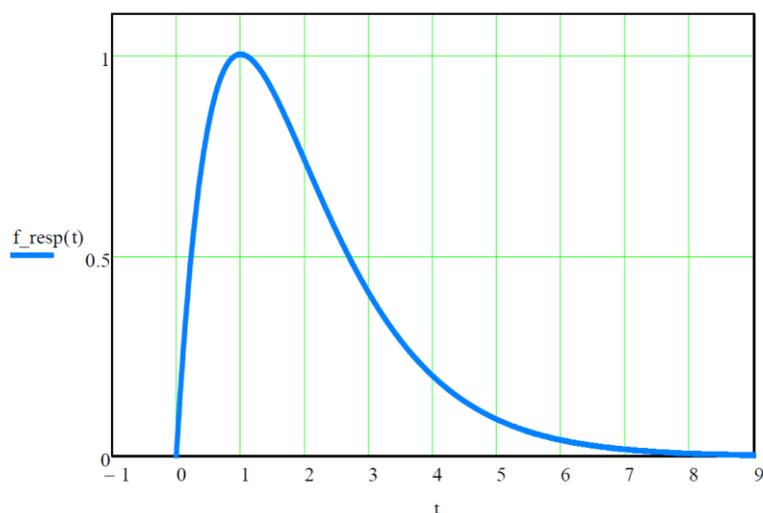


Рисунок 2.11 – Функция отклика аналоговой части усилителя NINO на входной импульс

Для получения формы аналогового сигнала для дискриминации, необходимо коэффициенты усиления умножить на свертку функции отклика 2.67 с уравнением для среднего наведенного тока 2.42 с учетом эффекта объемного заряда:

$$U_{out}(t) = 1.8 \cdot 6^4 \cdot \int_0^{\infty} \bar{i}(t) f(t-x) dx. \quad (2.68)$$

Чтобы наиболее точно воспроизвести работу усилителя, необходимо ввести в рассмотрение его шумы. Согласно измерениям чипа NINO, его шум зависит от емкости нагрузки на вход и для 10 pF среднеквадратичное отклонение эквивалентного шумового заряда составляет примерно 3550 электронов или 0.57 фКл. Для наложения этого шума на токовый импульс, представим его в виде суммы периодических функций со случайной частотой  $f_i$  в пределах частот от 100 до 500 МГц (полоса пропускания NINO) и случайным сдвигом фаз  $\phi_i$ :

$$U_{noi}(t) = K \sum_i \sin(2\pi f_i t + \phi_i). \quad (2.69)$$

Коэффициент  $K$  подбирается таким образом, чтобы среднеквадратичное отклонение распределения амплитуд шумовых сигналов соответствовало среднеквадратичному отклонению эквивалентного шумового заряда с учетом усиления. На рисунке 2.12 приводится результат симуляции такого шума. Среднеквадратичное отклонение амплитуды здесь соответствует эквивалентному шумовому заряду.

В итоге, суммируя амплитудный импульс 2.68 с распределением шума во времени 2.69, получается выходной сигнал, представленный на рисунке 2.13. Частота и амплитуда шума не значительно меняет форму первоначального импульса. Его амплитуда и ширина над порогом 155 мВ (синяя пунктирная линия) близки к экспериментальным значениям.

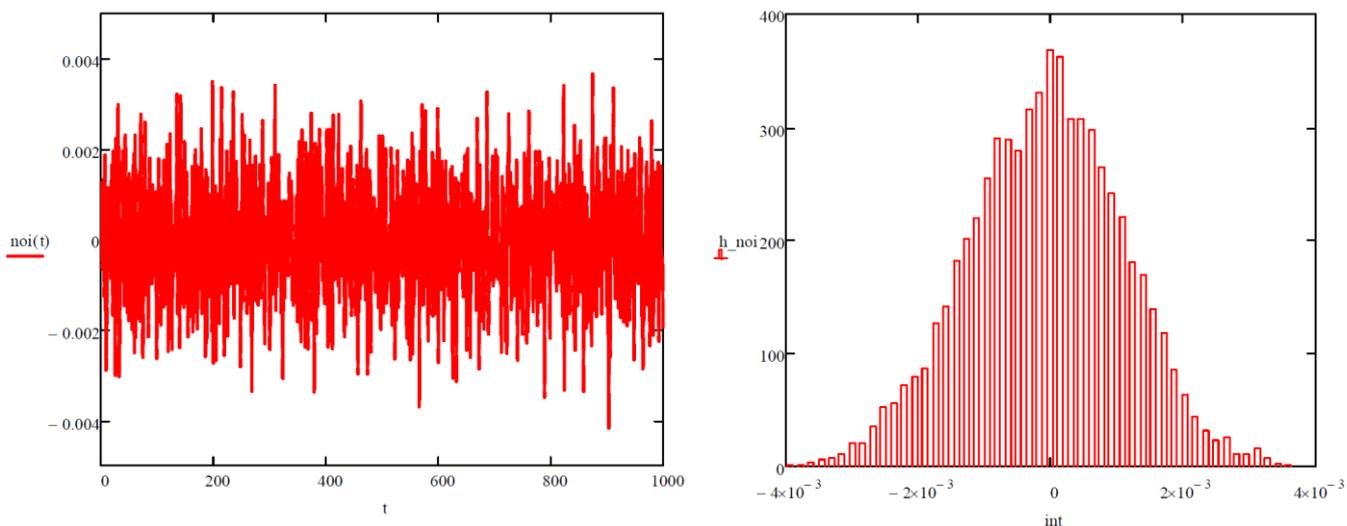


Рисунок 2.12 – Распределение белого шума во времени (слева) и гистограмма амплитуд шумов (справа)

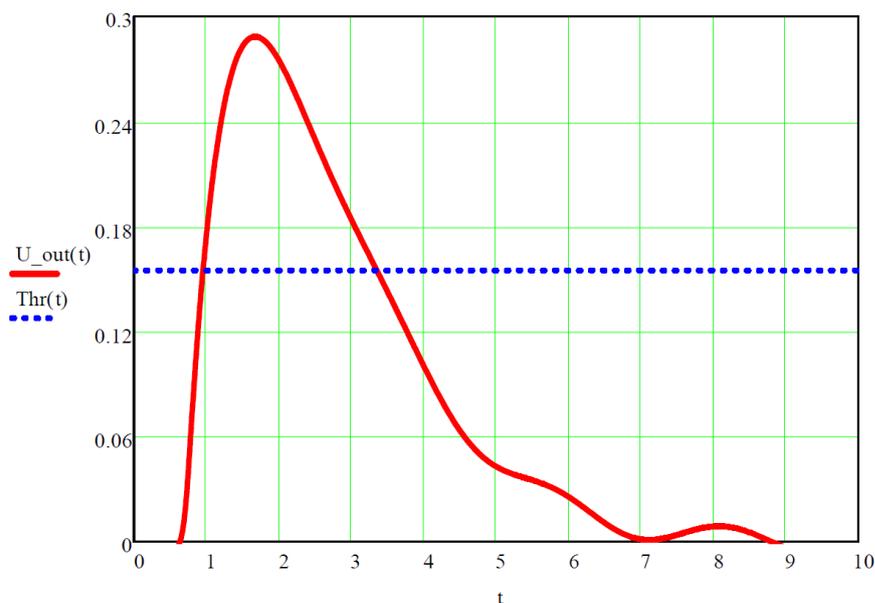


Рисунок 2.13 – Промоделированный средний амплитудный сигнал на входе дискриминатора NINO с учетом шумов усилителя. Синяя пунктирная линия соответствует порогу дискриминации 155 мВ.

Усиленный и сформированный сигнал поступает на вход дискриминатора NINO. Выходной сигнал с дискриминатора имеет длительность, соответствующую времени, когда фронты сигнала находятся над порогом. Эта длительность зависит от амплитуды сигнала и используется для последующих корректировок времени для улучшений временного разрешения детектора. Такие корректировки называются методом измерения «времени над порогом» (Time-over-threshold). С выхода дискриминатора сигнал поступает на формирователь (драйвер) дифференциального импульса в стандарте LVDS. Естественно, длительность этого импульса соответствует времени над порогом аналогового сигнала.

В реальном усилителе, используемом с детекторами, для считывания цифрового дифференциального сигнала в TDC его дополнительно растягивают на фиксированную величину (12 нс) по причине того, что используемый время-цифровой преобразователь может регистрировать импульсы длительностью не менее 6 нс, а большинство аналоговых сигналов имеют длительность менее данного значения.

## 2.4 Теоретическая оценка временного разрешения МРПК

На настоящий момент методические работы по улучшению рабочих характеристик МРПК не закончены. Считается, что наилучшее временное разрешение МРПК в 16 пс, достигнутое на настоящее время [63], еще не предельное. Вообще, предельное временное разрешение реальной МРПК, в основном, определяется техническими возможностями. Большой вклад в ухудшение временного разрешения больших детектирующих систем на основе МРПК на настоящее время,

вносит электроника считывания [64]. Также очень важна чувствительность электроники и соотношение сигнал-шум для улучшения временных характеристик детектора. Как видно из предыдущих разделов, окончательное временное разрешение МРПК зависит от большого числа параметров, связанных как с процессами развития лавины, так и с электрическими свойствами линии считывания. Если линия достаточно хорошо согласованна и внешние шумы значительно ниже уровня наведенного сигнала, то влиянием затухания и искажения сигнала (в следствии отражения, дисперсии и наводок на соседние электроды) на временное разрешение можно пренебречь. В таком случае считается, что линия идеально согласованна.

В простейшем случае, собственное временное разрешение многозачерной резистивной плоскопараллельной камеры, независимо от вклада джиттера линии считывания, можно оценить следующим образом [48, 65]. Если считать, что при считывании сигналов с МРПК мы используем достаточно быстрые усилители и пороги дискриминации для определения временной отметки низкие, то время не зависит от эффектов насыщения лавины. Для одного первичного электрона в одном газовом зазоре форма сигнала и флуктуация амплитуды  $A$  определяются формулами:

$$i(t) = Ae^{(\alpha-\eta)wt}, P(A) = \frac{1}{A_{av}} e^{-A/A_{av}}, \quad (2.70)$$

где  $P(A)$  – вероятность того, что в событии возникнет сигнал с амплитудой  $A$ , а  $A_{av}$  – средняя амплитуда сигналов. Если установить порог амплитуды  $A_{thr}$ , то из 2.70 время пересечения сигналом порога определится как:

$$t(A) = \frac{1}{(\alpha - \eta)w} \ln \frac{A_{thr}}{A}. \quad (2.71)$$

Амплитуда  $A$  экспоненциально распределена около средней амплитуды  $A_{av}$ . Поэтому, распределение вероятности временной отметки для данного порога можно записать как:

$$\begin{aligned} P(t) &= \int_0^\infty \frac{1}{A_{av}} e^{-\frac{A}{A_{av}}} \delta\left(t - \frac{1}{(\alpha - \eta)w} \ln \frac{A_{thr}}{A}\right) = \\ &= \frac{(\alpha - \eta)w A_{thr}}{A_{av}} \exp\left(-\frac{(\alpha - \eta)wt}{A_{av}} - \frac{A_{thr}}{A_{av}} e^{-(\alpha - \eta)wt}\right), \end{aligned} \quad (2.72)$$

где  $\delta(x)$  – дельта-функция Дирака. Это распределение обладает одним любопытным свойством. Любое изменение порогового значения  $A_{thr}$  будет просто соответствовать временному сдвигу. То есть, форма этого распределения не зависит от значения пороговой и средней амплитуды, и распределение 2.72 можно переписать в упрощенном виде:

$$P(t) = (\alpha - \eta)wF((\alpha - \eta)wt),$$

$$F(x) = \exp(-x - \exp(-x)).$$
(2.73)

Среднеквадратичное отклонение от среднего значения распределения с функцией плотности вероятности  $F(x)$  составляет приблизительно 1.28. Следовательно, временное разрешение МРПК при возникновении лавины с одним зазоре от одного первичного электрона определится как:

$$\sigma_{t1} = \frac{1.28}{(\alpha - \eta)w}.$$
(2.74)

Из этой простой формулы, прежде всего видно, что собственное временное разрешение МРПК в первую очередь зависит от эффективного коэффициента размножения электронов в лавине и скорости их дрейфа от катода к аноду. В реальной многоззорной РПК обычно срабатывает более одного зазора, и лавина может быть вызвана несколькими электронами первичной ионизации. Поэтому, чтобы учесть эти условия, необходимо дополнить выражение 2.74 следующими коэффициентами.

Первый коэффициент определяет среднее число первичных электронов, участвующих в развитии эффективной лавины и вычисляется из средней длины свободного пробега частицы в зазоре с эффективной шириной  $g_{eff}$  между ионизациями  $\lambda_0$ . Понятие эффективной ширины зазора [65] достаточно условна и следует из того, что каждый кластер первичной ионизации вносит различный вклад в статистику лавины на пороговом уровне. Основной вклад в заряд лавины дают кластеры, расположенные вблизи катода. Эффективную ширину газового зазора можно оценить из общей ожидаемой эффективности детектора, которая при одинаковой эффективности всех отдельных зазоров будет зависеть от средней эффективности единичного зазора:  $\varepsilon = 1 - (1 - \varepsilon_1)^n$ . Так, например, для 10-ззорной МРПК при общей ее эффективности в 99% эффективность одного газового зазора составит:  $\varepsilon_1 = 1 - \sqrt[10]{1 - \varepsilon} = 0.37$ . Отсюда, ширина эффективной области одного зазора в среднем составит  $0.37 g$ .

Второй коэффициент определяется из усреднения временной отметки по нескольким зазорам. Согласно математической статистике, для определения результирующего временного разрешения многоззорной РПК необходимо среднеквадратичное отклонение временной отметки для одного зазора из разделить на корень из числа зазоров  $n$ . В результате выражение 2.74 примет вид:

$$\sigma_{t_{MRPC}} = \frac{1}{\sqrt{n}} \sqrt{\frac{\lambda_0}{g_{eff}}} \frac{1.28}{(\alpha - \eta)w}.$$
(2.75)

Из этой формулы можно оценить, например, собственное временное разрешение рассматриваемой выше 10-зазорной МРПК с зазорами шириной 200 мкм, стандартной газовой смесью в зазорах и напряженности поля 110 кВ/см:  $\sigma_t = \frac{1}{\sqrt{10}} \sqrt{\frac{0.145}{0.2 \cdot 0.37} \frac{1.28}{112.5 \cdot 0.205}} \cong 25$  пс. Видно, что это значение очень близко к типичным для такой конструкции детектора разрешениям. Собственное временное разрешение является базовым для детектора и не зависит от характеристик электроники и порога дискриминации сигнала. Таким образом из формулы 2.71 видно, что для достижения предельного собственного временного разрешения МРПК необходимо комбинировать следующие условия:

- увеличивать число газовых зазоров;
- увеличивать число первичных электронов в эффективной области зазора, увеличивая газовый промежуток и уменьшая длину свободного пробега ионизирующей частицей в среде при помощи подбора газовой среды и ее давления;
- увеличивать эффективный коэффициент Таунсенда и скорость дрейфа электронов, поднимая напряженность электростатического поля в газовом зазоре и состава газовой смеси;

Последнее условие при неизменной газовой смеси выполняется одновременным увеличением прикладываемого к детектору напряжения и уменьшением газовых зазоров. Но, согласно второму условию, для увеличения числа первичных электронов в эффективной области зазора, необходимо расширять зазор. Поэтому для достижения максимального временного разрешения необходимо искать баланс между этими двумя условиями. На практике, наилучшее временное разрешение достигается на детекторах с большим количеством узких зазоров [62], хотя при уменьшении зазоров менее чем 140 мкм с использованием стандартной газовой смеси на основе тетрафторэтана и накамерной электроники на базе чипа NINO временное разрешение уже не меняется и даже деградирует [67, 68]. Дальнейшее уменьшение зазора возможно лишь при повышении давления рабочего газа, что использовалось еще при создании быстрого счетчика Пестовым [38] и предлагается использовать в настоящее время [65]. Повышенное давление может позволить достигнуть высокой эффективности детектора даже при небольшом числе узких зазоров, а также улучшить временные характеристики МРПК. С технической точки зрения, повышенное давление значительно усложняет конструкцию камеры детектора и системы газоснабжения, поэтому на настоящий момент такие МРПК еще не исследовались.

Чисто теоретически, можно бесконечно увеличивать число газовых зазоров и уменьшать их ширину, достигая суб-пикосекундных временных разрешений. Но тогда заряд лавины в

зазора уменьшается экспоненциально, а также из-за большого числа резистивных электродов, толщина которых не может уменьшаться бесконечно, увеличится влияние на наведенный заряд взвешенного поля диэлектриков. Технически зарегистрировать такой наведенный заряд становится невозможно из-за чувствительности считывающей электроники и ее шумовых характеристик. Другим существенным ограничением является увеличение вероятности лавинно-стримерного перехода с повышением напряженности поля в даже с уменьшением ширины газового промежутка [67]. Рассмотрим обе проблемы подробнее.

Проблема чувствительности считывающей электроники состоит в том, что при уменьшении ширины газового зазора максимальный заряд лавины уменьшается и, поэтому, чем меньший заряд сможет зарегистрировать электроника, тем наилучшего временного разрешения можно достигнуть, уменьшая газовый зазор. Это ограничение касается как предусилителей, так и оцифровывающей электроники. Другой существенной проблемой электроники и линии аналогового считывания сигналов является их джиттер, в котором преобладает шум усилителя. Дисперсия шума на переднем фронте импульса  $\sigma_n$ , спроецированная на временную шкалу, позволяет оценить собственное разрешение камерной электроники. На окончательное временное разрешение электроники влияет еще и собственный джиттер оцифровывающей электроники  $\delta_t$ , который обусловлен джиттером дискриминатора и время-цифрового преобразователя. Поэтому суммарный джиттер электроники можно выразить как [64]:

$$\sigma_{te} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_n}{dV/dt}\right)^2 + \delta_t^2}. \quad (2.76)$$

Для уменьшения первой компоненты этого выражения необходимо, чтобы отношение «фронт-шум» было минимально. Если обозначить полосу пропускания усилителя как  $BW$  [Гц] и предположить, что на сигнал накладывается белый шум с спектральной плотностью  $N_d$  [В<sup>2</sup>/Гц], то дисперсию шума камерной электроники можно представить как  $\sigma_n^2 = BW \times N_d$ . Типичное время нарастания импульса в усилителе, как и дисперсию шума, можно определить его полосой пропускания  $t_r = 0.35/BW$ . Для усиленного сигнала перед дискриминатором с амплитудой  $A$  можно записать дифференциал в знаменателе 2.76 как  $dV/dt = 0.8 \times (A/t_r)$ . В итоге, минимальный вклад джиттера электроники можно оценить:

$$\sigma_{t(FEE)} \sim 0.44 \frac{\sqrt{N_d}}{A \cdot \sqrt{BW}}. \quad (2.77)$$

Видно, что, чтобы уменьшить этот джиттер электроники, необходимо использовать малошумящие усилители с как можно большей полосой пропускания. Современные быстрые

зарядочувствительные усилители могут иметь полосу пропускания до 10 ГГц и уровень шумов менее 3000 электронов на емкости до 10 пФ, но при этом коэффициент усиления будет довольно низким, что ограничит величину минимального регистрируемого усилителем заряда лавины. Поэтому при выборе усилителя необходимо оценивать соотношение его характеристик «усиление/полоса-шум».

Типичный для МРПК дифференциальный предусилитель-дискриминатор NINO имеет спектральную плотность шума  $N_d = 2.7 \cdot 10^{-15} \text{ В}^2/\text{Гц}$  для емкости нагрузки около 10 пФ и полосы пропускания 500 МГц. Средний импульс на входе дискриминатора NINO (Рисунок 2.18) имеет амплитуду примерно 0.3 В. Подставив все эти данные в формулу 2.77, мы получим джиттер предусилителя 7.7 пс, что практически в точности совпадает с данными спецификации чипа NINO и измерениями.

Второе слагаемое формулы 2.76, которое определяет временное разрешение оцифровывающей электроники  $\delta_t$  складывается из джиттера дискриминатора и время-цифрового преобразователя. Дискриминатор интегрирован в чип NINO, поэтому его вклад в общее временное разрешение пренебрежимо мал по сравнению с джиттером ВЦП. Для считывания дифференциального сигнала с NINO обычно используется дифференциальный ВЦП НРТДС, который, как и NINO был разработан в ЦЕРН. Его собственное временное разрешение, в первую очередь, определяется рабочей частотой дискретизации. Минимальный временной отсчет НРТДС, составляет около 25 пс, то есть, в идеале, временное разрешение НРТДС должно составлять  $25/\sqrt{12} = 7.2$  пс. В действительности, в чипе есть несколько недоработок, которые приводят к сильным интегральным нелинейностям ТДС и большим различиям между четверками «бинов», сформированных RC задержками. В итоге, собственное временное разрешение НРТДС может достигать 30 пс и более, в зависимости от каналов и качества калибровок интегральной нелинейности. Таким образом, собственное максимальное временное разрешение электроники в основном определяется джиттером ВЦП и составляет  $\sigma_{te} = \sqrt{7.7^2 + 30^2} = 31$  пс. Измерения временного разрешения всего тракта считывающей электроники от быстрого генератора подтверждают такой результат.

Подробное техническое описание используемой для целей данной работы считывающей электроники с детальным анализом процедур калибровок и оптимизации будет представлено в главе 4.3.

Влияние стримерного разряда на временное разрешение аналитически учесть значительно сложнее, чем влияние считывающей электроники. В основном ухудшение временного

разрешения проявляется из-за больших флуктуаций во времени начала развития стримерного разряда и падением напряжения в области развития стримера, заряд которого обычно на порядок превышает заряд лавины. Помимо этого, стример часто развивается после прохождения так называемой иницирующей лавины, поэтому конечный цифровой сигнал, поступающий на ВЦП, имеет передний фронт от иницирующей лавины, а длительность от стримера, которая не пропорциональна заряду лавины. Это приводит к тому, что коррекция времени над порогом в случае стримерного сигнала не работает, что тоже влияет на временное разрешение.

Хотя процесс перехода лавины в стример очень давно исследуется и на настоящее время для большинства газов хорошо изучен [27], все-равно, работа в стримерном режиме МРПК считается пригодной только для триггерных целей.

Стоит отметить, что, все же, обычно стример возникает совместно с лавиной, имеющей большой заряд, при котором передний фронт сигнала максимально крутой. И поэтому, единичные стримерные разряды почти не влияют на свойства МРПК. Если же их количество становится больше 5%, то это резко негативно сказывается на рабочих характеристиках детектора. Несмотря на это, при работе МРПК во времяпролетных целях, вероятность стримерного разряда всегда стараются свести к нулю.

Все описанные выше условия для минимизации временного разрешения МРПК распространяются на случай единичной частицы, прошедшей через объем детектора. В случае увеличения потока частиц временное разрешение ухудшается. В следующем разделе будет рассмотрено влияние интенсивности потока частиц на характеристики МРПК.

Сопоставляя все условия и экспериментальные данные для оценки предельного временного разрешения МРПК, можно сделать вывод, что если считать, что для считывания импульса с детектора используется идеальная электроника с собственным временным разрешением, близким к нулю, и детектор работает на стандартной газовой смеси в чистом лавинном режиме, то уменьшая ширину зазоров и увеличивая их число, можно достичь временного разрешения около 10 пс. При попытках дальнейшего улучшения временного разрешения МРПК, придется учитывать уже задержки на индукцию сигнала на электроды и флуктуации движения частиц в проводниках [65]. Поэтому, можно считать временное разрешение  $\sigma_t = 10$  пс предельным для многозазорных резистивных плоско-параллельных камер.

## 2.5 Влияние плотности потока частиц на характеристики МРПК

Одной из задач данной работы состоит в изучении загрузочных характеристик многоазорных резистивных плоскопараллельных камер. Низкая загрузочная способность МРПК из обычного коммерческого стекла давно известна и связана, в первую очередь, с высоким удельным сопротивлением материала резистивных электродов. Во время развития лавины и при достижении электронами лавины поверхности электрода, возникает локальное падение разности потенциалов, а, вследствие, и рабочего поля в зазоре, через который прошла лавина. Для восстановления величины электростатического поля до рабочего уровня заряд должен распределиться внутри резистивного электрода. Падение разности потенциалов в зазоре  $\Delta U$  можно представить как разницу между напряжением источника высоковольтного питания  $U_s$  и средней эффективной разностью потенциалов между электродами в зазоре  $U_{eff}$ . Эта разница определяется средним зарядом лавин  $\bar{Q}$  от потока частиц с интенсивностью  $\varphi$ , который протекает через сопротивление электродов  $R = \rho d$ :

$$\Delta U = U_s - \bar{U}_{eff} = \bar{I}R = \bar{Q}\varphi\rho d. \quad (2.78)$$

Из этого определения видно, что для ускорения процесса восстановления напряжения на резистивных электродах, можно изменять три характеристики детектора: величину среднего заряда в зазоре, удельное сопротивление электродов и их толщину. Удельное сопротивление электродов можно менять двумя путями: изменением материала электрода [24] и изменением его температуры [25, 69]. Как известно, стекло является диэлектриком с ионной проводимостью, поэтому с ростом его температуры, удельное сопротивление меняется.

Как уже было сказано в разделе 1.5, экспериментальные исследования работы детекторов МРПК, работающих в интенсивных потоках частиц, были многократно проведены и процессы, происходящие в детекторах при больших загрузках, хорошо изучены [61]. Известно, что эффект падения эффективности регистрации частиц не является мгновенным при длительном облучении детектора частицами.

Влияние плотности потока частиц на процессы, происходящие можно описать следующим образом. Электронная лавина, образующаяся в единичном газовом зазоре МРПК при прохождении частицы, движется к аноду, роль которого в МРПК играет положительно заряженная поверхность тонкого стекла с сопротивлением порядка  $10^{11}$  Ом·см. Отрицательный заряд электронной лавины, достигая стекла, компенсирует положительный заряд на его поверхности. Из-за высокого удельного сопротивления стекла растекание электронов лавины внутри его объема происходит достаточно медленно, поэтому область, в которой поверхностный

заряд компенсируется зарядом лавины, ограничивается ее поперечным размером. В результате поперечной диффузии средний радиус головки лавины в плоскости электродов, прошедшей 200 мкм, составляет примерно 80-100 мкм. Из-за процесса компенсации заряда на поверхности резистивного электрода локально уменьшается электростатическое поле в зазоре. Область уменьшения поля несколько больше размеров лавины и на краях этой области поле растет со временем благодаря растеканию заряда электронов в объеме резистивного электрода. Помимо этого, поверхностный заряд в нечувствительной области будет медленно восстанавливаться за счет тока положительных ионов с обратной стороны электрода. Время восстановления заряда определяется временем релаксации резистивного электрода. Измеренное время релаксации стекла толщиной 280 мкм составляет ~2.5 секунды. Суммируя все вышесказанное, можно сделать вывод, что при пролете частицы только малая область детектора (~0.06 см<sup>2</sup>) становится не чувствительной к регистрации частиц на время порядка 3τ, где τ – время релаксации стекла. Так как эффективная лавина образуется не в каждом зазоре, а только в том, где первичный кластер ионизации образовался достаточно близко к катоду, остаются еще зазоры, поле в которых не изменилось или изменилось незначительно. Таким образом, эффективность детектора определяется вероятностью попадания следующих частиц в эту область и вероятностью образования кластеров первичной ионизации в зазорах.

При образовании кластеров ионизации в области с пониженным полем, амплитуда наведенного заряда будет меньше, что ухудшит временное разрешение. Из формулы 2.75 видно, что ухудшение временного разрешение из-за падения электростатического поля может возникнуть только с уменьшением скорости ионизации лавиной  $S = (\alpha - \eta)w$ . Поэтому, относительное среднее ухудшение временного разрешения можно представить в виде [65]:

$$\frac{\Delta\sigma_t}{\sigma_t}(\varphi) = \frac{1}{S_0} \frac{dS}{dE} \overline{\Delta E}(\varphi). \quad (2.79)$$

Здесь  $S_0 = (\alpha - \eta)w$  – типичная скорость ионизации лавиной при нормальном приложенном поле,  $dS/dE$  – изменение скорости ионизации с изменением электростатического поля в зазоре, которую мы уже моделировали в пакете MAGBOLTZ (Рисунок 2.3, 2.4), и  $\overline{\Delta E} = (\overline{Q}(E - \overline{\Delta E})\varphi pd)/g$  – падение поля в зазоре из-за релаксации заряда в электродах. Средний заряд  $\overline{Q}$  в данном случае будет уменьшаться с падением поля в зазоре. Чтобы избавиться от такой рекурсивной зависимости среднего заряда и приложенного поля, введем, так называемое пороговое или равновесное напряжение  $U_{th}$ , которое соответствует наименьшей возможной напряженности поля в газовом зазоре, когда падение напряжения максимально, а средний заряд лавины минимальный. Тогда средний заряд в зазоре можно представить в виде:

$$\bar{Q} = a(\bar{U}_{eff} - U_{th}). \quad (2.80)$$

Коэффициент  $a$  в данном случае отвечает за уменьшение среднего заряда лавины и имеет размерность [Кл/В]. Эффективную среднюю разность потенциалов в зазоре  $\bar{U}_{eff}$  можно определить, опять же, из порогового напряжения:

$$\bar{U}_{eff} = U_{th} + \frac{U_s - U_{th}}{1 + a\varphi\rho d}. \quad (2.81)$$

Коэффициент  $a$  в данном случае отвечает за уменьшение среднего заряда лавины и имеет размерность [Кл/В]. Наилучшее соответствие экспериментальных результатов с данной зависимостью получается при значении порогового напряжения  $U_{th} = 2.1$  кВ и коэффициента  $a = 2.9$  пКл/кВ [70]. Итоговое временное разрешение вычисляется из формулы 2.79 с применением формул 2.80 и 2.81. Например, для описанной выше конструкции МРПК с газовым промежутком 200 мкм и стеклами толщиной 280 мкм при облучении пучком частиц с интенсивностью  $1000 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  временное разрешение должно ухудшиться в 0.243 раза. На рисунке 2.14 представлена зависимость временного разрешения такой МРПК от потока частиц при базовом временном разрешении  $\sigma_t = 40$  пс. Как будет показано в разделе 3.4, экспериментальные данные хорошо подтверждают эту зависимость.

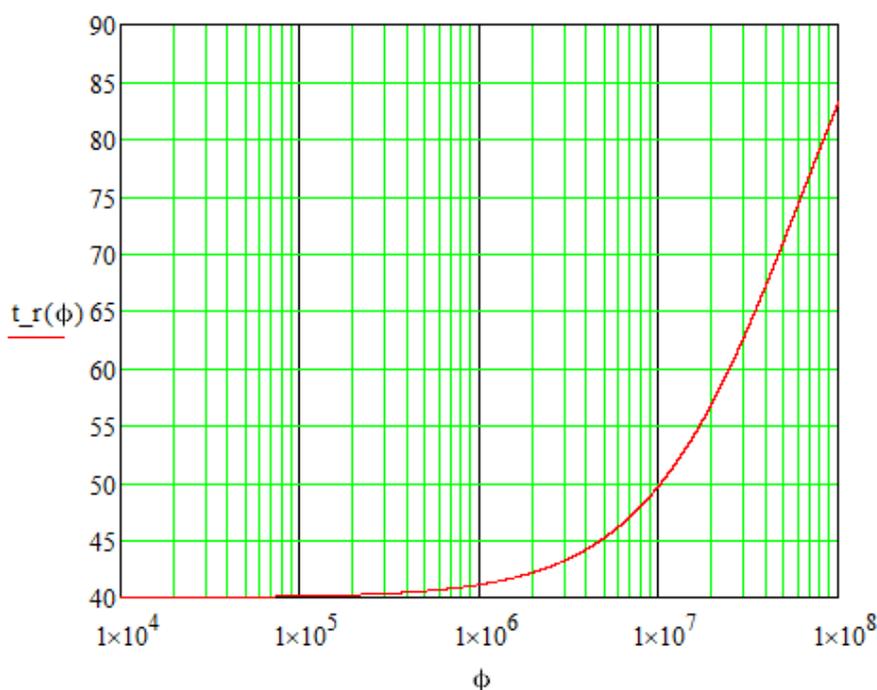


Рисунок 2.14 – Аналитическая зависимость временного разрешения [пс] МРПК от интенсивности потока проходящих через нее частиц [ $\text{м}^{-2}\text{с}^{-1}$ ].

## Глава 3. МРПК для времяпролетной системы MPD

Основная задача данной диссертационной работы состоит в разработке, создании и оптимизации рабочих характеристик многоззорной резистивной плоскопараллельной камеры, удовлетворяющей условиям эксперимента MPD. Процесс оптимизации базового детектора для MPD осуществлялся в несколько этапов. В первую очередь изменения в конструкции МРПК были связаны с глобальными изменениями концепции всей времяпролетной системы многоцелевого детектора и требованиями эксперимента. В третьей главе поэтапно описан процесс разработки окончательной конструкции МРПК для TOF MPD с результатами моделирования и тестирования всех основных характеристик детекторов.

### 3.1 МРПК с пэдовым считыванием

В первоначальной версии MPD [71] была предложена времяпролетная система, по структуре сходная с ToF ALICE. Модули времяпролетной системы планировалось составить из длинных прямоугольных МРПК с пэдовым считыванием (Рисунок 3.1), проективно распределенных внутри модуля [72]. Для исследования рабочих характеристик предложенного детектора был собран первый прототип (Рисунок 3.2), который представляет собой укороченную версию полномасштабного детектора ( $150 \times 75 \text{ мм}^2$ ). Данный прототип состоит из двух «стеков» по 5 газовых промежутков шириной 230 мкм в каждом, разделенных стеклянными резистивными электродами толщиной 550 мкм. Дифференциальные сигналы считываются с изготовленных на печатной плате прямоугольных электродов размерами  $35 \times 16 \text{ мм}^2$  при помощи усилителя-дискриминатора на базе чипа NINO. На таком прототипе МРПК было получено временное разрешение 60 пс [73] при эффективности выше 98% (Рисунок 3.3).

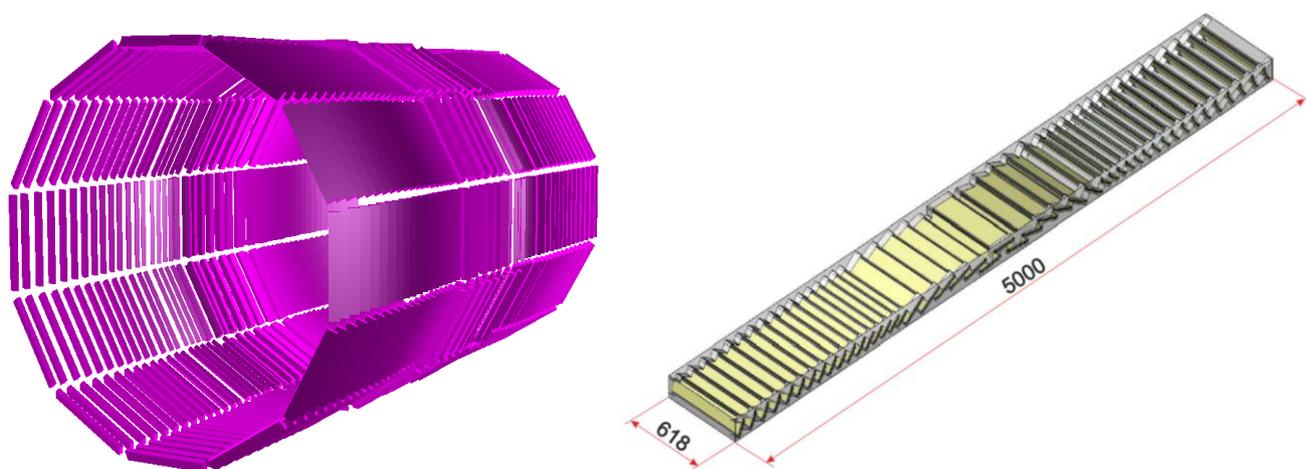


Рисунок 3.1 – Концепция времяпролетной системы MPD на основе МРПК с пэдовым считыванием

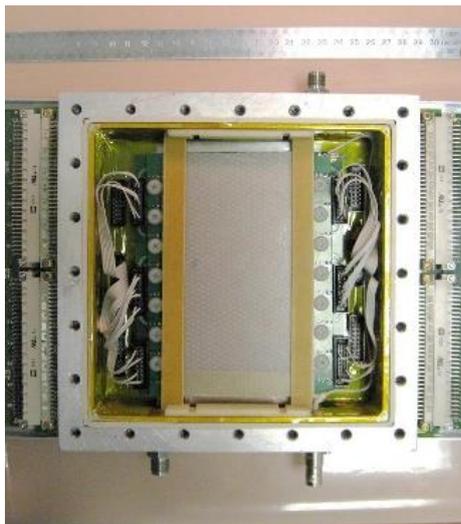


Рисунок 3.2 – МРПК с пэдovým считыванием в газовом боксе

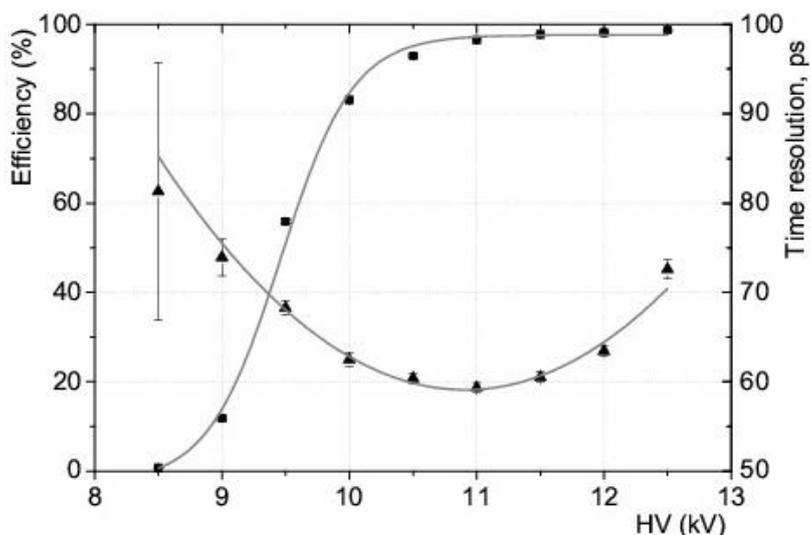


Рисунок 3.3 – Эффективность и временное разрешение прототипа МРПК с пэдovým считыванием

Для данной конфигурации времяпролетной системы было проведено компьютерное моделирование процессов в Geant4, происходящих при столкновении ионов золота при энергиях коллайдера NICA. Симуляция показала, что максимальная множественность вторичных частиц, проходящих через времяпролетную систему, не превышает  $0.002$  частицы/см<sup>2</sup> или около 1% заполняемости одного канала считывания. При этом количество каналов электроники только для цилиндрической части TOF составляет 31680 каналов. Поэтому было решено оптимизировать конструкцию детектора в сторону уменьшения числа каналов электроники. Был выбран наиболее оптимальный вариант – использование в качестве считывающих электродов длинных полос – стрипов. При двустороннем считывании сигналов с такого электрода помимо хорошего временного разрешения можно с достаточно высокой точностью определять и координату пролета частицы вдоль стрипа. Для определения времени пролета частицы через детектор в случае двустороннего стрипового считывания необходимо просуммировать времена прихода сигнала с обеих концов стрипа и разделить их на 2:  $t_{mrpc} = (t_l + t_r)/2$ . Очевидно, что при этом время не зависит от координаты пролета частицы через стрип. Для вычисления координаты вдоль стрипа необходимо знать скорость распространения сигнала по стрипу  $v_p$ . Для этого строится зависимость времени прихода сигнала с каждой стороны стрипа от координаты, из которой вычисляется скорость импульса. Координата определяется следующим образом. Разница времен прихода сигнала с обеих сторон стрипа делится на 2 и умножается на скорость импульса  $x_{along\_strip} = v_p(t_l - t_r)/2$ . Чтобы нулевая координата находилась в середине стрипа, сигналы должны считываться со стрипов кабелями одинаковой длины. В случае разных длин необходимо делать корректировку на эти длины.

### 3.2 Разработка детектора с стриповыми считывающими электродами

Первый прототип МРПК со стриповым считыванием был собран в той же конфигурации, что и пэддовый детектор – два стека по 5 зазоров шириной 220 мкм в каждом (Рисунок 3.4). Основное отличие состояло в размере активной области детектора, которая в соответствии с предлагаемой конструкцией времяпролетной системы TOF MPD составляла 600 x 300 мм<sup>2</sup>. 24 считывающих электрода в виде полосок-стрипов длиной 600 мм и шириной 10 мм располагаются с шагом 12.5 мм на печатных платах внутри и снаружи стеков камеры. Сигналы с обоих концов стрипа посредством плоского кабеля выводятся на вход усилителя-дискриминатора. С усилителя выходят цифровые сигналы в стандарте LVDS и считываются время-цифровым преобразователем.

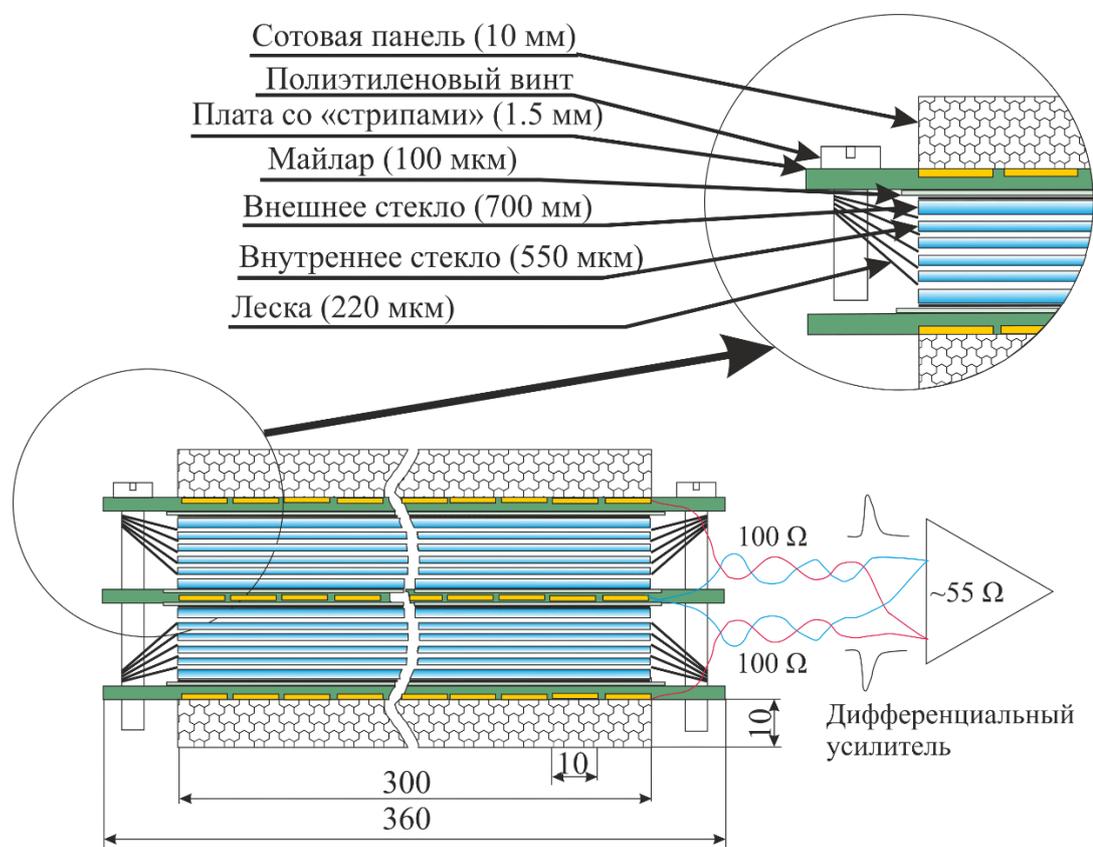


Рисунок 3.4 – Схема первого прототипа двухстековой МРПК со стриповым считыванием

В результате тестирования такой МРПК было выявлено несколько проблем стрипового считывания. Во-первых, заметили сильное искажение сигнала на входе усилителя из-за отражений на краях стрипа и на входе усилителя. Данная проблема может быть решена подбором считывающего кабеля с волновым сопротивлением, близким к дифференциальному импедансу линии считывающих электродов. Но не всегда можно найти кабель с необходимым импедансом. Во-вторых, при подаче дифференциального сигнала с генератора на внутренний и внешний

(анодный и катодный) стрип (Рисунок 3.5), было замечено, что отражение этого сигнала от незатерминированного конца линии возвращалось с различной задержкой для каждого плеча сигнала (Рисунок 3.6). С первого взгляда конструкция выглядит абсолютно симметричной. Но, в действительности, сигнал, проходящий по внешним и внутреннему электродам находится в неравных условиях. Внутренний стрип окружен с обеих сторон стеклотекстолитом (1.5 мм,  $\epsilon \approx 4.4$ ), стеклянными резистивными электродами (6х~400 мкм,  $\epsilon \approx 3.8$ ) с прослойками газа (5х~200 мкм,  $\epsilon \approx 1$ ). Средняя диэлектрическая проницаемость среды  $\epsilon \approx 3.9$ . Скорость распространения сигнала в однородной линии с диэлектриком зависит от диэлектрической проницаемости и геометрии линии передачи сигнала  $v = c/\sqrt{\epsilon\mu}$ . В грубом приближении для симметричной полосковой линии, окруженной однородным диэлектриком,  $1/v \approx 33.35\sqrt{\epsilon}$ . [74].

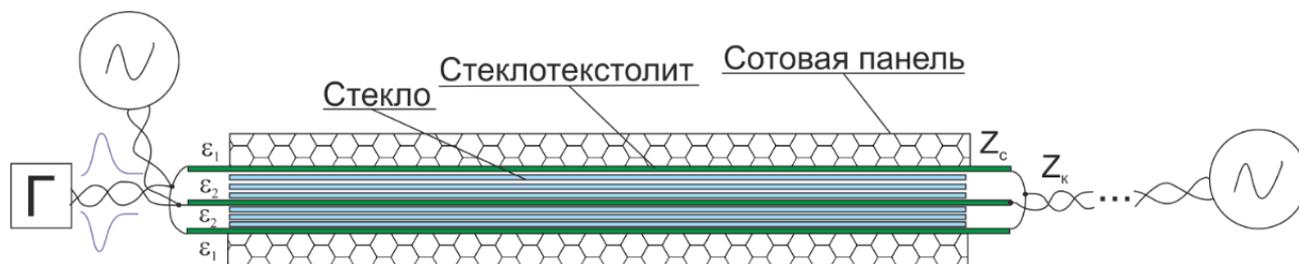


Рисунок 3.5 – Принципиальная схема установки для исследования прохождения сигнала через МРПК

То есть, теоретически, по внутреннему стрипу сигнал должен распространяться со скоростью  $\sim 66$  пс/см. У внешнего стрипа стеклянные резистивные электроды располагаются только с одной стороны. С другой стороны электрода расположена сотовая панель, диэлектрическая проницаемость которой близка к 1. Очевидно, что скорость распространения сигнала по нему должна быть выше. Для такого случая скорость можно вычислить как  $1/v \approx 33.35\sqrt{0.475\epsilon + 0.67}$ , то есть  $\sim 53$  пс/см (если считать диэлектрическую проницаемость сотового наполнителя равной 1, хотя в реальности она чуть выше, что слегка замедлит сигнал). Практически же, из осциллограммы (Рисунок 3.6) видно, что скорость сигнала на внешнем электроде  $7300$  пс /  $120$  см  $\approx 61$  пс/см, а на внутреннем –  $7680$  пс /  $120$  см  $\approx 64$  пс/см. Теоретические значения и измеренные немного различаются из-за емкостного влияния стрипов друг на друга. То есть, сигнал частично распределяется на внешний и внутренний электроды. Это приводит к «завалу» фронтов сигнала, но при проверке с генератора, не сильно влияет на джиттер переднего фронта суммарного сигнала на выходе (от 10 до 15 пс). С другой стороны, замечено сильное уширение заднего фронта суммарного сигнала (с 350 пс до  $\sim 900$  пс), что должно сильно сказаться на процедуре коррекции времени над порогом. В лучшем случае, данная коррекция будет сильно зависеть от координаты пролета частицы вдоль стрипа.

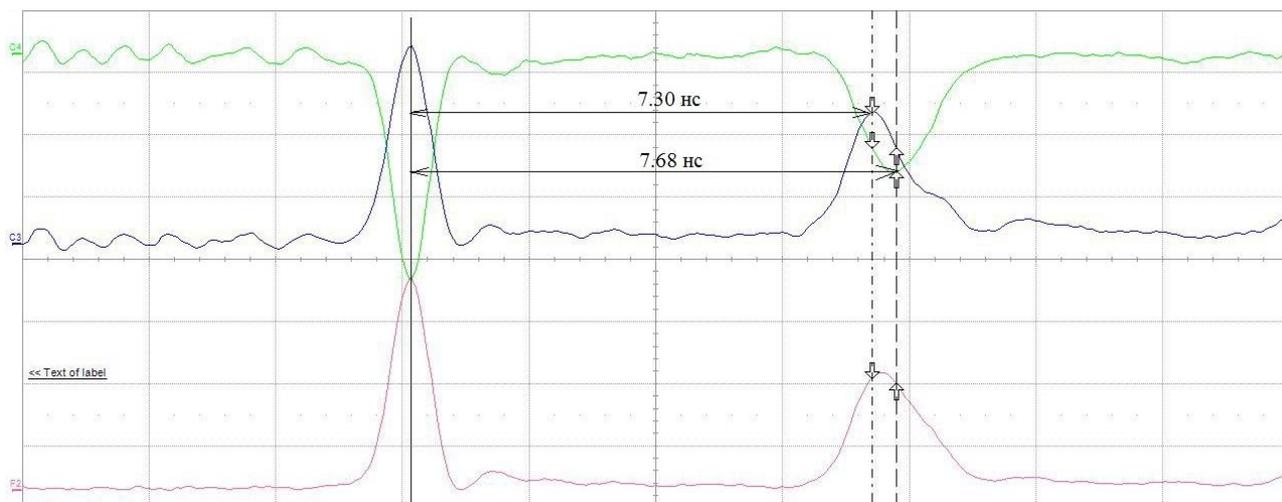


Рисунок 3.6 – Отражение дифференциального сигнала, прошедшего отдельно через анодный и катодный стрипы двухстековой МРПК. Сигнал на внешних электродах быстрее, чем на внутренних.

Чтобы устранить или уменьшить влияние такого эффекта на выходной сигнал, необходимо, чтобы конструкция МРПК была как можно более диэлектрически симметричной. Самым простым симметричным вариантом конструкции является одностековая МРПК, в которой дифференциальный сигнал считывается витой парой с внешних печатных плат. Скорость распространения импульса по линии стрипов будет в такой конструкции максимальной, и согласовать с считывающим кабелем один стек обычно достаточно просто.

Первый собранный вариант [75] одностековой стриповой МРПК имел 6 газовых зазоров шириной 250 мкм (Рисунок 3.7).

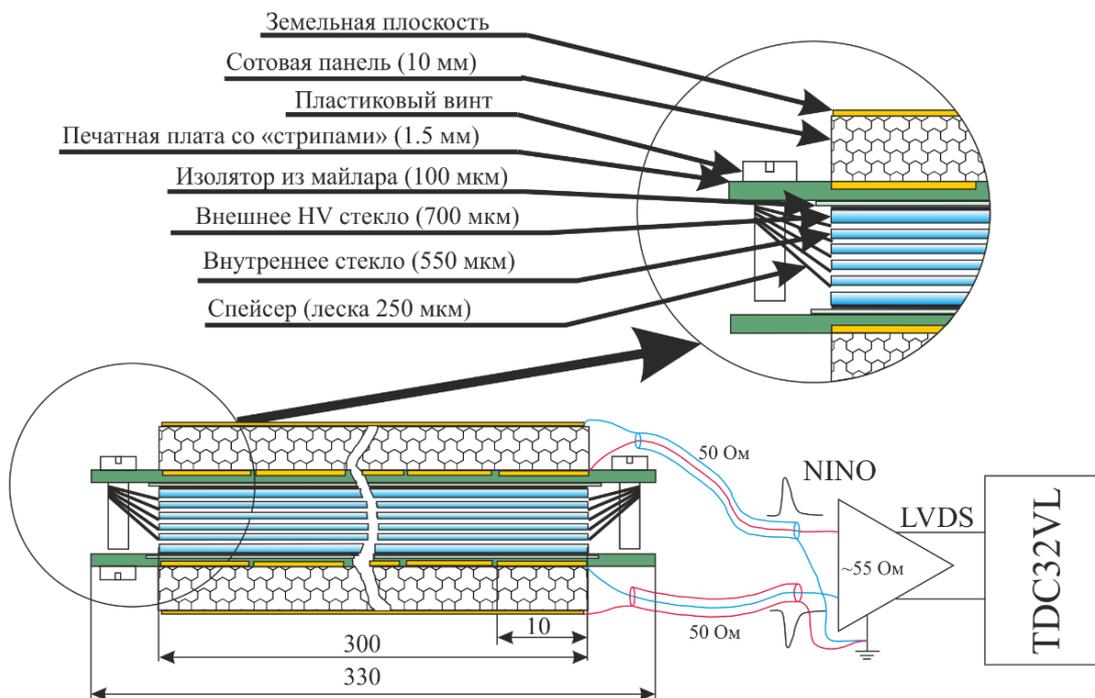


Рисунок 3.7 – Схема первого прототипа одностековой МРПК с коаксиальным считыванием

Зазоры разделялись резистивными электродами из флот-стекла толщиной 550 мкм. Внешние стекла, к которым прикладывалось высокое напряжение, имели толщину 700 мкм и были покрашены проводящей водоземulsionной краской, обеспечивающей поверхностное сопротивление около 10 МОм/□. Предполагалось, что такого количества зазоров будет достаточно для обеспечения высокой эффективности регистрации. Для считывания дифференциального сигнала использовались изготовленные на печатной плате из стеклотекстолита стрипы размерами 600x10 мм, расположенные с шагом 12.5 мм с опорным планом на внешней поверхности сотовой панели толщиной 10 мм. Для считывания сигналов со стрипов в первом прототипе МРПК было предложено использовать коаксиальный кабель. Как оказалось, это было ошибочное решение, так как входной импеданс используемых в первом эксперименте усилителей на базе NINO с времяпролетной системы ToF эксперимента ALICE имеет стандартное входное сопротивление около 55 Ом, а расчетный импеданс полосковой линии стрипов по расчетам составлял около 90 Ом.

Как и предполагалось, при прохождении сигнала с генератора через этот одностековый детектор, дисперсия сигнала не наблюдается и «завал» фронтов сигнала, отраженного от незатерминированного конца стрипа, был не значительный (Рисунок 3.8). Скорость распространения сигнала составляет 59 пс/см. Таким образом, подтверждается, что одностековая конструкция наиболее оптимальна с точки зрения диэлектрической симметричности, и, соответственно, дифференциальный сигнал в такой линии минимально искажается в следствие дисперсии.

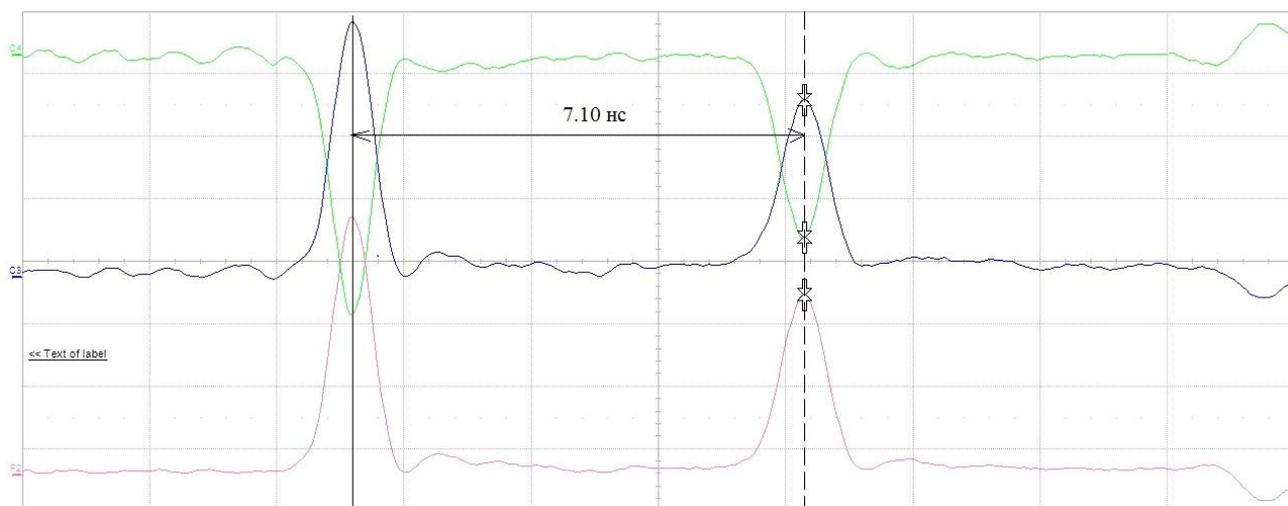


Рисунок 3.8 – Отражение дифференциального сигнала, прошедшего через анодный и катодный стрипы одностековой МРПК. Оба «плеча» сигнала распространяются с одинаковой скоростью.

Первый собранный одностековый прототип МРПК со стриповым считыванием тестировался на установке «АЛЬФА» на выведенном пучке дейтронов Нуклотрона ОИЯИ с энергией 2 ГэВ/нуклон в декабре 2012 года. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 3.9.

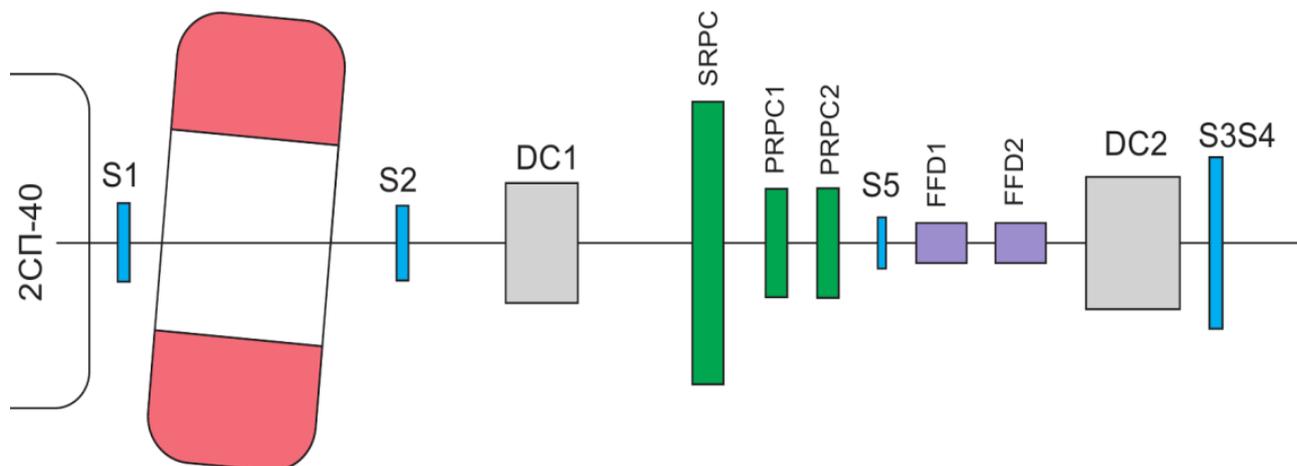


Рисунок 3.9 – Схема экспериментальной установки на выведенном пучке дейтронов Нуклотрона.

В качестве стартового детектора в данном случае использовались первые прототипы быстрого переднего детектора FFD [76] эксперимента MPD, которые испытывались одновременно с МРПК и в данном сеансе имели временное разрешение около 37 пс. Большой стриповый детектор был помещен в герметичный бокс, продуваемый стандартной газовой смесью (смотри раздел 2.1), которая так же использовалась во всех последующих экспериментах. Помимо большой МРПК со стриповым считыванием на пучке были установлены и маленькие детекторы с пэдовым считыванием с известным временным разрешением, которые можно было использовать как стартовые в случае некорректной работы стартовых детекторов на основе микроканальных фотоумножителей.

В результате тестирования оказалось, что такая разница в импедансах линии считывания довольно существенная. Отражение сигнала от концов стрипа оказалось на столько большим, что в спектре длительностей импульсов LVDS (Рисунок 3.10) пик сигнала с наложившимся на него отражением оказался больше пика обычного сигнала. Помимо этого, появилась сильная зависимость формы спектра ширины от координаты пролета частицы вдоль стрипа.

Эта ошибка сильно сказалась и на рабочих характеристиках детектора. Теоретически, в такой комбинации газовых зазоров наилучшая эффективность с максимальным временным разрешением должна достигаться на электростатическом поле порядка 100 – 110 кВ/см, то есть при рабочем напряжении в диапазоне от 15.5–16 кВ. В эксперименте было выяснено, что из-за увеличения влияния отражения на спектр длительности импульса LVDS, деградация временного

разрешения началась на напряжении 14.5 кВ (Рисунок 3.11), когда эффективность не достигала даже 90%, а максимальное временное разрешение 78 пс было получено при эффективности 80%.

Эффект деградации легко объясняется, если посмотреть на зависимость времени пролета частицы между стартовым детектором и форму коррекции «время-над-порогом» для данного случая до (Рисунок 3.12) и после (Рисунок 3.13) осуществления коррекции. С увеличением прилагаемого к детектору высокого напряжения увеличивается и пик отраженного сигнала. Таким образом, коррекция, которая использовалась для меньших напряжений, для отраженного пика уже не работает. Помимо увеличения пика отражения, при больших напряжениях начинает увеличиваться количество стримерных разрядов, которые так же негативно влияют на временное разрешение МРПК. Несмотря на деградацию временного разрешения, было видно, что эффективность детектора продолжает расти с ростом напряжения, поэтому была продолжена оптимизация одностековой конструкции в направлении улучшения эффективности и согласованности линии считывания.

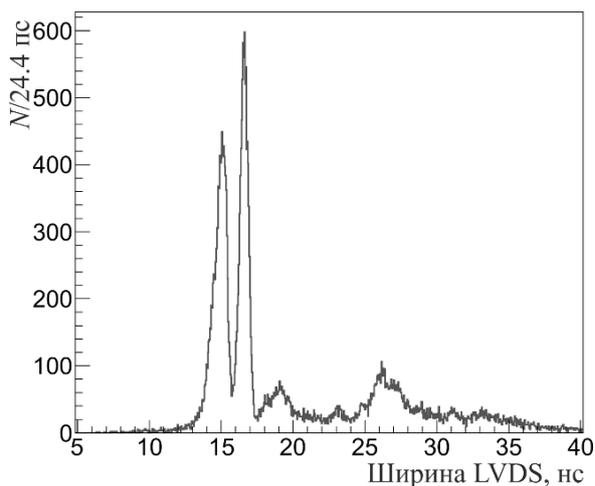


Рисунок 3.10 – Спектр ширин импульсов первой одностековой МРПК

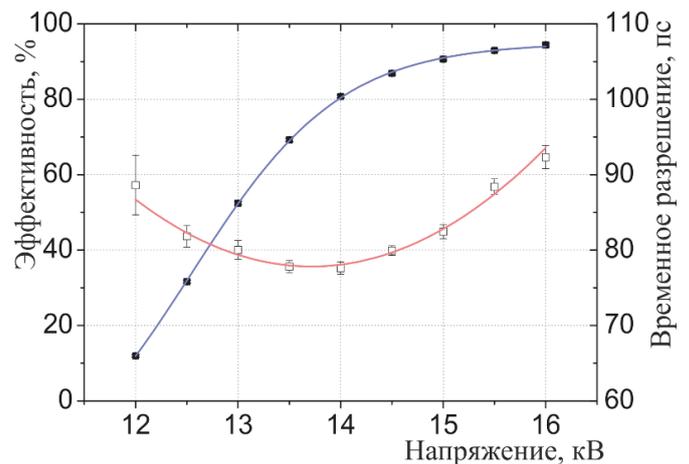


Рисунок 3.11 – Эффективность и временное разрешение первой одностековой МРПК в зависимости от напряжения

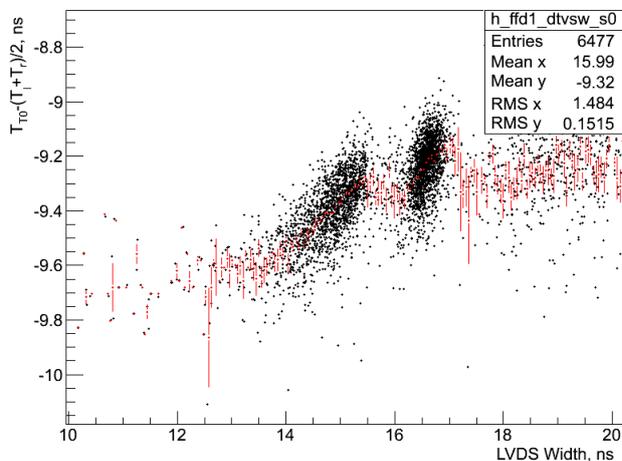


Рисунок 3.12 – Зависимость времени пролета от ширины импульса до корректировки (15 кВ)

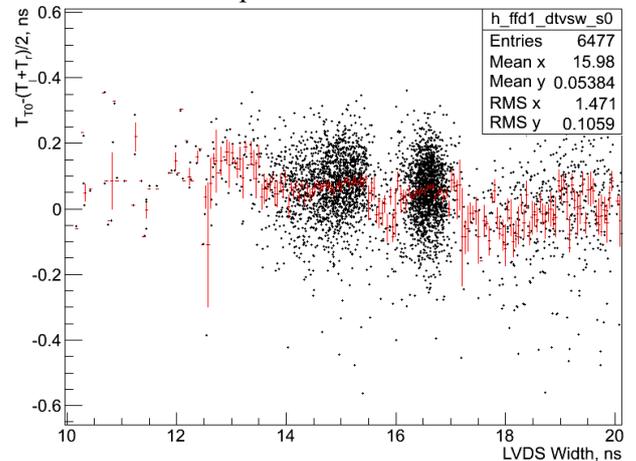


Рисунок 3.13 – Зависимость времени пролета от ширины импульса после коррекции (15 кВ)

Во втором сеансе тестирования быстрых детекторов на Нуклотроне в марте 2013 года был учтен опыт работы с первыми прототипами МРПК и для проверки были изготовлены два детектора: одностековый и двухстековый. Одностековая МРПК (Рис. 3.14) имела 6 зазоров по 230 мкм, разделенные резистивными электродами толщиной 550 мкм, и размерами активной области 600x300 мм<sup>2</sup>.

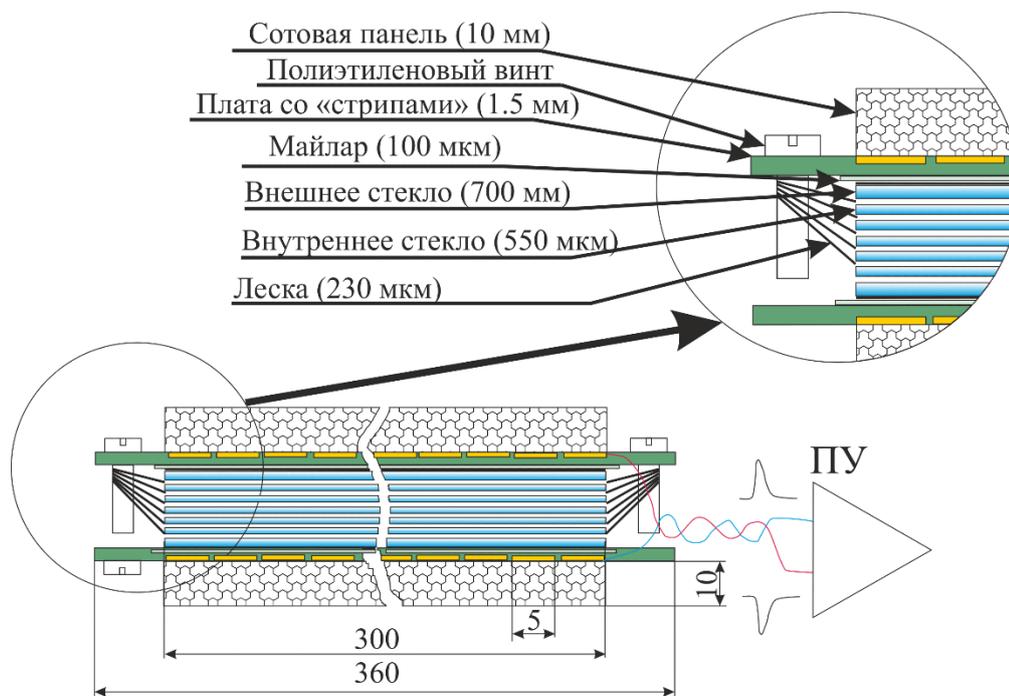


Рисунок 3.14 – Схема одностековой МРПК со стриповым считыванием

Главной особенностью детектора была хорошо согласованная линия считывания. Было решено увеличить импеданс за счет уменьшения ширины стрипа в два раза. Таким образом, сигналы считывались с двух сторон 48 стрипов шириной 5 мм с шагом 6.125 мм. Дифференциальный импеданс стрипов оказался очень близким к 110 Ом, поэтому сигнал со стека считывался в усилитель посредством витой пары с таким же сопротивлением. Входное сопротивление усилителя может регулироваться, по спецификации, в пределах от 25 до 75 Ом. Поэтому при тестировании одностековой МРПК на усилителе было установлено максимальное входное сопротивление. Таким образом, линия стрип-кабель была согласована, но кабель не был согласован с входом усилителя. Даже с таким согласованием импедансов в спектрах ширины импульсов одностекового детектора пик отражения сильно уменьшился, но заметно менялся от координаты попадания частиц вдоль стрипа (Рис. 3.15). При проведении коррекции времени над порогом даже небольшое изменение спектра может ухудшать временное разрешение.

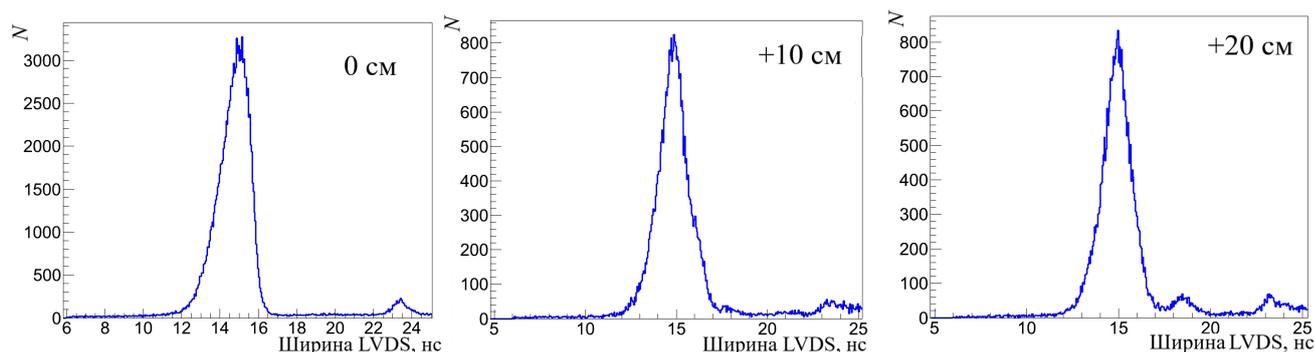


Рисунок 3.15 – Спектры ширин с одностековой МРПК со стрипами шириной 5 мм при различных положениях детектора относительно пучка частиц. Напряжение – 16.5 кВ

При испытании на пучке дейтронов Нуклотрона наилучшее временное разрешение одностековой МРПК достигло 70 пс (Рисунок 3.18), что оказалось значительно лучше, сравнительно с первым одностековым детектором. При этом эффективность детектора на плато не превышала 95%. Изменение порога дискриминации усилителя-дискриминатора улучшало эффективность, но сильно ухудшало временное разрешение детектора. Из полученных результатов был сделан вывод, что для дальнейшего развития конструкции с требуемыми для времяпролетных измерений параметрами, необходимо отталкиваться от симметричной одностековой конструкции. Важным условием разработки такого детектора является такой подбор волновых сопротивлений всех элементов линии считывания, чтобы импеданс этой линии был как можно ближе к входному сопротивлению усилителя. Можно было увеличивать число зазоров в одном стеке и, как следствие, подаваемое на стек высокое напряжение. Но это усложнило бы высоковольтную систему, а также повлияло бы на импеданс линии стрипов. Поэтому был выбран путь увеличения числа стеков МРПК с известным импедансом линии считывания.

Проблема эффективности одностекового детектора была решена добавлением второго абсолютно идентичного стека к уже существующему. Особым отличием от обычной двухстековой конструкции у данного прототипа было наличие разделяющей стеки прокладки в виде сотовой панели толщиной 5 мм (Рисунок 3.16). Благодаря этому, диэлектрическая среда вокруг внутренних и внешних считывающих электродов стала более однородной и скорости распространения сигналов по аноду и катоду выровнялись.

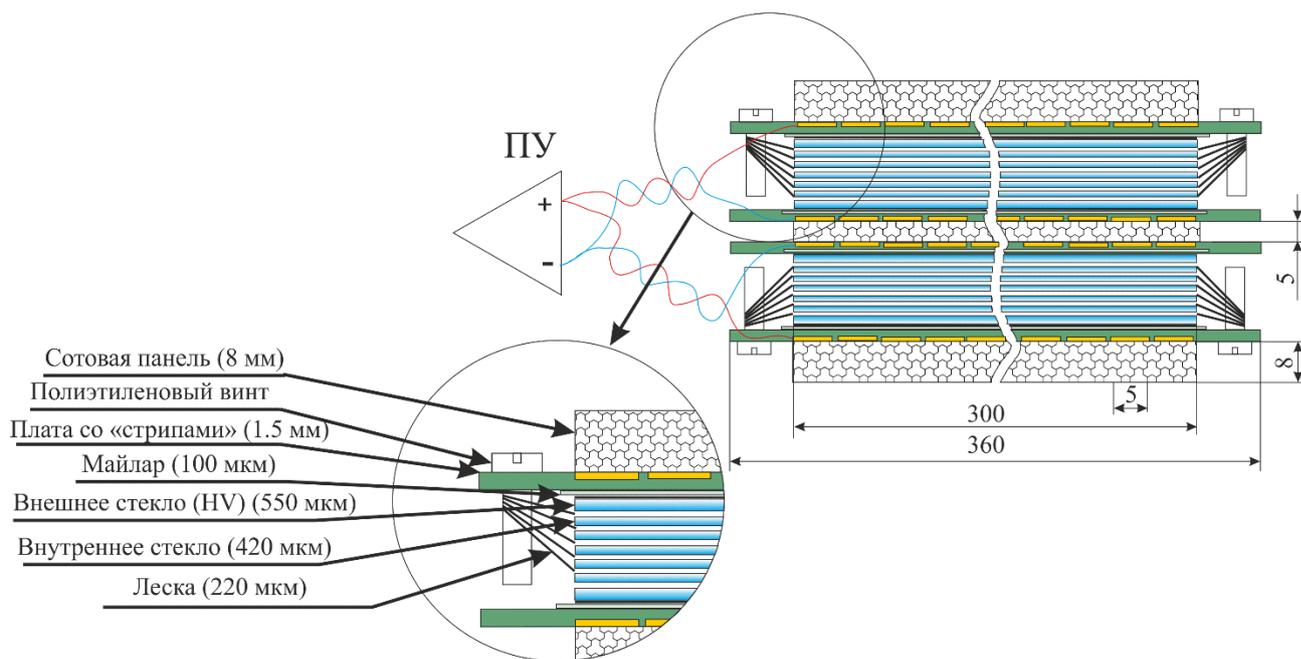


Рисунок 3.16 – Двухстекловая конструкция МРПК с прокладкой из сотовой панели между стеклами

Другой характерной особенностью такой конструкции было считывание сигнала со стриповых электродов, дифференциальный импеданс которых, как было сказано раньше, был очень близок к волновому сопротивлению стандартной витой пары, то есть 110 Ом. Таким образом, волновое сопротивление линии «стрип-кабель» оставалось хорошо согласованным. Далее витые кабели с каждой пары анодных и катодных стрипов, находящихся друг над другом, параллельно подключались на вход усилителя. При параллельном соединении витых пар с волновым сопротивлением 110 Ом их общее волновое сопротивление становится близким к 55 Ом, что соответствует входному сопротивлению чипа NINO. Благодаря этому, при перемещении центра детектора даже на расстояния более 20 см относительно пучка частиц спектры ширины LVDS почти не изменялась (Рисунок 3.17).

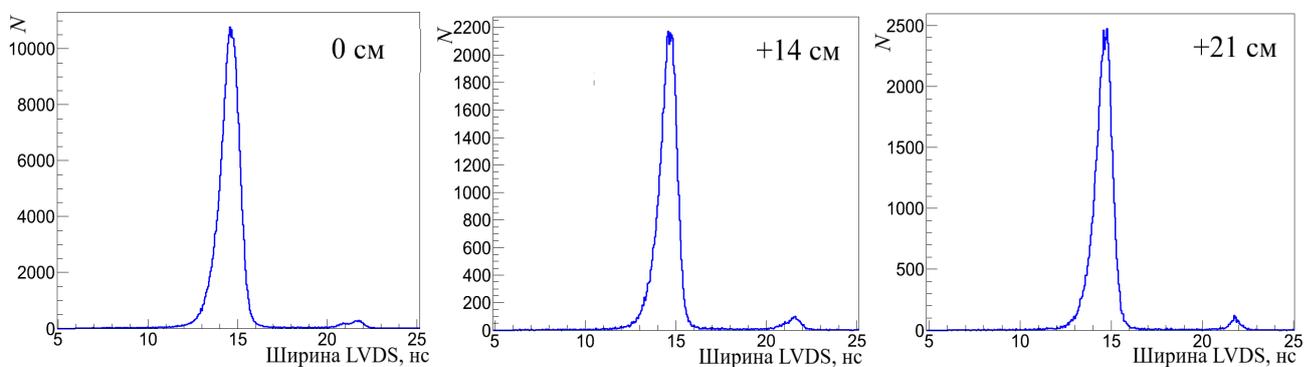


Рисунок 3.17 – Спектры ширины сигналов двухстекловой МРПК со стрипами шириной 5 мм при различных положениях детектора относительно пучка частиц. Напряжение – 15.5 кВ

При испытаниях на пучке дейтронов Нуклотрона итоговые характеристики такого двухстекового детектора оказались заметно лучше, чем у одностековой МРПК. Спектры ширины LVDS импульсов такого детектора имеют хорошую форму без лишних пиков, и эта форма не зависит от координаты частицы вдоль стрипа. Благодаря этому коррекция времени над порогом проводится достаточно легко с применением двух-трех полиномов второй-третьей степени (Рисунок 3.18). В результате, зависимость времени пролета (Рисунок 3.19) приобретает прямую форму, что приводит к минимальной дисперсии распределения времени пролета.

Наилучшее временное разрешение такой конструкции составило 65 пс при эффективности выше 99% (Рисунок 3.19). Как и предполагалось, благодаря хорошему согласованию и минимальной дисперсии временное разрешение двух одностековых МРПК, объединенных при помощи сотовой панели, практически не зависит от координаты пролета частицы вдоль стрипа (Рисунок 3.21).

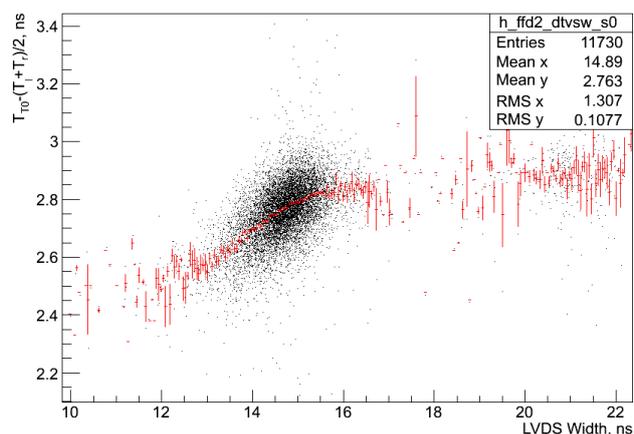


Рисунок 3.18 – Временя пролета МРПК с двумя стеками от ширины импульса без коррекции (15.5 кВ)

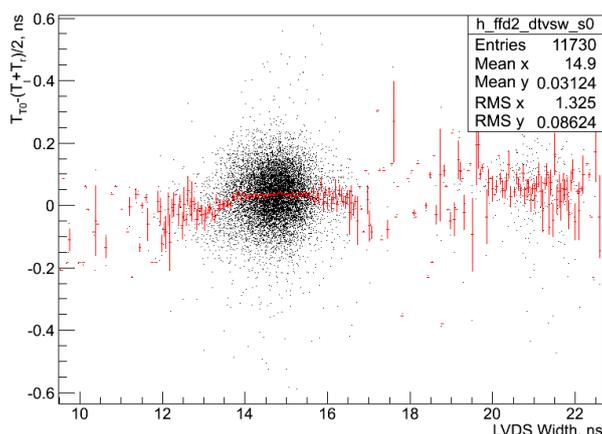


Рисунок 3.19 – Время пролета МРПК с двумя стеками от ширины импульса после корректировки

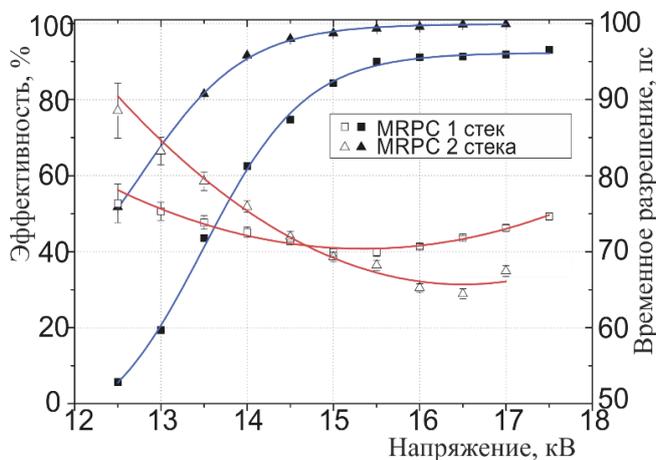


Рисунок 3.20 – Эффективность и временное разрешение одно- и двухстековых стриповых МРПК

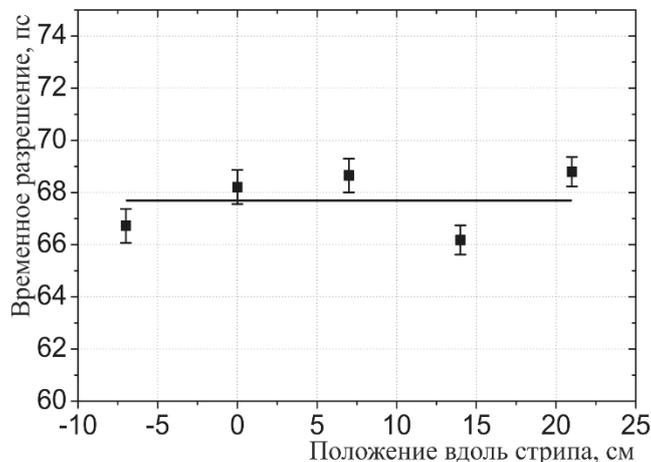


Рисунок 3.21 – Временное разрешение в зависимости от координаты частиц вдоль стрипа

Необходимо отметить, что наилучшее временное разрешение было достигнуто при рабочем напряжении 16.5 кВ (дифференциальном напряжении  $\pm 8.25$  кВ). Технически, такое напряжение требует использования специальных источников высоковольтного питания, кабелей и разъемов. Стоимость, сложность и размеры такого оборудования существенно больше, чем у стандартного высоковольтного оборудования до 8 кВ. Поэтому, конечно, снижение рабочего напряжения осталось одной из приоритетных задач дальнейшей оптимизации конструкции камеры.

Данная двухстековая конструкция многоззорной резистивной плоскопараллельной камеры долгое время рассматривалась как базовая для создания времяпролетной системы эксперимента MPD на NICA. Но ее небольшие недостатки, такие как: высокое рабочее напряжение, большое количество каналов считывания и толщина конструкции (из-за спейсера и большого количества стекла) оказались достаточным основанием для продолжения оптимизации детектора. Результатом этой работы стало создание принципиально новой трехстековой МРПК, в которой сочетался весь полученный ранее экспериментальный опыт и теоретические вычисления и симуляции.

Первые работы по оптимизации МРПК со стриповым считыванием привели к следующим выводам:

- для улучшения эффективности регистрации детектор должен иметь как можно большее число газовых зазоров, разделенных резистивными электродами с наименьшей толщиной и наибольшей диэлектрической проницаемостью для уменьшения эффекта взвешенного поля;
- газовые зазоры должны быть поделены на части (стеки) для уменьшения рабочего напряжения и лучшего согласования линии считывания;
- анодный и катодный считывающие электроды должны находиться в одинаковой диэлектрической среде для исключения дисперсии дифференциального сигнала за счет скорости распространения (т.е. конструкция должна быть симметричной);
- ширина стрипов и диэлектрики между анодом и катодом должны быть подобраны таким образом, чтобы дифференциальный импеданс линии анодного и катодного стрипа хорошо согласовался с импедансом считывающего кабеля;
- общий импеданс линии должен быть как можно ближе к входному сопротивлению усилителя, которое, в свою очередь, должно быть на сколько возможно малым.

### 3.3 Трехстековая конструкция МРПК

Исходя из выводов предыдущего раздела, была предложена принципиально новая трехстековая конструкция МРПК [77, 78], практически полностью удовлетворяющая всем изложенным выше выводам. Первые прототипы МРПК (Рисунок 3.22) размерами 600x300 мм<sup>2</sup> состояли из трех стеков по 5 зазоров шириной 200 мкм в каждом, которые разделяются коммерческим флоат-стеклом. Первые прототипы выполнялись из стекла различной толщины: 280 и 400 мкм. Стекла толщиной 280 мкм впервые были использованы для создания времяпролетного детектора такой большой площади. Высоковольтный слой с поверхностным сопротивлением в диапазоне 5 – 20 МОм/□ наносится на внешние стороны стеклянных электродов толщиной 400 мкм (или 550 мкм в детекторах с внутренними стеклами 400 мкм), которые отделяются от стеклотекстолитового считывающего электрода листом полиимида толщиной 50 мкм для дополнительной защиты от пробоя. Высоковольтное стекло дополнительно проклеивается по периметру полиимидной клейкой лентой для лучшей электроизоляции от заземленных электродов. Высоковольтные контакты из медного скотча приклеиваются к печатной плате. Один конец скотча заходит под стекло и в этом месте для лучшего контакта с высоковольтным слоем приклеивается проводящей краской. Другой стороной контакт приклеивается на специально вытравленных контактах для высоковольтного разъема, который подпаивается позже.

Считывающие электроды в этой новой конструкции были выполнены в виде четырехслойной стеклотекстолитовой печатной платы, в которой полосы располагаются на внутреннем слое платы для лучшей изоляции их от высоковольтного слоя.

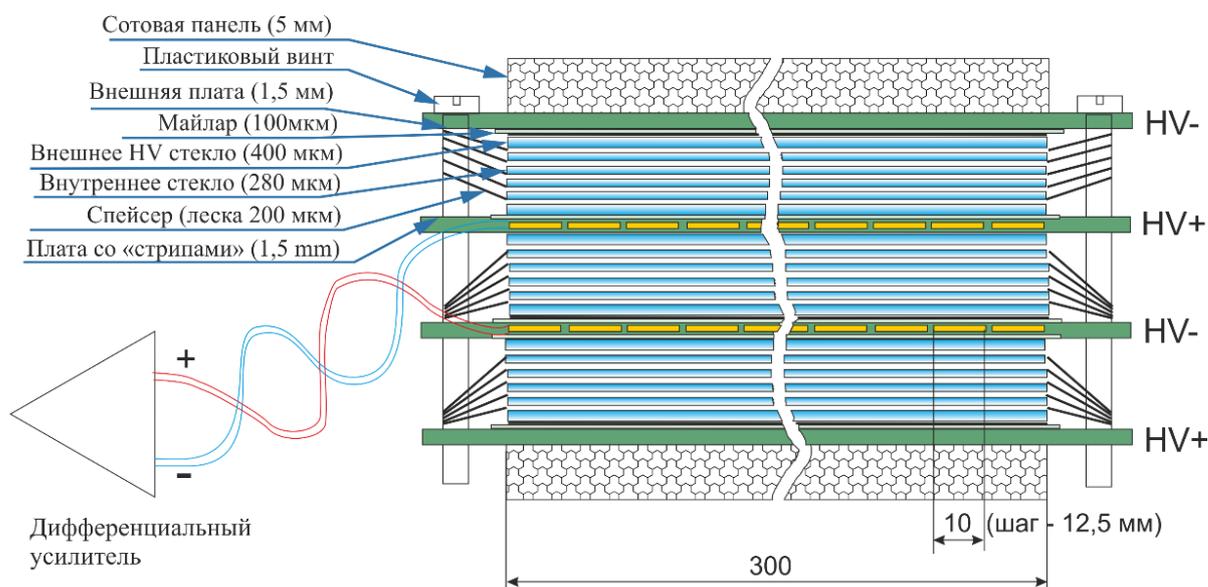


Рисунок 3.22 – Схема устройства трехстековой МРПК

Длина электродов соответствует длине печатной платы и в первом прототипе составляла 600 мм. Что касается ширины стрипа, то в данной конструкции решили вернуться к 10 мм. Это было сделано для уменьшения дифференциального импеданса линии, а также для уменьшения числа каналов электроники одного детектора. Платы с анодными и катодными электродами располагаются только на внутреннем стекле. Внешние электроды выполнены из чистого стеклотекстолита без каких-либо электродов. В качестве опорного плана для дифференциальной линии стрипов в данном случае выступает металлический корпус газового объема, который расположен на расстоянии, значительно превышающим расстояния между анодными и катодными стрипами. К такому принципу съема наведенного сигнала с МРПК пришли, анализируя и исследуя различные варианты электродов и кабелей.

### *3.3.1 Сравнительный анализ вариантов считывания сигналов с трехстековой МРПК*

Дифференциальная линия стрипов многозазорной резистивной плоскопараллельной камеры, с точки зрения теории высокочастотной передачи данных [79, 80], является полосковой линией со связью по широкой стороне дорожек. Характерной особенностью таких линий является сильная взаимная связь между дифференциальными электродами. То есть, при любом изменении тока на одном из проводников, быстро происходит взаимная компенсация токов (то есть, они всегда комплементарны). Классический вид такой линии подразумевает наличие анодного и катодного проводников и, так называемого, опорного плана для прохождения обратных токов. В случае трехстековой МРПК сравнивались четыре различных варианта считывания сигнала со стрипов.

В первом случае (Рисунок 3.23 а) предлагалось выполнить считывающие электроды в виде классической полосковой линии, в которой анодные и катодные стриповые проводники располагаются на внутренних печатных платах, а в качестве опорного плана выступает сплошной слой меди на внешних электродах. Расчеты и измерения для данного случая показали, что волновое сопротивление такой линии находится в пределах от 40 до 45 Ом. Дифференциальный сигнал в этом случае возможно считывать сдвоенной витой парой в экране, а внешние плоскости подключить на аналоговую землю усилителя. При такой конфигурации считывающих электродов заряд со всех стеков будет равномерно наводиться на линию и взаимно компенсироваться при срабатывании любых зазоров. Основным недостатком такой линии является очень близкое расположение опорного плана к дифференциальной паре. Поэтому взаимная связь анодного и катодного стрипа сравнима с их связью с опорным планом. Это приводит к тому, что большая часть заряда, уходящая в виде обратных токов, теряется, так как усилитель NINO устроен таким образом, что усиливается только ток, текущий по

дифференциальной линии (смотри раздел 2.3.6). Другим существенным недостатком такого считывания будет большие перекрестные наводки, которые возникают из-за сильной емкостной связи между стрипами через внешний электрод. При испытании МРПК с металлизированными внешними электродами, действительно оказалось, что перекрестные наводки составляют около 30 процентов от сигнала, а также из-за плохого согласования линии «стрип-кабель» возникают отражения. Это все негативно сказывается на рабочих характеристиках детектора.

Другой возможной вариант конфигурации считывающих электродов, который изначально рассматривался как основной, предполагал использование одинаковых по конструкции внешних и внутренних электродов (Рисунок 3.23 б). При этом внешние стрипы так же, как и в предыдущем варианте заземлялись бы через экран витой пары. Как и в предыдущем случае, волновые сопротивления всех элементов такой линии достаточно близки друг к другу, и значительно уменьшаются перекрестные наводки из-за дополнительной емкостной связи между соседними внешними стрипами. Проблема обратных токов через внешние стрипы и небольшой несогласованности дифференциального волнового сопротивления стрипов и кабеля по-прежнему, остается.

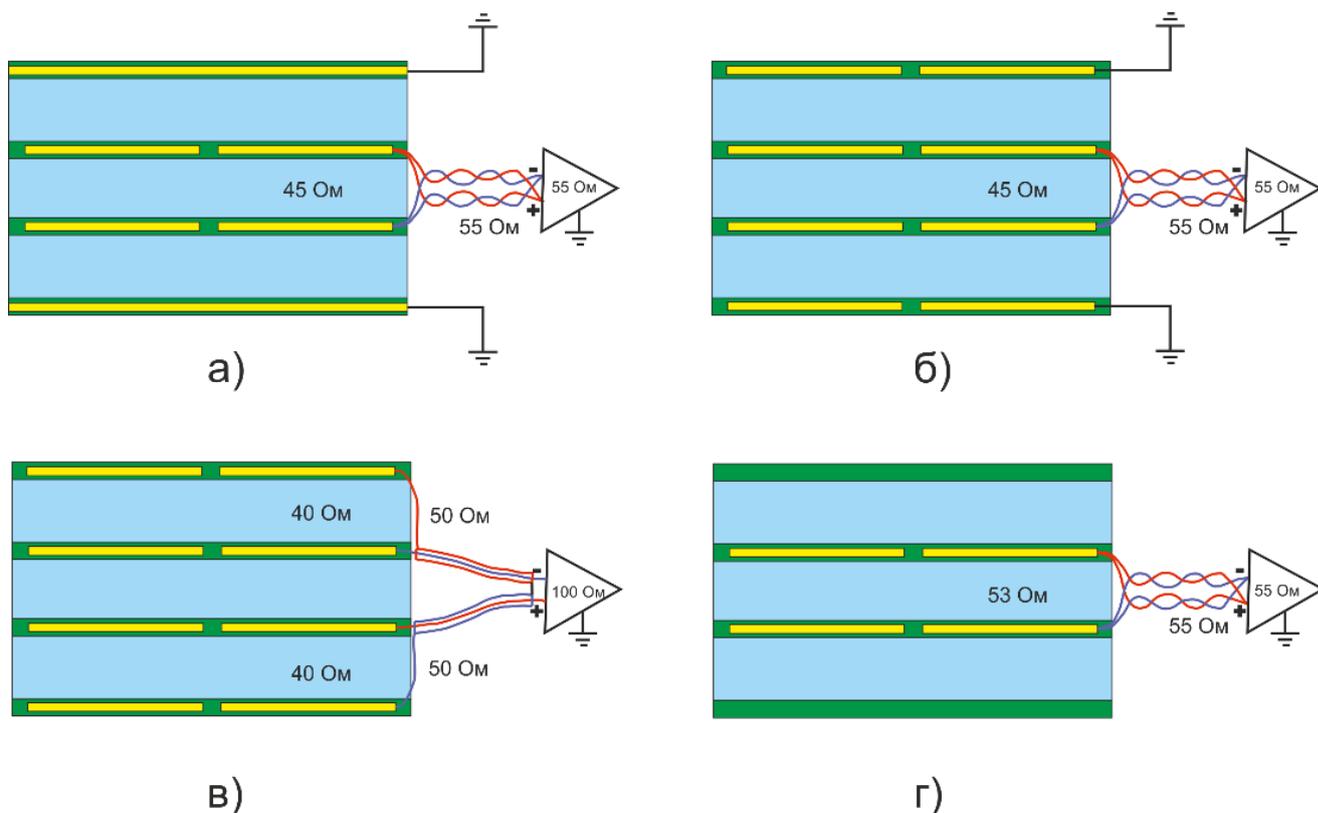


Рисунок 3.23 – Возможные варианты считывания дифференциального сигнала с трехстековой МРПК

В обоих рассмотренных выше случаях сигнал со стрипов снимается двойной витой парой в экране. Такой кабель коммерчески доступен для конкретных приложений, но обычно имеет большой диаметр и специфичное волновое сопротивление. Заказать же индивидуальное производство кабеля с необходимыми характеристиками экономически не выгодно, так как стоимость разработки будет значительно превышать стоимость необходимого количества кабеля. Конечно, вместо витой пары можно использовать обычный коаксиальный кабель с волновым сопротивлением 50 Ом. В таком случае можно из коаксиальных кабелей сделать дифференциальную пару (Рисунок 3.23 в), жилы которых подключаются к внутренним стрипам, а оплетки на внешние стрипы. При таком соединении волновое сопротивление стрипов и кабеля будет довольно близким, и весь наведенный на стрипы заряд будет сниматься кабелем. Дисперсия в данном случае не будет играть роли, так как обратный ток будет течь через оплетки и взаимно компенсироваться на стороне усилителя. Основным недостатком такой линии является то, что при последовательном присоединении анодного и катодного кабелей на вход усилителя их общее волновое сопротивление становится близким к 100 Ом. Входное сопротивление чипа NINO, по спецификации, может устанавливаться в диапазоне от 40 до 75 Ом [60] с наилучшими характеристиками при сопротивлении 55 Ом. Поэтому даже на максимальном входном сопротивлении будет возникать отражение от входа усилителя.

При моделировании волновых характеристик линии стрипов трехстековой МРПК обнаружилось, что если увеличивать расстояние между опорным планом и внутренними стрипами, то дифференциальное волновое сопротивление пары растет и при расстояниях, превышающих ширину стрипов в 2 раза, практически приближается к 53 Ом (Рисунок 3.24).

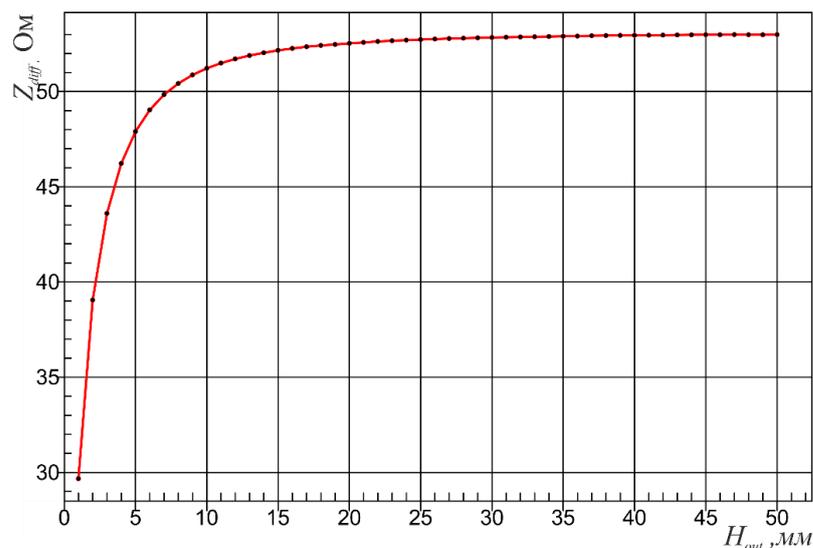


Рисунок 3.24 – Зависимость дифференциального волнового сопротивления стрипов от расстояния от внутренних стрипов до опорного плана. Расчет произведен в программе Polar Si9000 Field Solver

Поэтому было решено использовать для считывания такую конфигурацию считывания, где стрипы располагаются на внутренних считывающих электродах, а внешние платы останутся без металлизации (Рисунок 3.23 г). При тестировании и последующей работе детекторы будут помещаться в металлический заземленный бокс, который будет играть роль опорного плана в дифференциальной линии считывания. Обратные токи при этом практически полностью текут только по дифференциальной паре, взаимная связь электродов которой максимальна. В этой конструкции нет существенных проблем с отражением сигналов от концов стрипа и входа усилителя, так как все волновые сопротивления близки друг к другу. Дифференциальный импеданс такой линии составляет 53 Ом, что позволяет считывать сигнал при помощи двойной параллельной витой пары напрямую в усилитель NINO без использования согласующих резисторов. Катодный и анодный стрипы находятся в одинаковой среде проводников и диэлектриков, поэтому скорости распространения сигнала вдоль катода и анода в такой линии передачи равны. При тестировании от генератора такой линии не наблюдается значительной дисперсии (Рисунок 3.25) и отражение сигнала минимально.

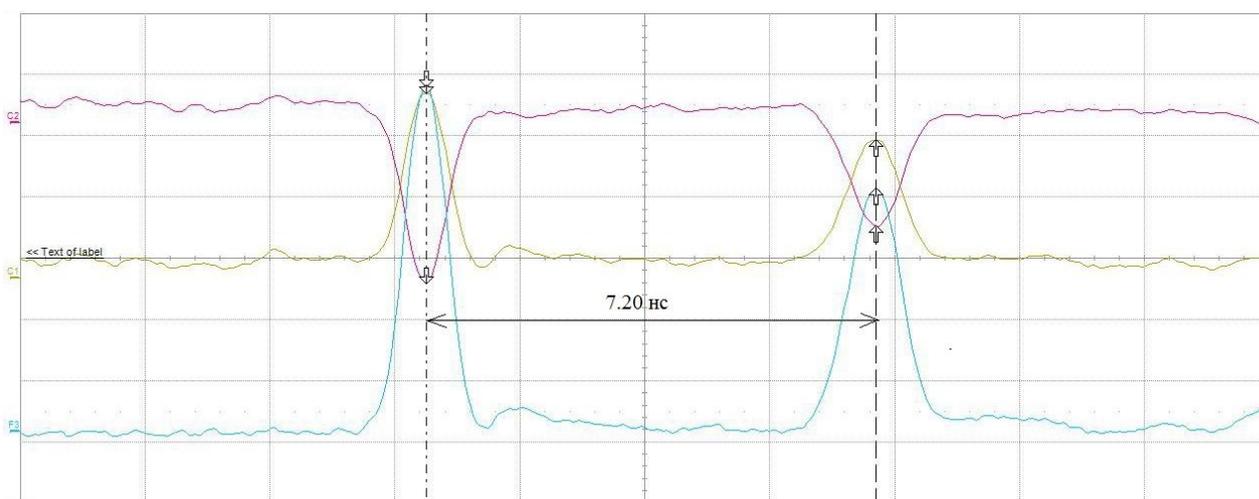


Рисунок 3.25 – Отражение сигнала, прошедшего через анодный и катодный стрипы трехстековой МРПК

Поскольку в такой МРПК одинаковое высокое напряжение подается на все три стека, сигналы от лавин индуцируются на расположенные на центральных печатных платах стрипы как от внутреннего, так и от внешнего стека. Помимо таких преимуществ трехстековой МРПК, как слабое отражение сигналов в линии в следствие ее хорошей согласованности и малой дисперсии в полностью диэлектрически симметричной конструкции еще одно преимущество этой конструкции заключается в том, что большое количество газовых промежутков должно улучшать временное разрешение детектора [63]. Комбинация тонкого стекла и большого количества узких зазоров должна улучшать загрузочные способности детектора [23].

Главный недостаток трехстековой МРПК заключается в эффекте уменьшения эффективности, который появляется из-за отсутствия металлических электродов на внешних платах. Как оказалось, индуцированный на считывающие электроды заряд лавинами из внешних стеков намного меньше, чем из внутренних.

На рисунке 3.26 представлен пример моделирования взвешенного поля для трехстековой конструкции МРПК с внешними платами без металлизации при помощи приложения COMSOL Multiphysics. Принцип определения взвешенного поля был описан в главе 2.3.1. В данном случае на один из стрипов подан потенциал  $V_w = 1$  В, а все остальные электроды заземлены. По величине электростатического поля  $E_w$  в зазорах вычисляется значение взвешенного поля  $E_w/V_w$ , которое определяет отношение заряда, наведенного на стрипы, и заряда, возникшего в произвольной точке любого газового зазора детектора.

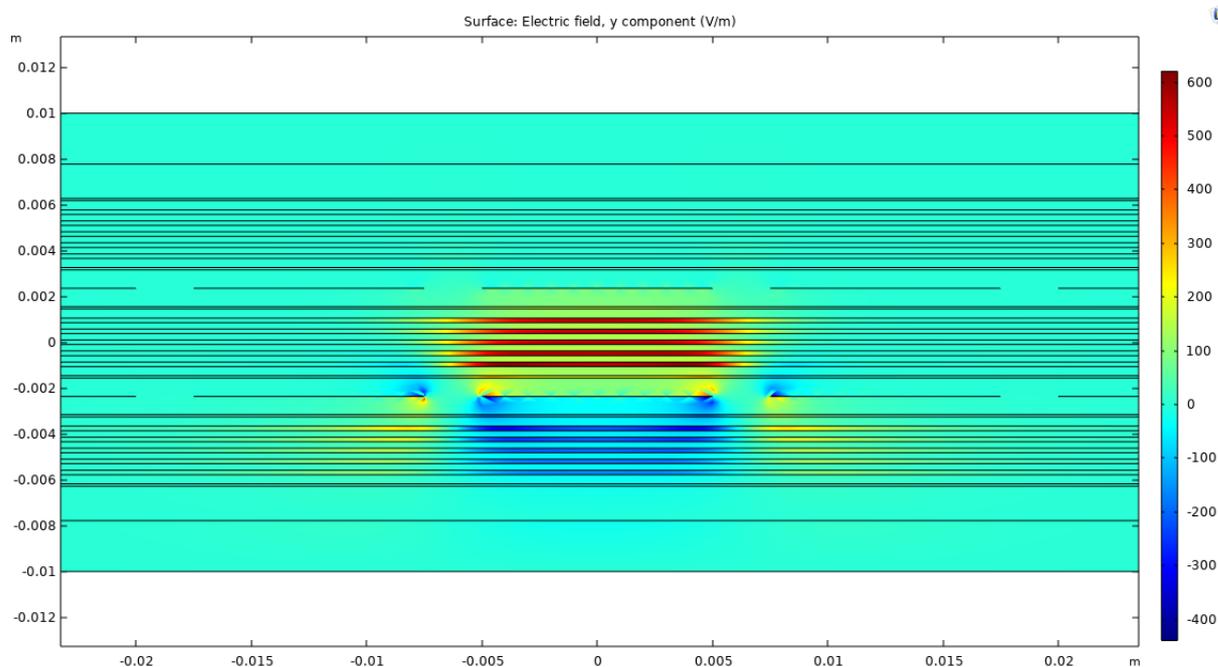


Рисунок 3.26 – Система проводников и диэлектриков для определения взвешенного поля в МРПК. Электростатическое поле имеет размерность  $[E_w] = [В/м]$ .

В результате моделирования взвешенных полей в трехстековой МРПК без внешних стрипов и со стрипами на внешних платах были получены результаты, представленные на рисунке 3.27. Очевидно, что взвешенное поле для детектора со стрипами на внешних электродах, идентично как от зазоров внешних стеков, так и от зазоров во внутреннем стеке, что говорит об их одинаковой эффективности. Если же металлические стрипы убрать с внешних печатных плат, то среднее значение взвешенного поля падает почти в три раза. То есть, заряд, наведенный на считывающие электроды лавинами из зазоров внешних стеков будет в три раза меньше индуцированного заряда лавин из внутреннего стека. Эффективность детектора напрямую

зависит от величины наведенного на электроды заряда. Таким образом, сравнивая детекторы без внешних стрипов и с внешними стрипами, можно сделать вывод, что при одном и том же рабочем напряжении средняя эффективность детектора без внешних стрипов будет почти в два раза ниже, чем у детектора с внешними стрипами.

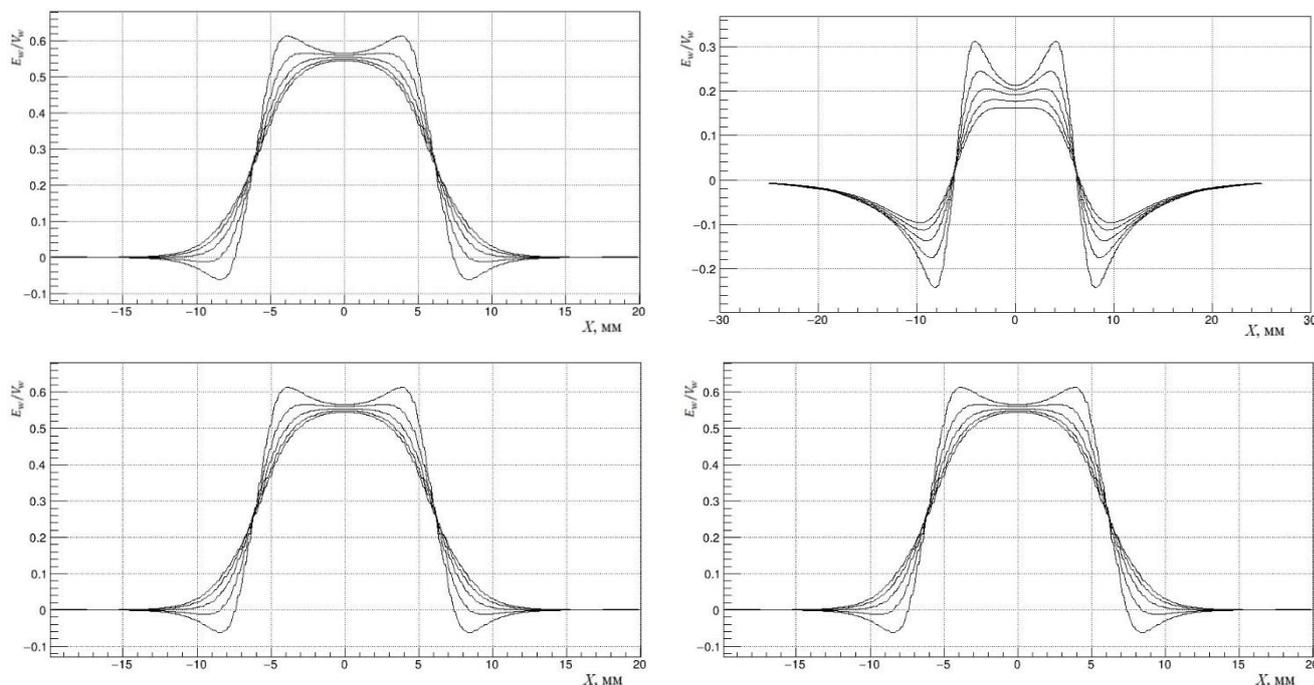


Рисунок 3.27 – Вычисленные значения взвешенного поля для лавин в пяти газовых зазорах, расположенных во внутреннем стеке (слева) и внешнем стеке (справа) трехстековой МРПК. Результаты представлены для МРПК без стрипов на внешних печатных платах (вверху) и со стрипами (внизу). Размерность взвешенного поля  $[E_w/V_w] = [В/мм]$ .

Этот недостаток предложенного варианта считывания, конечно, очень существенный, но, все же, основной задачей оптимизации конструкции МРПК было достижение максимального временного разрешения при эффективности выше 95%. Для достижения наилучшего временного разрешения при стриповом считывании более важную роль играет сохранение первоначальной формы сигнала, а не эффективность. Поэтому было принято решение использовать для создания времяпролетной системы многоцелевого детектора менее эффективную конструкцию съема сигнала с МРПК, но такую, которая обеспечивает наилучшую форму сигнала на входе усилителя. Последующие испытания и опыт использования трехстековой конструкции МРПК с внутренними стрипами в реальном физическом эксперименте доказал, что такое решение было правильным. Работа по улучшению данной конструкции МРПК с целью улучшения эффективности и временного разрешения будет продолжена и далее. Вероятно, что будет найден способ считывания, позволяющий собрать максимальный заряд от лавин без искажения сигнала в линии.

### 3.3.2 Испытания прототипов трехстековой МРПК на пучке частиц

Первые прототипы МРПК с тремя стеками испытывались в 51 сеансе работы Нуклотрона в феврале 2015 года на новой установке «Тестовый канал МРД» [81], специально созданной для тестирования детекторов и оборудования для экспериментов на ускорительном комплексе NICA. Подробно устройство и оборудование этой новой базовой установки на выведенных пучках ускорительного комплекса ЛФВЭ ОИЯИ описано в главе 5 диссертации.

Схема расположения детекторов во время испытаний первых прототипов трехстековой МРПК приведена на рисунке 3.28. Все детекторы располагаются вдоль пучка в определенном порядке, который определяется целями каждого конкретного этапа эксперимента. Оборудование, которое в течение эксперимента не требует постоянного контроля или управляется дистанционно располагается в непосредственной близости от испытываемых детекторов. Внешний вид установки во время тестирования детекторов представлен на рисунке 3.29.

В данном эксперименте использовался стандартный набор детекторов, обеспечивающий генерацию триггерного сигнала ( $C_1 - C_4$ ), восстановление треков частиц (МППК<sub>1</sub> и МППК<sub>2</sub>) и быстрого стартового сигнала ( $T0_1$  и  $T0_2$ ) для определения временного разрешения исследуемых детекторов. Быстрые черенковские стартовые счетчики располагались по пучку в последнюю очередь после всех детекторов. Роль черенковского радиатора в них играет 10 мм кварцевое стекло. Такое количество вещества может вызвать сильное многократное рассеяние частиц на выходе из радиаторов, поэтому было решено их поставить последними.

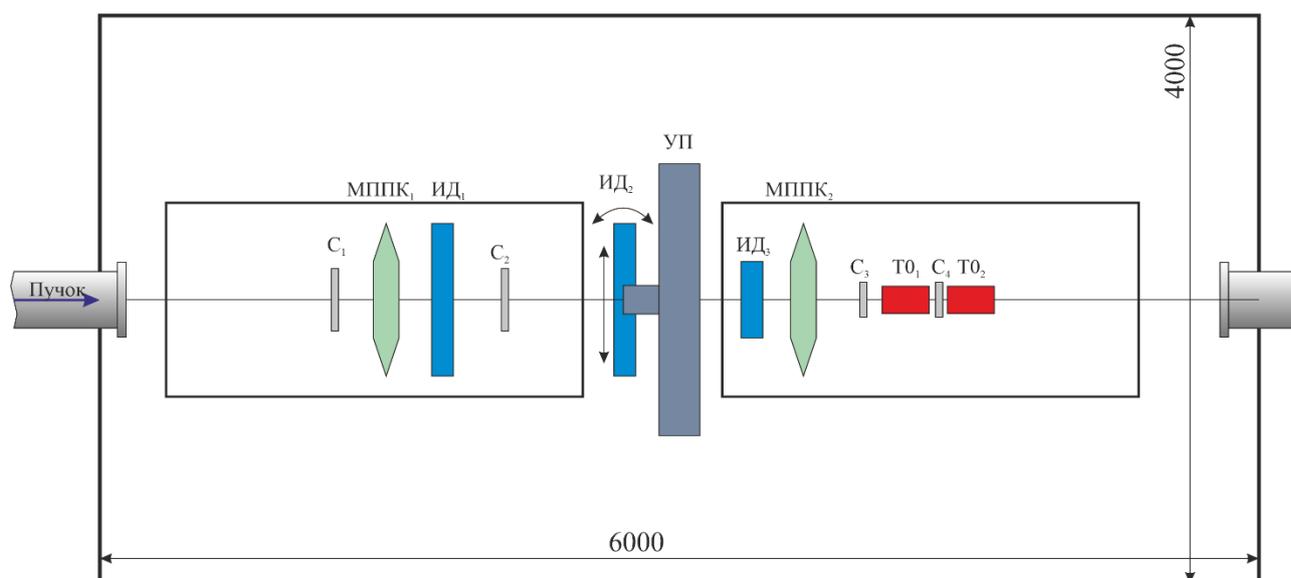


Рисунок 3.28 – Схема установки детекторов на установке «Тестовый канал МРД» ( $C_1-C_4$  – сцинтилляционные счетчики, МППК<sub>1-3</sub> – пропорциональные камеры, ИД<sub>1-3</sub> – исследуемые детекторы,  $T0_{1,2}$  – стартовые быстрый детекторы, УП – устройство позиционирования)



Рисунок 3.29 – Общий вид установки «Тестовый канал MPD» во время работы с пучком

В ходе тестирования детекторы облучали пучком дейтронов с энергией 2–3.5 ГэВ/нуклон, выведенных из Нуклотрона. Дейтроны при такой энергии можно считать минимально ионизирующими частицами. Максимальная интенсивность выводимого на установку пучка составляла  $10^4$ - $10^5$  частиц/с. Длительность растяжки варьировалась от 1.5 до 2.5 секунд (Рисунок 3.30). Пучок частиц специально расфокусировался расположенными перед установкой квадрупольными линзами для облучения большей площади детекторов и для обеспечения оптимальной для исследования МРПК интенсивности, которая обычно не превышает 500 частиц/( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ). Для исследования грузочных способностей детекторов пучок можно было фокусировать, а также поднимать интенсивность в кольце ускорителя.

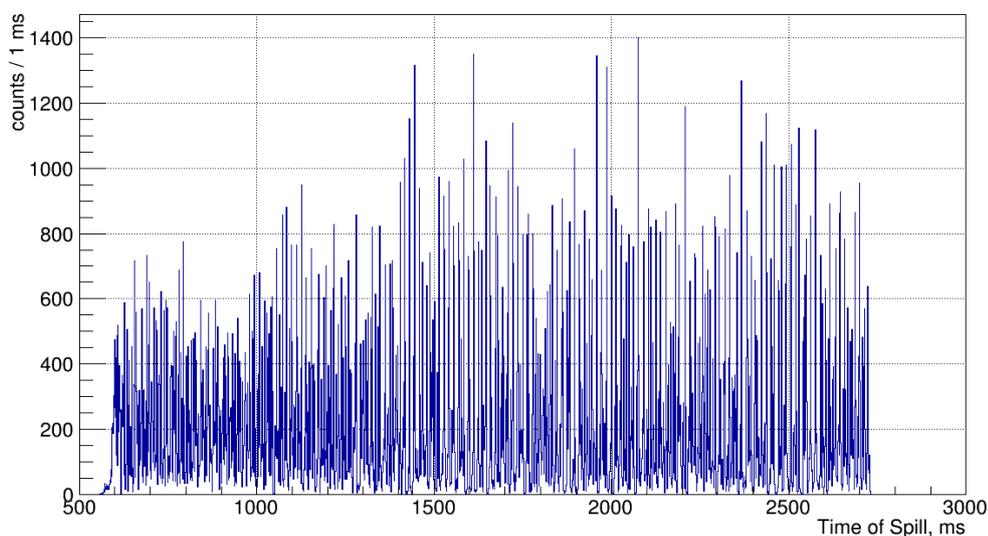


Рисунок 3.30 – Временная структура пучка дейтронов за время облучения детекторов

В эксперименте исследовались рабочие характеристики двух трехстековых МРПК со стриповым считыванием, изготовленных из флюат-стекла различной толщины. Первый детектор (ИД<sub>1</sub>) с внутренними стеклами толщиной 400 мкм располагался первым по пучку и был установлен стрипами вертикально. Вторая МРПК (ИД<sub>2</sub>) со стеклами толщиной 280 мкм была подвешена к прецизионному устройству позиционирования горизонтально и могла дистанционно перемещаться в плоскости X-Y, и поворачиваться в горизонтальной плоскости. Поворот в плоскости Z-Y осуществлялся вручную во время остановок вывода пучка на установку.

Основная задача тестирования прототипов состояла в выяснении наилучшего временного разрешения при максимальной эффективности регистрации частиц. Особое внимание уделялось характеристикам детектора в момент выхода на плато эффективности. За базовую точку для определения коррекции времени над порогом выбирали напряжение выхода на плато, то есть при котором следующая точка по эффективности находилась в пределах статистической ошибки относительно базовой. В данной точке набиралась наибольшая статистика для более аккуратной коррекции. Проведенная коррекция (Рисунок 3.31) использовалась для всех остальных напряжений с учетом временного сдвига от скорости дрейфа электронов лавины.

Для определения собственного временного разрешения МРПК использовались два стартовых детектора, временное разрешение которых так же не было заранее известно. Поэтому строились три распределения времен пролета: между стартовыми детекторами  $\Delta t = t_{t0\_1} - t_{t0\_2}$ , и между исследуемой МРПК и каждым стартовым детектором  $\Delta t = t_{mrpc} - t_{t0\_1}$ ,  $\Delta t = t_{mrpc} - t_{t0\_2}$ . Каждое распределение аппроксимировалось функцией Гаусса, из которой брался параметр дисперсии. Наконец, из системы уравнений, содержащей все дисперсии, вычислялись собственные временные разрешения каждого отдельного детектора.

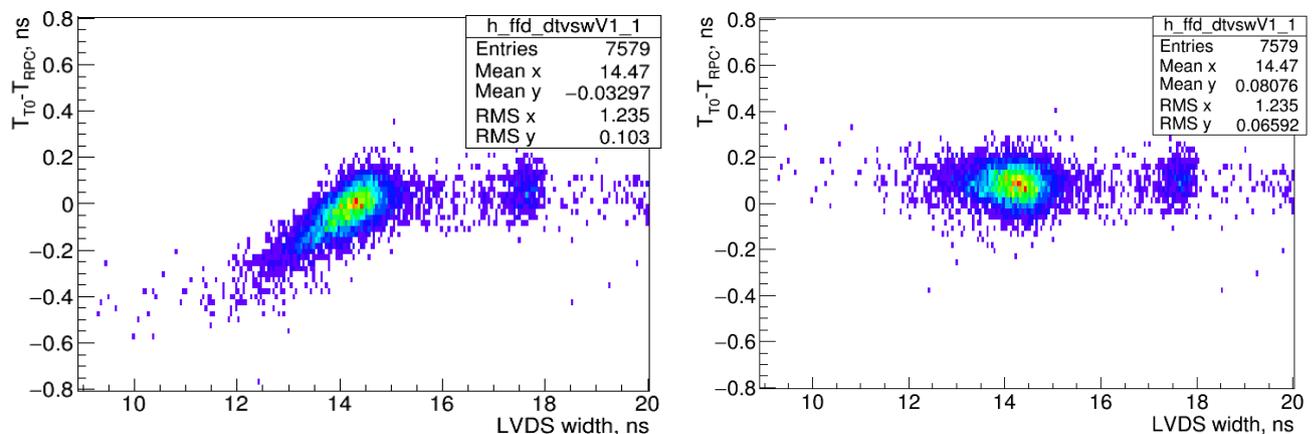


Рисунок 3.31 – Зависимость времени пролета от времени над порогом (длительности импульса) до (слева) и после (справа) коррекции для трехстековой МРПК со стеклами толщиной 280 мкм

Примеры таких распределений разниц времен (времен пролета) между трехстековыми МРПК с различным стеклом и одним из стартовых счетчиков с собственным вычисленным разрешением 48 пс представлены на рисунке 3.32. Квадратично вычитая из параметра дисперсии каждого распределения собственное разрешение стартового счетчика, определяется собственное разрешение каждой МРПК. В данном случае для детекторов с внутренними стеклами толщиной 280 мкм и 400 мкм временные разрешения после коррекции времени над порогом составляют 41 пс и 58 пс, соответственно.

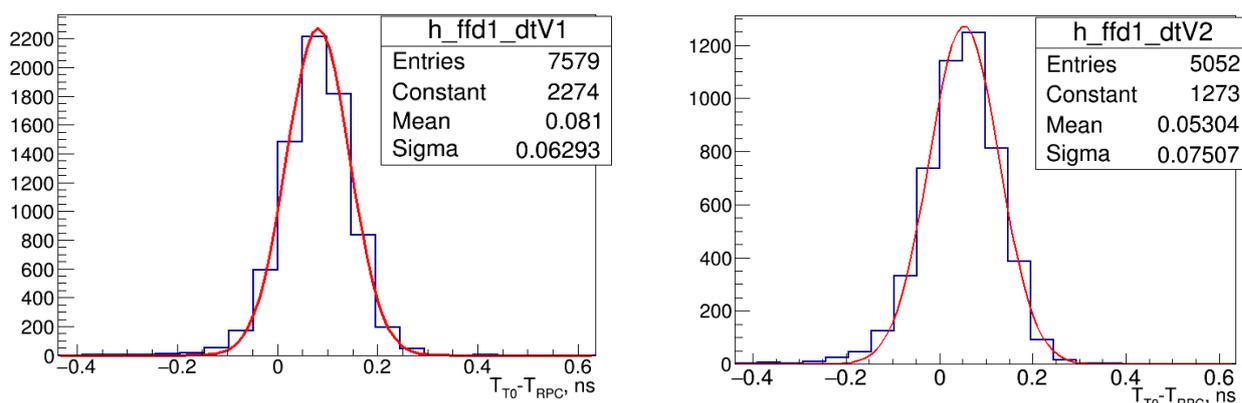


Рисунок 3.32 – Распределения времен пролета между стартовым счетчиком с временным разрешением 48 пс и трехстековыми МРПК с стеклами толщиной 280 мкм (слева) и 400 мкм (справа)

Такие времяпролетные измерения были проведены для обоих исследуемых детекторов при приложенных высоких напряжениях от 10 до 13 кВ с шагом 250 В. Зависимости временного разрешения и эффективности МРПК от приложенного высокого напряжения набирались при трех различных дифференциальных порогах дискриминации предусилителя: 170, 120 и 60 мВ, что соответствует пороговым зарядам на входе усилителя около 80, 60 и 30 фКл, соответственно. В результате измерений были получены зависимости, приведенные на рисунке 3.33.

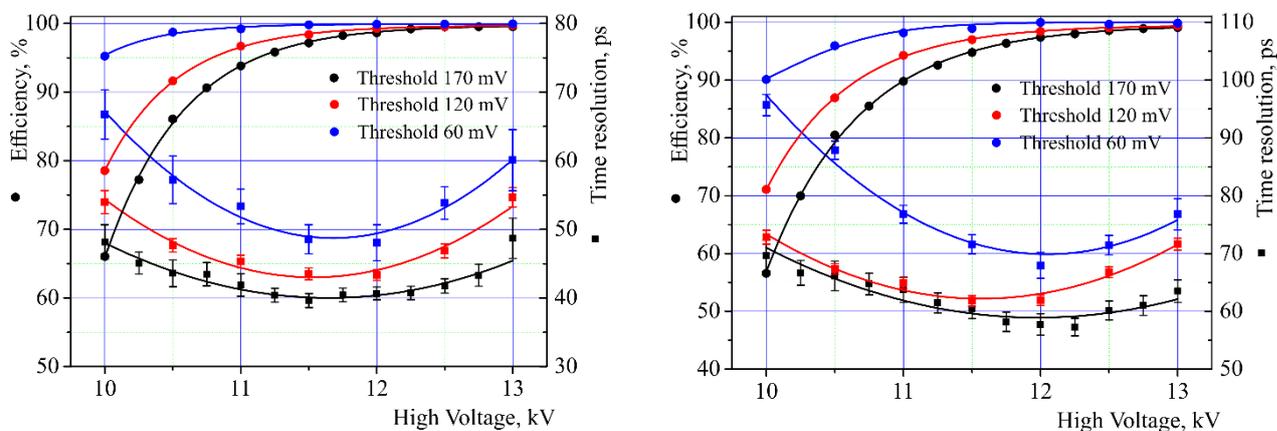


Рисунок 3.33 – Временное разрешение и эффективность трехстековых МРПК с внутренними стеклами толщиной 280 мкм (слева) и 400 мкм (справа) при различных порогах дискриминации предусилителя

Из полученных графиков в первую очередь видно, что толщина стекол влияет как на временное разрешение, так и на эффективность детектора. Это связано с различными факторами. В первую очередь на разницу эффективностей влияет величина наведенного на стрипы заряда, который определяется взвешенным полем. Взвешенное поле как раз зависит от толщины диэлектрика. В детекторе с более толстыми стеклами эффект взвешенного поля проявляется более сильно. Поэтому заряд, наведенный на электроды одинаковыми лавинами, будет меньше в детекторе с более толстыми стеклами.

Волновое сопротивление детектора со стеклами толщиной 400 мкм выше (60 Ом), чем у детектора со стеклами толщиной 280 мкм, поэтому отражение сигнала от концов стрипа в толстом детекторе проявляется сильнее, чем в тонком. Это незначительно влияет на временное разрешение детектора с более толстыми стеклами. Наилучшее временное разрешение такого детектора достигало 58 пс при приложенном напряжении 12.25 кВ. Эффективность при таком напряжении составляла 96%. Дальнейший подъем напряжения улучшал эффективность детектора более 99% при незначительном ухудшении временного разрешения. Тот факт, что наилучшее временное разрешение детектора со стеклами 400 мкм достигалось не на плато эффективности, оказался решающим при выборе стекол для дальнейшего массового производства детекторов. Временное разрешение МРПК с тонким стеклом в диапазоне напряжений от 11 до 12.5 кВ составляло около 40 пс. На напряжениях свыше 12 кВ эффективность детектора при стандартном пороге дискриминации NINO 170 мВ превышала 98%. Такое широкий диапазон напряжений, при котором МРПК работала с наилучшим временным разрешением при высокой эффективности окончательно привел к выводу, что трехстековая 15-зазорная конструкция детектора, изготовленная из стекла толщиной 280 мкм, является наиболее оптимальной из всех ранее предложенных конструкций МРПК.

Влияние дифференциального порога дискриминации усилителя на результаты работы детекторов оказалось довольно значительным. Снижение порога до 120 мВ увеличило эффективность обеих конструкций МРПК в области наилучшего временного разрешения на 2-3% при незначительном ухудшении временного разрешения. Дальнейшее снижение порога уже резко ухудшало временное разрешение из-за увеличения влияния шумов и наводок на регистрируемые сигналы. В результате изучения работы трехстековых МРПК при различных порогах дискриминации был сделан вывод, что стандартный порог дискриминации NINO наиболее оптимальный для стабильной работы многоканальной детекторной системы. При этом не исключается возможность небольшого понижения порога дискриминации при дальнейшей работе для улучшения эффективности. Поэтому, в конструкции платы предусилителя для

времяпролетной системы MPD будет предусмотрена возможность дистанционного изменения порога дискриминации.

Благодаря тому, что камера с тонким стеклом была закреплена в устройстве позиционирования (Рисунок 3.34), ее можно было перемещать в различных направлениях. В первую очередь было изучено временное разрешение детектора в зависимости от координаты пролета частиц вдоль стрипа. При сильной дисперсии или отражениях сигналов в линии временное разрешение должно сильно меняться от этой координаты. Трехстековую МРПК с тонкими стеклами перемещали практически вдоль всей ее длины, изменяя ее положение относительно пучка частиц и остальных эталонных детекторов. При таком перемещении ее временное разрешение менялось в пределах статистических ошибок (Рисунок 3.35), поэтому временное разрешение исследуемого прототипа не зависит от координаты частицы вдоль стрипа.



Рисунок 3.34 – Устройство позиционирования УП-10

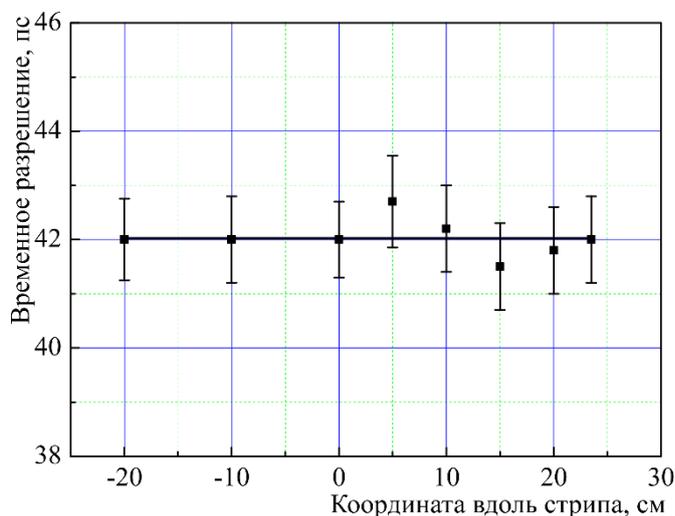


Рисунок 3.35 – Временное разрешение трехстековой МРПК от координаты пролета частицы вдоль стрипа

Во времяпролетной системе многоцелевого детектора, который представляет из себя цилиндр (смотри главу 4), частицы могут пролетать под большими углами по отношению к детекторам. В направлении вдоль стрипов МРПК эти углы образуются за счет поворота частиц в магнитном поле. Для заряженных частиц, достигающих поверхности времяпролетной системы, углы, в основном, не превышают  $30^\circ$ . С другой стороны, в направлении поперек стрипов частицы влетают в детекторы TOF под углами, достигающими на краях цилиндра  $60^\circ$ . Внутри модулей детекторы повернуты на угол  $6^\circ$  в сторону области столкновения частиц для уменьшения угла влета, но для крайних детекторов этот поворот мало влияет на угол влета. Поэтому основное внимание в описываемом эксперименте было уделено изучению свойств детектора при поворотах поперек стрипов.

Поворот детектора в горизонтальной плоскости, то есть вдоль стрипов, осуществлялся дистанционно. Из-за больших размеров детектора с поворотной рамой максимальный угол поворота был ограничен 20 градусами. При поворотах детектора от  $0^\circ$  до  $20^\circ$  не было обнаружено никакого изменения временного разрешения (Рисунок 3.36), то есть что при углах влета частиц вдоль стрипов, которые ожидаются в MPD, временное разрешение деградировать не должно.

Повороты поперек стрипов осуществлялись вручную при помощи специальной градуированной шкалы с винтовым фиксатором, расположенной на поворотной раме, которая, в свою очередь, фиксировалась на устройстве позиционирования (Рисунок 3.34). Для каждого нового угла поворота пучок выводили с установки, и после этого вращали детектор. Набор данных производился на напряжении 11.5 кВ, при котором временное разрешение тестируемой МРПК достигает плато, но эффективность еще находится на уровне 96-97%. Такое напряжение было намеренно выбрано по причине того, что при поворотах на большие углы, дистанция, которую частица проходит в газовых зазорах очень значительно увеличивается (Рисунок 3.37), и первичная ионизация пропорционально возрастает. Следовательно, возникает рост суммарного заряда лавины в зазоре, который, в соответствии с критерием Леба, отвечает за вероятность возникновения стримерного заряда, который в случае времяпролетных МРПК считается паразитным. Эффект роста заряда с увеличением угла влета частиц, очень хорошо заметен по росту эффективности детектора (Рисунок 3.37). Это свойство работы МРПК при больших углах можно использовать на детекторах, которые сильно удалены от центра барреля MPD для уменьшения загруженности каналов (occupancy). На них можно устанавливать пониженное напряжение для уменьшения количества срабатывающих стрипов без потери эффективности.

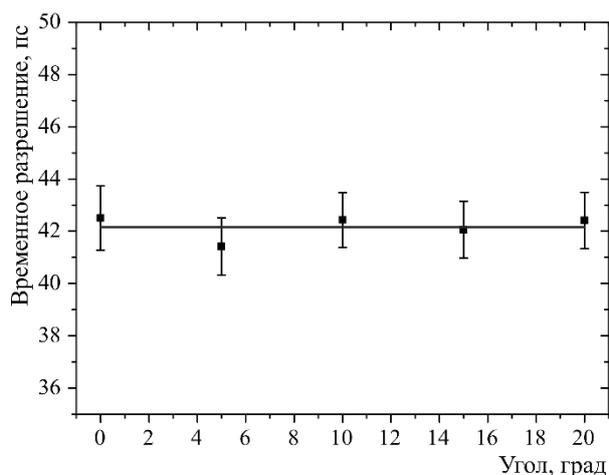


Рисунок 3.36 – Временное разрешение МРПК от угла влета частиц вдоль стрипа

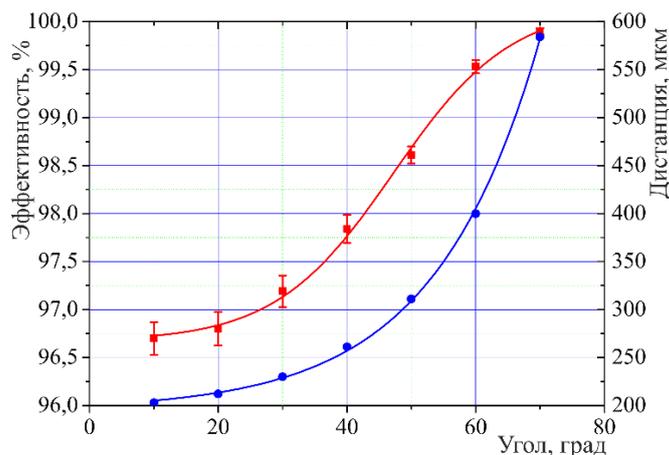


Рисунок 3.37 – Рост эффективности МРПК и дистанция пролета в зазоре от угла влета частиц

Временное разрешение изучаемой МРПК, как оказалось, сильно зависит от угла влета частицы в него (Рисунок 3.38). Даже на малых углах временное разрешение заметно начинает ухудшаться, если время пролета вычислять на фиксированном стрипе или на стрипе с максимальной амплитудой (длительностью LVDS импульса). Определенно, это происходит из-за того, что частицы проходят в газовых зазорах расстояния тем большие, чем больше их угол влета в детектор (Рисунок 3.37). Вследствие этого усиливаются флуктуации развития лавины в зазорах [48] и временное разрешение ухудшается.

Толщина активной области трехстековой МРПК составляет около 12 мм. Поэтому при углах влета частиц, близких к  $60^\circ$  проекция трека частицы на плоскость детектора может достигать 21 мм, что приводит к увеличению размера кластера. То есть, число стрипов, которые срабатывают от пролета частицы. Из рисунка 3.38 видно, что для перпендикулярных треков среднее число сработавших стрипов составляет около 1.3. А для угла  $60^\circ$  это число уже порядка 2.4. Это приводит к тому, что большой суммарный наведенный на считывающую плоскость заряд делится на несколько каналов и средняя амплитуда сигналов на отдельных каналах оказываются меньше, чем в случае, когда частицы проходят перпендикулярно плоскости детектора. Но, как оказалось, именно это свойство растекания заряда помогает улучшить временное разрешение МРПК для частиц, влетающих в нее под большими углами. Если учитывать при вычислении времени пролета среднее время со всех сработавших стрипов, то временное разрешение детектора при изменении угла влета частиц поперек стрипов ухудшается не более чем на 10 пс. Это объясняется уменьшением статистической погрешности измерения времени по большому числу каналов. Таким образом, при правильном вычислении времени пролета частицы через МРПК, ее временное разрешение будет слабо зависеть от наклона трека частиц поперек стрипов.

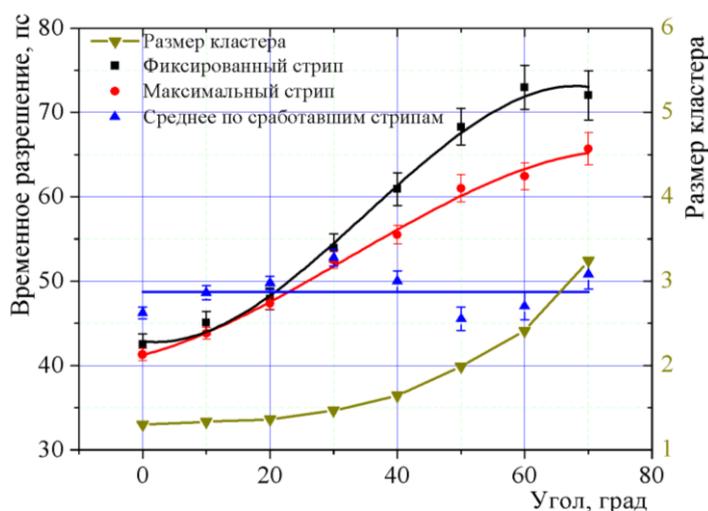


Рисунок 3.38 – Временное разрешение МРПК и средний размер кластера сигнала в зависимости от угла влета частиц поперек стрипов

### 3.3.3 Координатное разрешение трехстековой МРПК

Одной из особенностей стрипового двустороннего считывания сигналов с быстрой МРПК является возможность определения координаты пролета частицы с высокой точностью.

Координатное разрешение детектора в направлении поперек стрипов определяется их шагом и растеканием заряда на соседние каналы. Обычно за поперечную координату берут координату центра считывающего электрода с максимальной амплитудой. В таком случае, для исследуемой трехстековой МРПК с шагом стрипов 12.5 мм координатное разрешение можно теоретически определить как  $\frac{12.5}{\sqrt{12}} = 3.6$  мм. Для улучшения координатного разрешения МРПК поперек стрипов можно использовать средневзвешенную координату всех сработавших стрипов, что в зависимости от числа сработавших стрипов значительно улучшит координатное разрешение. Но, обычно, разрешения одного стрипа бывает достаточно.

В описываемом здесь эксперименте координатное разрешение МРПК в поперечном направлении измерялось относительно треков частиц, восстановленных через гексагональные многопроволочные пропорциональные камеры, собственно координатное разрешение которых по горизонтали составляет примерно 0.36 мм, а по вертикали 0.18 мм. Благодаря такому координатному разрешению при помощи треков частиц можно было восстановить проекции всех попадающих в область триггерных счетчиков стрипов обоих исследуемых МРПК (Рисунок 3.39). Из этих проекций можно было вычислить собственное координатное разрешение исследуемых прототипов трехстековой МРПК. Их измеренное таким способом координатное разрешение поперек стрипов составило примерно 3.8 мм.

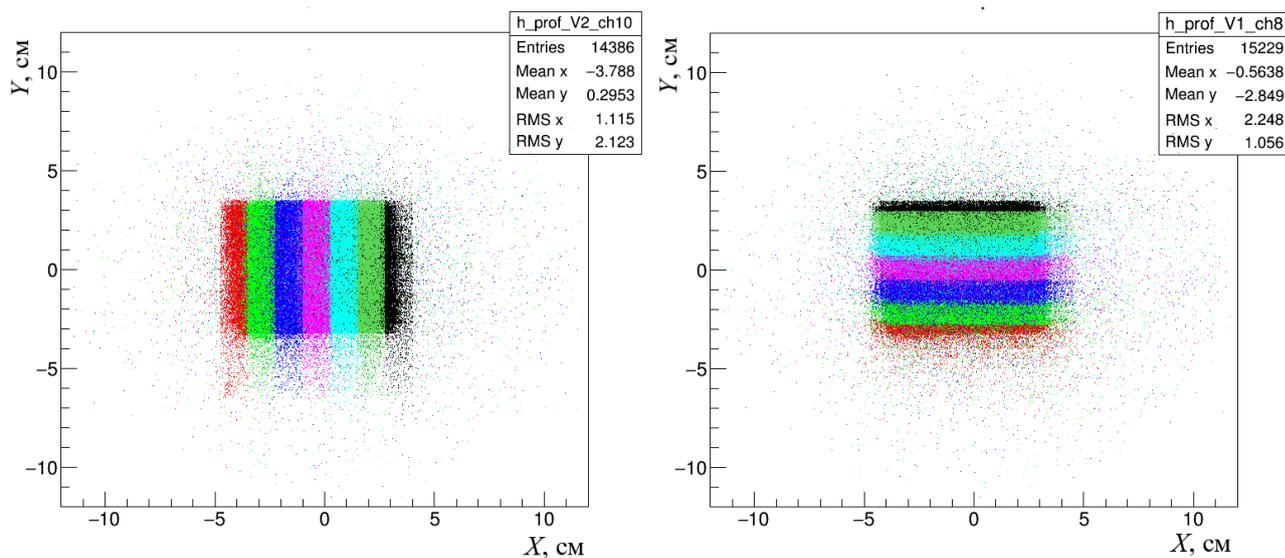


Рисунок 3.39 – Профили стрипов МРПК, полученные при помощи пропорциональных камер

Координата пролета частицы вдоль стрипа определяется из времен прихода сигналов на усилитель с разных концов стрипа. Для вычисления координаты относительно середины стрипа, при условии считывания кабелями одинаковой длины, необходимо разность времен с двух сторон стрипа разделить на 2 и умножить на скорость распространения импульса:  $x = \frac{v}{2}(t_l - t_r)$ . Скорость сигнала можно вычислить из распределений разности времен для разных координат пролета частиц вдоль стрипа (Рисунок 3.40). В данном случае, были взяты данные по измерению временного разрешения МРПК вдоль стрипа (Рисунок 3.35). Точность позиционирования детектора в горизонтальной плоскости на порядок выше точности определения координаты пролета частицы вдоль стрипа, поэтому ошибка позиционирования не учитывается при определении скорости распространения сигнала по линии стрипа. Из зависимости разницы времен прохождения сигнала с двух концов стрипа от координаты пролета частицы (Рисунок 3.41) по наклону аппроксимирующей прямой видно, что скорость распространения сигнала составляет половину от наклона кривой, то есть 61.9 пс/см или 16.15 см/нс.

Для определения координатного разрешения вдоль стрипа можно использовать любое из распределений разности времен противоположных концов стрипа из рисунка 3.40. Каждое из этих распределений формируется при помощи треков, проведенных через пропорциональные камеры, триггерные счетчики и один из каналов стартового счетчика FFD. При помощи многопроводных пропорциональных камер выбиралась фиксированная область по X и Y шириной 1.5 см. Благодаря перемещению МРПК при помощи устройства позиционирования, отобранные при помощи МРПК и FFD частицы, точно попадали в область шириной 1.5 см, центр которой каждый раз смещался на определенную дистанцию.

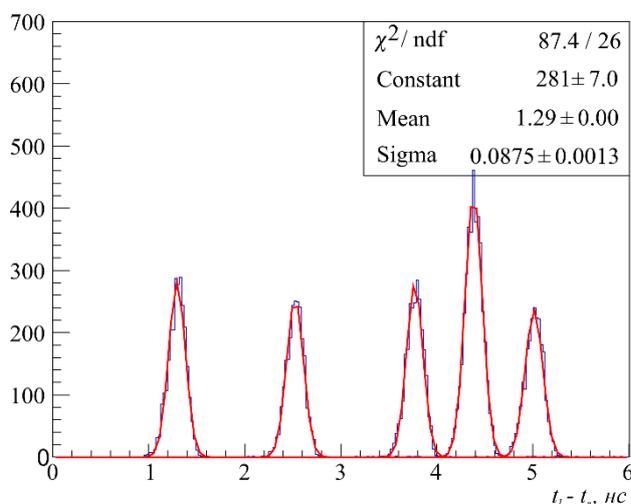


Рисунок 3.40 – Разность времен прихода сигнала с двух сторон стрипа при перемещении МРПК

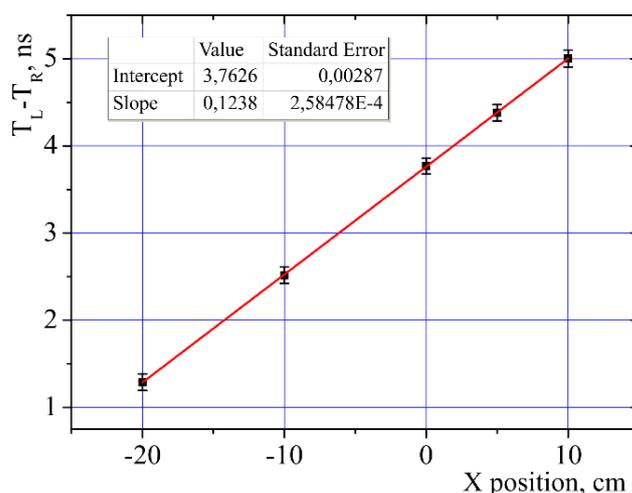


Рисунок 3.41 – Разность времен прихода сигнала с двух сторон стрипа от положения МРПК

Благодаря расфокусировке пучка на установке можно считать, что частицы распределяются по выделенной площади равномерно. Таким образом, если бы координатное разрешение было идеальным, при измерении разности времен с двух сторон стрипа в одном положении должно получиться прямоугольное распределение с дисперсией  $\sigma_{t\_cut} = \frac{2\sigma_{x\_cut}}{v} = \frac{2 \cdot \frac{1.5}{\sqrt{12}}}{16.155} = 0.054$  нс. Экспериментально измеренная дисперсия такого распределения составляет примерно 0.088 нс (Рисунок 3.40). Координатное разрешение в таком случае можно определить из разности квадратов этих дисперсий:  $\sigma_{x\_rpc} = \frac{v}{2} \sqrt{\sigma_{t\_exp}^2 - \sigma_{t\_cut}^2} = 0.56$  см. Координатное разрешение МППК, ограничивающих координаты треков, не превышает 360 мкм, что на порядок лучше координатного разрешения МРПК, поэтому разрешение МППК в данном случае не учитывается.

Полученное координатное разрешение позволяет с хорошей эффективностью сопоставлять восстановленные в координатных детекторах физической установки треки с временными событиями МРПК даже при большой множественности частиц в единичных столкновениях.

Интересной особенностью координатного разрешения МРПК вдоль стрипа является то, что оно никаким образом не должно зависеть от флуктуации лавинного разряда и процесса наведения сигнала на электроды, так как в обе стороны из любой точки распространяется один и тот же сигнал, наведенной одним лавинным разрядом. При вычитании времен с разных концов стрипа флуктуации взаимно компенсируются. Поэтому на координатное разрешение МРПК вдоль электродов влияет только искажение сигнала в линии считывания и собственное временное разрешение считывающей электроники. Это разрешение уже оценивалось в разделе 2.4, и оно достигает 31 пс для каждого канала электронного тракта. Экспериментально полученное при вычислении координатного разрешения МРПК значение суммарной временной дисперсии, вносимой джиттером электроники с обеих сторон, составляет  $\sigma_{t\_rpc} = \sqrt{\sigma_{t\_exp}^2 - \sigma_{t\_cut}^2} = 0.07$  нс. Поскольку эта дисперсия является суммой некоррелированных джиттеров разных каналов электроники, то, если считать, что эти джиттеры равны, экспериментально измеренное значение разрешение одного канала считывания составляет  $0.07/\sqrt{2} = 0.049$  нс. Из этого значения видно, что помимо вклада собственного джиттера электроники в итоговое временное разрешение, большой вклад в разрешение вносят флуктуации фронта сигнала в линии считывания, которые в данном случае составляют  $\sqrt{0.049^2 - 0.031^2} = 0.038$  нс. Это в очередной раз подтверждает то, что для улучшения общего временного и координатного разрешения стриповой МРПК, очень важно правильно максимально согласовывать линию считывания сигналов.

### 3.4 Проблема улучшения загрузочных способностей МРПК

Известно, что РПК с резистивными электродами из обычного стекла имеют один существенный недостаток – низкую загрузочную способность (до  $1 \text{ кГц/см}^2$ ) детектора, связанную с падением напряженности поля в зазоре из-за накопления заряда на резистивных электродах с высоким объемным сопротивлением ( $> 10^{12} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ). Поэтому одной из основных методических задач при разработке данного типа детекторов является улучшение их загрузочных характеристик. Эффективная работа МРПК при высоких загрузках достигается, в первую очередь, за счет понижения сопротивления резистивных электродов, что можно получить несколькими способами: использованием материалов электродов с пониженным удельным сопротивлением, нагревом обычного стекла для снижения его сопротивления, а также уменьшением толщины резистивного электрода. Другая возможность улучшения загрузочных характеристик – снижение заряда лавины в зазоре. В этом случае необходимо либо использовать большое число зазоров, либо более чувствительную электронику.

Нами были испытаны несколько прототипов МРПК [23, 24, 82] предназначенных для работы с интенсивными потоками частиц. Первый детектор был изготовлен из специального «китайского» стекла с удельным сопротивлением порядка  $10^{10} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . Прототип испытывался на пучке дейтронов Нуклотрона. Тестирование показало, что детектор с низкоомным стеклом работает с эффективностью выше 95% при загрузках до  $70 \text{ кГц/см}^2$ . При такой загрузке временное разрешение детектора около 80 пс (Рисунок 3.41).

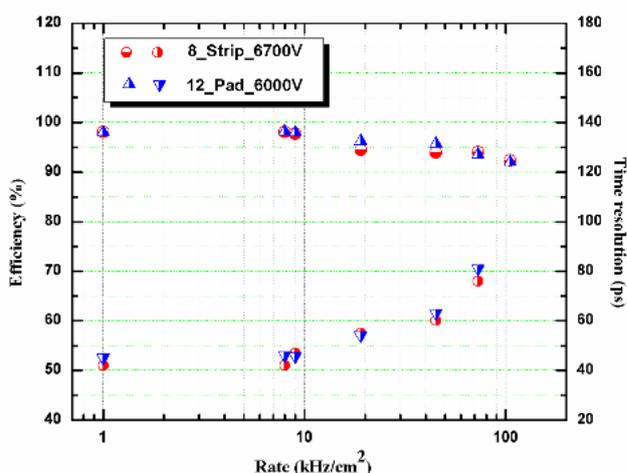


Рисунок 3.41 – Эффективность и временное разрешение МРПК из стекла высокой проводимости при различных потоках частиц

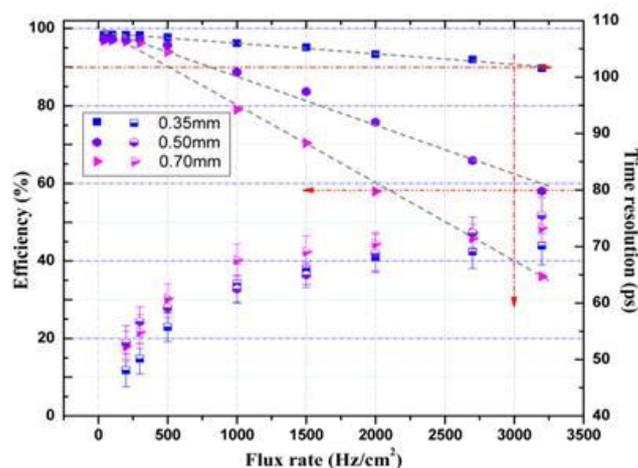


Рисунок 3.42 – Эффективность и временное разрешение МРПК со стеклами разной толщины при различных потоках частиц

Это говорит о том, что использование низкоомных резистивных электродов является наилучшим способом повышения загрузочных характеристик МРПК. Вместе с детектором с низкорезистивным стеклом на интенсивном пучке тестировались несколько детекторов, изготовленных из одинакового сорта стекла различной толщины (350, 500 и 700 мкм). В результате было выяснено, что такой способ улучшает загрузочные характеристики незначительно. С самым тонким стеклом толщиной 350 мкм эффективная работа детектора наблюдалась при интенсивностях не выше  $3 \text{ кГц/см}^2$  (Рисунок 3.42).

Несмотря на то, что в эксперименте MPD при столкновении ядер золота ожидаются потоки частиц через времяпролетную систему не выше  $20 \text{ Гц/см}^2$ , все же, полномасштабный элемент времяпролетной системы был испытан на интенсивном пучке. При этом сравнивались два практически идентичных детектора с единственным отличием в толщине стекла (400 и 280 мкм). Испытания показали, что трехстековая МРПК с стеклами толщиной 280 мкм имеет лучшую эффективность регистрации и временное разрешение при нагрузках до  $3 \text{ кГц/см}^2$ , чем детектор с 400-микронным стеклом (Рисунок 3.43). Видно, что конструкция МРПК, выбранная в качестве элемента времяпролетной системы MPD работает с средней эффективностью лучше 90% и временным разрешением не хуже 50 пс при нагрузках до  $2 \text{ кГц/см}^2$ . Экспериментально полученная зависимость временного разрешения от загрузки очень хорошо согласуется с аналитически полученной кривой (Рисунок 2.19).

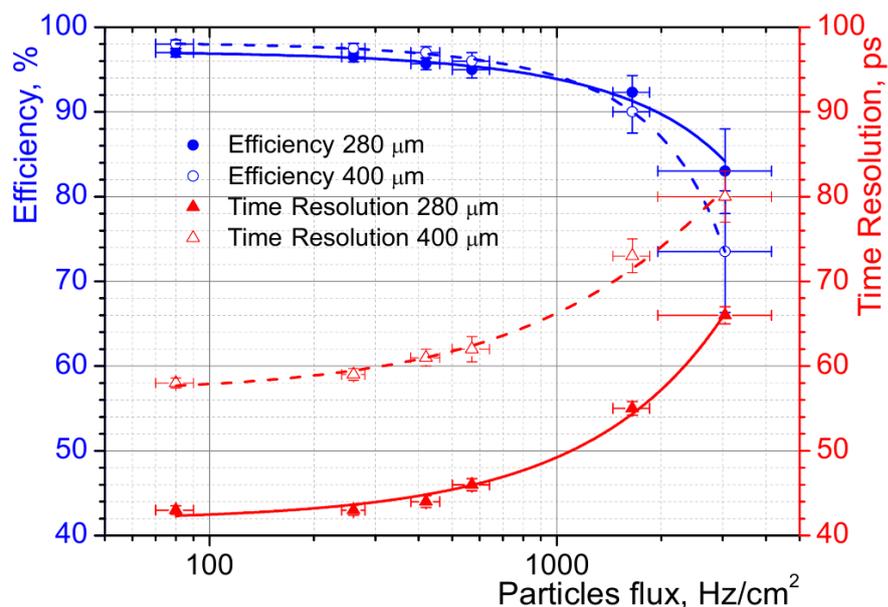


Рисунок 3.43 – Эффективность и временное разрешение прототипа МРПК для TOF MPD с резистивными электродами толщиной 280 и 400 мкм в зависимости от интенсивности пучка

### 3.5 Выводы из процесса разработки и оптимизации МРПК для системы TOF MPD

Разработка многозазорной резистивной плоскопараллельной камеры для времяпролетных измерений была начата в ЛФВЭ в 2008, практически, с нуля. Удачная сборка и тестирование первого прототипа МРПК, аналогичного используемому во времяпролетной системе эксперимента ALICE на LHC, показала, что для экспериментов на ускорительном комплексе NICA возможно создавать времяпролетные системы идентификации частиц собственными силами. В течение 7 лет шла постоянная работа по оптимизации конструкции МРПК, наиболее подходящей для использования в многоцелевом детекторе MPD. В результате этой работы была создана принципиально новая диэлектрически симметричная трехстековая конструкция МРПК с стриповым считыванием, сочетающая в себе эффективность регистрации частиц при интенсивностях до  $2 \text{ кГц/см}^2$ , временное разрешение лучше 50 пс и координатное разрешение в плоскости детектора лучше 5 мм. Такие характеристики нового детектора были получены в результате анализа работы множества различных конструкций МРПК, отличающихся количеством зазоров, их шириной, количеством стеков, формой и размерами электродов. Параллельно с экспериментальными методическими исследованиями прототипов проводились аналитические расчеты и моделирование, которые значительно ускорили процесс создания новой конструкции МРПК.

Впервые трехстековая МРПК была использована для решения реальных физических задач в эксперименте BM@N на выведенном пучке Нуклотрона [4]. На базе представленной в данной работе конструкции была собрана времяпролетная система идентификации адронов ToF-400. В течение двух физических сеансов установки BM@N система стабильно отработала с эффективностью регистрации 99%. Общее временное разрешение времяпролетной системы, включающее в себя разрешение детектора нулевой временной отметки  $T_0$ , джиттер всей электроники и системы синхронизации (согласно формуле 1.9), составило всего 84 пс. Благодаря такому разрешению, задача идентификации адронов была успешно решена [83]. Каоны и пионы эффективно разделялись до импульсов  $2 \text{ ГэВ/с}$  на времяпролетной базе около 4 метров.

При этом очевидно, что оптимизацию можно продолжать и дальше. Как было описано выше, основным недостатком окончательной трехстековой конструкции МРПК является низкая эффективность внешних стеков. Существует два пути устранения данного недостатка: использование считывающих электродов на внешних печатных платах или, что более оптимально, использование одностековой конструкции. Работа по улучшению характеристик МРПК будет в этих направлениях.

## Глава 4. Разработка времяпролетной системы TOF MPD

Конечной целью проведенной работы является создание детектирующей системы, позволяющей с высокой эффективностью идентифицировать заряженные частицы, рождающиеся в соударениях ядер золота в коллайдере NICA в как можно большем фазовом объеме. Для достижения этой цели необходимо не только разработать эффективный и быстрый детектор, но и грамотно спроектировать конструкцию всей времяпролетной системы в целом.

Физическую программу многоцелевого детектора MPD планируется реализовать в несколько этапов. Времяпролетная система TOF на первом этапе должна представлять из себя цилиндр (баррель) (Рисунок 4.1), расположенный в ярме соленоидального магнита MPD между время-проекционной камерой (TPC) и электромагнитным калориметром (ECal). Было решено сделать времяпролетную систему модульной. Это упрощает ее установку в MPD и делает конструкцию более удобной для ремонта и обслуживания в процессе эксплуатации.

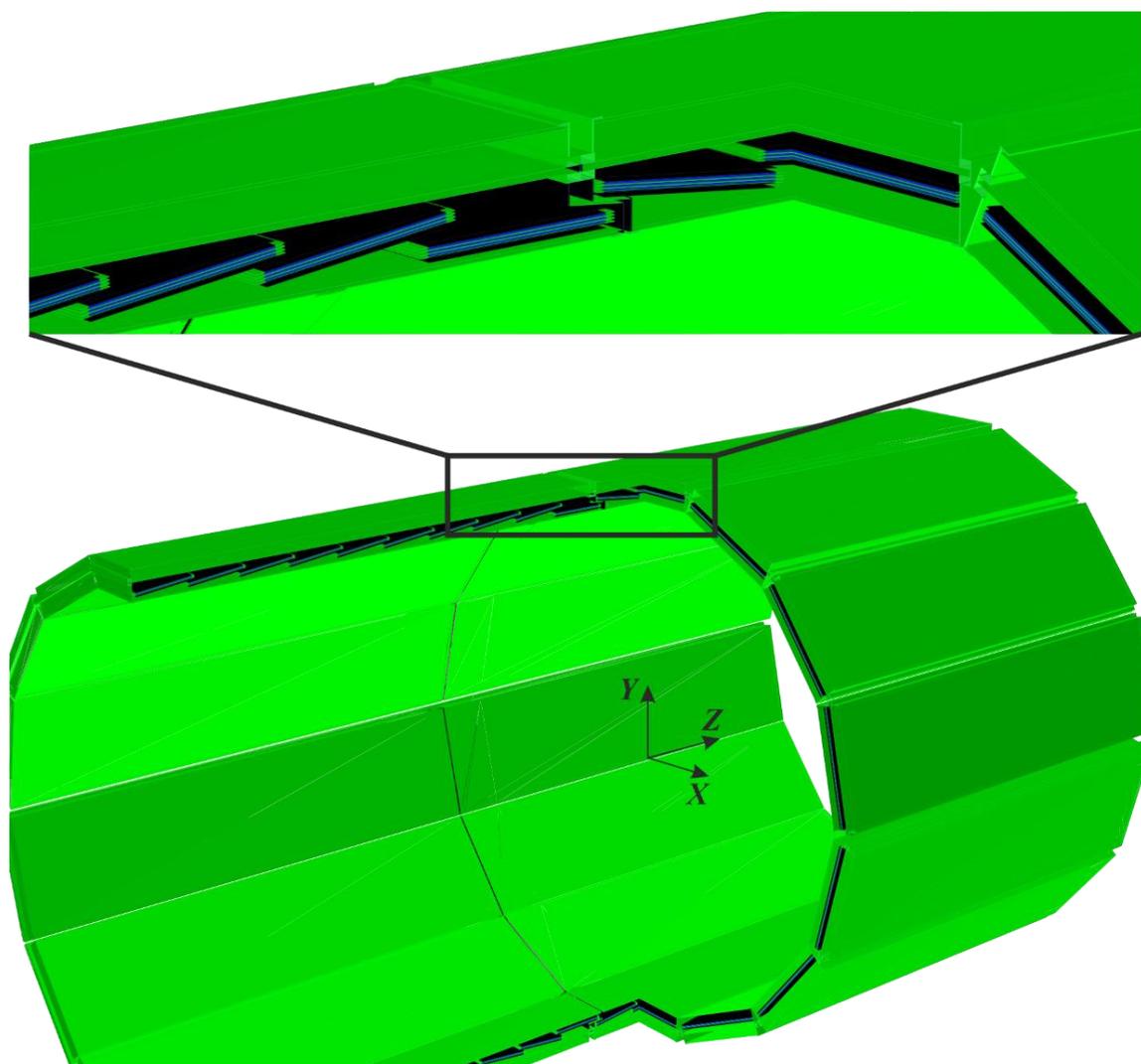


Рисунок 4.1 – Геометрия цилиндрической части TOF MPD

#### 4.1 Конструкция времяпролетной системы

Модули времяпролетной системы MPD удалены примерно на 1.5 метра от оси пучка (Рисунок 4.2). Длина цилиндра TOF составляет 5.9 метра. Полная площадь системы составляет около 52 м<sup>2</sup>. Такая геометрия времяпролетной системы позволяет регистрировать частицы в области псевдобыстрот  $|\eta| \leq 1.4$ . Цилиндр TOF состоит из 14 секторов, каждый из которых собирается из двух независимых модулей, незначительно отличающихся друг от друга. Полное число модулей TOF составляет 28 штук. Два модуля одного сектора стыкуются таким образом, что крайние детекторы МРПК в этих модулях перекрываются. Это обеспечивает лучшую геометрическую эффективность.

Каждый модуль TOF состоит из двух разделенных опорной плоскостью объемов: внутреннего газового объема и внешнего объема камерной электроники. Герметичный газовый объем модуля, в котором располагаются детекторы МРПК, необходим для заполнения их газовых зазоров рабочей газовой смесью. В многоцелевом детекторе одним из требований к системе TOF является минимальная утечка рабочей смеси во внутренний объем MPD из-за используемых в ней электроотрицательных компонентов, которые могут негативно повлиять на работу времяпроекционной камеры. Поэтому при проектировании корпуса модуля TOF было уделено большое внимание к обеспечению герметичности газового объема. В газовом объеме каждого модуля находится по 10 МРПК. Таким образом, вся времяпролетная система содержит в себе 6720 считывающих стрипов или 13440 каналов электроники.

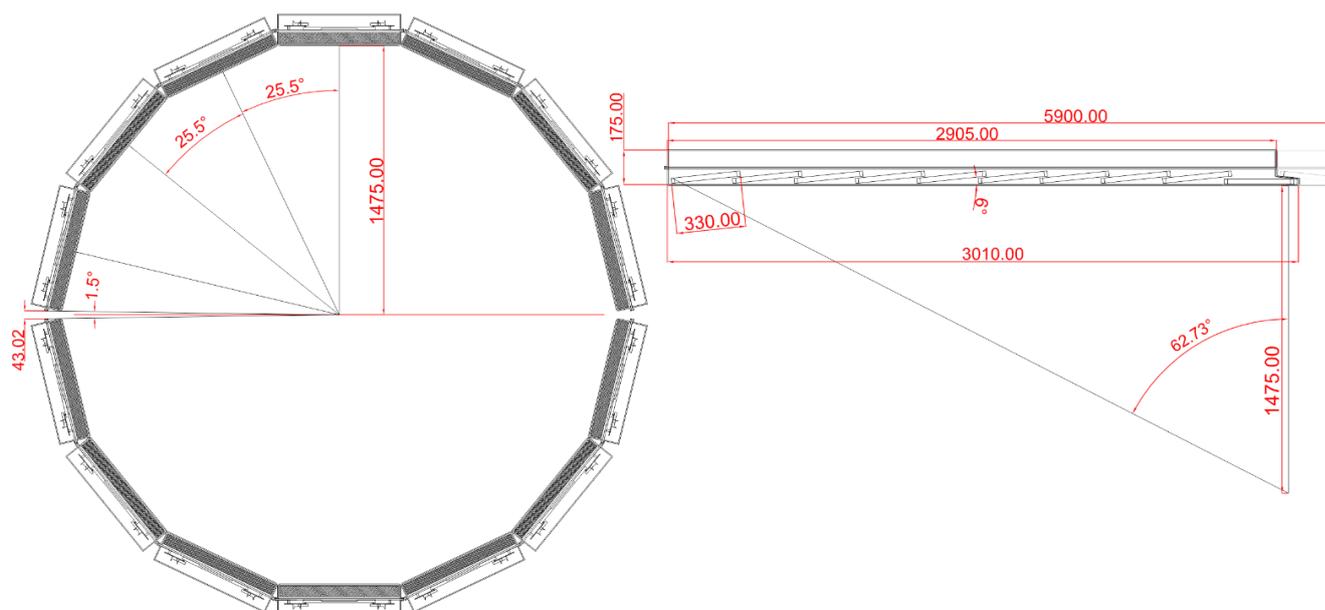


Рисунок 4.2 – Габаритные размеры времяпролетной системы TOF MPD и расположение детекторов внутри газового объема одного модуля TOF

Все детекторы (кроме одного центрального в одном из модулей) расположены под углом 6 градусов к оси пучка. Благодаря этому активные области детекторов лучше перекрываются, что обеспечивает высокую геометрическую эффективность. Помимо этого, из-за наклона регистрируемые частицы пересекают детекторы TOF под меньшими углами, чем если бы детекторы располагались прямо. Это уменьшает множественность срабатывания каналов МРПК (Рисунок 3.38) и улучшает эффективность поиска соответствия треков и событий времяпролетной системы.

Во втором внешнем объеме модуля (Рисунок 4.3) располагается накамерная электроника в виде предусилителей-дискриминаторов, кабели низковольтного питания усилителей и сигнальные кабели. Сигналы на вход усилителей с детекторов подводятся кабелями через интерфейсные платы, вклеенные в центральную опорную плоскость модуля. Дифференциальные цифровые сигналы с усилителей в стандарте LVDS поступают на электронику сбора данных посредством специальных многоканальных кабелей. Кабели проходят через весь модуль к торцам и выводятся из ярма магнита через специальные отверстия к время-цифровым преобразователям, расположенным в крейтах VXS на ярме магнита. К этим же внешним торцам модулей подводятся газовые трубки, кабели высоковольтного и низковольтного питания, а также кабели системы медленного контроля.

Все модули устанавливаются на силовой каркас MPD посредством системы рельсов-пазов и роликовых кареток, зафиксированных на крышке электронного объема модуля. Благодаря этому, детекторы смежных секторов TOF максимально близко располагаются друг к другу, что влияет на геометрическую эффективность системы в целом.



Рисунок 4.3 – Расположение усилителей и сигнальных кабелей во внешнем объеме модуля TOF

## 4.2 Моделирование характеристик времяпролетной системы

Для представленной выше конструкции времяпролетной системы было проведено Монте-Карло моделирование [84] с использованием программной среды MPDRoot [85]. Данный пакет включает в себя: всевозможные генераторы столкновений ионов (UrQMD, LAQGSM, HIJING и др.), инструмент симуляции прохождения частиц через вещество GEANT4 и множество других надстроек, позволяющих подробно описать процесс столкновения ионов, движения продуктов реакций и отклик детекторов на проходящие через них частицы.

Чтобы получить наиболее надежные результаты моделирования, была создана и интегрирована в MPDRoot наиболее подробная версия геометрии системы TOF (Рисунок 4.1). Эта геометрия отличается от предыдущих большей детализацией детектора МРПК. Три слоя стекла и активного газа размещены между печатными платами в соответствии с конструкцией реального детектора. Разделение активных областей на три слоя позволяет проводить более точное моделирование по сравнению с предыдущей версией геометрии TOF, где МРПК содержал только один активный слой. Из-за ограниченного количества форм, доступных в геометрии ROOT, корпуса модулей TOF были собраны из набора алюминиевых пластин, вместе представляющих собой корпус модуля. При этом толщина пластин была выбрана в соответствии с количеством вещества в реальном корпусе. Внутренний объем бокса, в котором размещены детекторы МРПК, заполнен газом. Каждый детектор прикреплен к коробке тремя парами креплений, которые также были прорисованы в геометрии. В объеме электроники были установлены усилители в виде печатных плат с разъемами и кабели. Наконец, были заданы все элементы крепления модулей к силовому каркасу MPD, которые могут влиять на работу электромагнитного калориметра.

В первую очередь, моделирование было направлено на оценку производительности времяпролетной системы и соответствие ее характеристик требованиям, изложенным в разделе 1.3 диссертации. К этим характеристикам относятся: эффективности регистрации в условиях высокой множественности частиц в центральных столкновениях ионов золота, эффективности сопоставления восстановленных треков с событиями в TOF и способности сепарации заряженных адронов чистым времяпролетным методом и в комбинации с ионизационными потерями в TRC.

Геометрическая эффективность зависит только от геометрии системы TOF и расположения МРПК внутри модулей. На рисунке 4.4 представлена дифференциальная эффективность вдоль направления  $Z$  ( $d\epsilon/dZ$ ). Из рисунка следует, что 93.8% всех частиц, летящих в направлении TOF, попадают в активную область детекторов. Другие (неэффективные)

летят через щели между модулями. Наиболее неэффективное с точки зрения геометрии место в цилиндре TOF – горизонтальная плоскость, где располагаются рельсы времяпроекционной камеры ТРС. Несмотря на это, полученная геометрическая эффективность вполне удовлетворяет требованиям эксперимента.

Факт попадания частицы в детектор еще не означает, что она будет зарегистрирована и ее время пролета будет точно вычислено. Из-за большого размера считывающих электродов в одном событии есть вероятность попадания в один считывающий электрод нескольких частиц, у которых могут отличаться масса, импульс и длина трека. При этом сигнал на выходе предусилителя-дискриминатора в среднем имеет длительность около 12-15 нс. Таким образом, сигналы от разных частиц накладываются друг на друга, и возникает неопределенность определения времени для всех попавших в канал частиц. Такой эффект называется загрузенностью каналов (осцирапсу). Процедура оценки загрузенности каналов системы заключается в следующем. Сначала рассчитывается полное число попаданий частиц в каждый канал TOF из всех Монте-Карло треков при центральном (0 – 3 Фм) столкновении Au-Au с максимальной энергией ионов коллайдера NICA в системе центра масс  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ. Далее учитывается средний размер кластера (числа сработавших стрипов) для единичных частиц, полученный из экспериментальных данных в зависимости от угла входа частиц в детектор (Рисунок 3.38). В результате получается распределение среднего числа срабатываний каждого канала считывания в одном соударении частиц. Распределение, представленное на рисунке 4.5, представляет собой дифференциальную загрузенность каналов TOF в зависимости от положения стрипов вдоль оси пучка. Видно, что максимальная загрузенность при максимальной энергии столкновений Au-Au составляет менее 14%, а средняя занятость составляет около 11%.

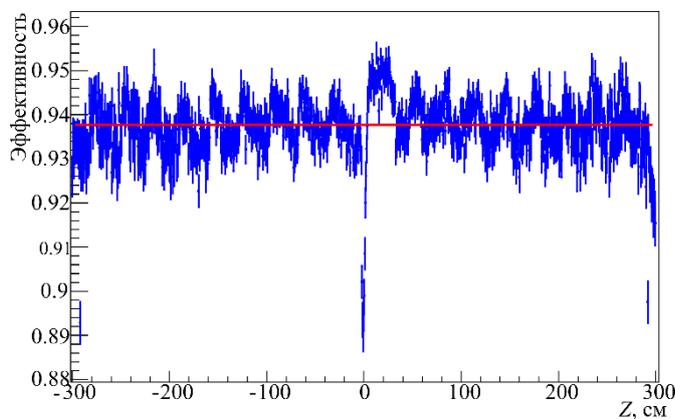


Рисунок 4.4 – Дифференциальная геометрическая эффективность цилиндра времяпролетной системы вдоль оси пучка

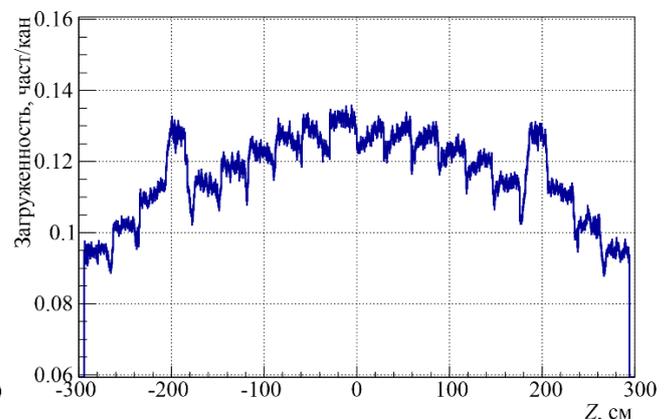


Рисунок 4.5 – Оценка загрузенности стрипов МРПК в области барреля TOF для центральных столкновений Pb-Pb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ

Результаты моделирования при максимально жестких условиях показывают, что требование оптимизации гранулярности каналов TOF (максимальная загруженность менее 15%) полностью выполняется.

Для восстановления массы частицы, помимо времени пролета необходимо знать ее импульс и длину трека. Поэтому поиск соответствия восстановленных в TPC треков со сработавшими каналами в TOF является одной из важнейших процедур при обработке данных. Процедура сопоставления треков времяпроекционной камеры с событиями в детекторах времяпролетной системы состоит в том, чтобы найти подходящее время в TOF для каждого из реконструированных треков TPC, которые достигли барреля TOF. Количество этих треков  $N_{rec\_tracks}$ . Реконструированные в TPC треки либо попадают в активную область TOF, либо в «мертвую» область, которая определяет геометрическую неэффективность системы. Для каждого реконструированного трека, попавшего в активную область TOF, экстраполируется точка с пространственным окном, определяемым точностью экстраполяции траектории фильтром Калмана ( $3\sigma$ ). События в детекторах TOF (хиты) так же имеют свою координату с определенным координатным разрешением. В каждом окне трека таких хитов TOF – кандидатов на соответствие треку может быть и один, и более одного. В случае попадания в окно только одного хита TOF, данному хиту сразу ставится в соответствие трек, в окно которого он попал. Такой трек считается хорошо сопоставленным с хитом TOF или истинным ( $N_t$ ). Если же в одно окно трека попали несколько хитов, с учетом координатного разрешения МРПК, то в первую очередь в соответствие треку выбирается ближайший к точке экстраполяции кандидат и трек считается сопоставленным. Так же возможно, что при пересечении окон двух разных треков, каждому треку соответствует только один хит в TOF. Такое бывает, например, при попадании двух разных частиц в один канал TOF при высокой множественности частиц в одном событии. В таком случае все-равно выбирается ближайший к хиту экстраполированный трек и считается сопоставленным, но возникает неопределенность и высока вероятность, что такой трек будет неправильно сопоставленным ( $N_w$ ). При обработке реальных физических данных, естественно, такие треки будут считаться эффективно сопоставленными, то есть полное число эффективно сопоставленных треков будет составлять  $N_{match} = N_t + N_w$ . И тогда эффективность мэтчинга составит  $eff = N_{match}/N_{rec\_tracks}$ .

При симуляции из Монте-Карло треков можно оценить число неправильно сопоставленных треков. Отношение числа неправильно согласованных треков к полному числу сопоставленных  $cont = N_w/N_{match}$  характеризует загрязнение или контаминацию хорошо сопоставленных треков неправильно сопоставленными с хитами TOF.

Промоделированная зависимость эффективности согласования треков с хитами от импульса для энергии столкновения ионов золота  $\sqrt{S_{NN}} = 11$  ГэВ представлена на рисунке 4.6. Видно, что при больших импульсах частиц эффективность около 90%. При этом оказывается, что средняя эффективность согласования составляет около 84%. Такое значение обусловлено тем, что большое количество частиц, попадающих в систему TOF, имеют импульс менее 500 МэВ и поэтому данные точки имеют больший вес при усреднении. Контаминация составляет около 10% практически во всем диапазоне импульсов. При малых импульсах большое влияние на поиск соответствия хитов и треков оказывает магнитное поле, которое сильно искривляет траекторию таких частиц. В итоге они влетают в детекторы под большими углами, что значительно ухудшает восстановление их координаты.

Полученные цифры хорошо согласуются с геометрической эффективностью системы и ее заполняемостью при большой множественности частиц. Требованиям эксперимента такие значения полностью удовлетворяют.

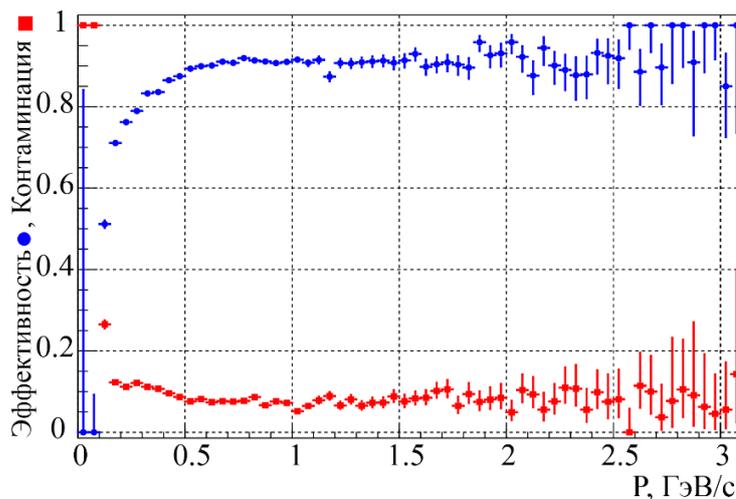


Рисунок 4.6 – Эффективность и контаминация поиска соответствия по координатам временных событий TOF и восстановленных треков частиц в TPC в зависимости от их импульса при энергии  $\sqrt{S_{NN}} = 11$  ГэВ

Все описанные выше результаты моделирования демонстрируют способность времяпролетной системы с высокой эффективностью регистрировать частицы, летящие в ее сторону. Основным же показателем работы времяпролетной системы является ее способность идентификации заряженных частиц и, в частности, адронов. На рисунке 4.7 показан результат реалистичного моделирования сепарации по массам пионов, каонов и протонов в зависимости от их импульсов при временном разрешении времяпролетной системы 80 пс. Для определения эффективности сепарации и контаминации в данном случае выбраны довольно жесткие рамки в  $3\sigma$  (красные линии) от дисперсии распределения массы каждой частицы при данном импульсе.

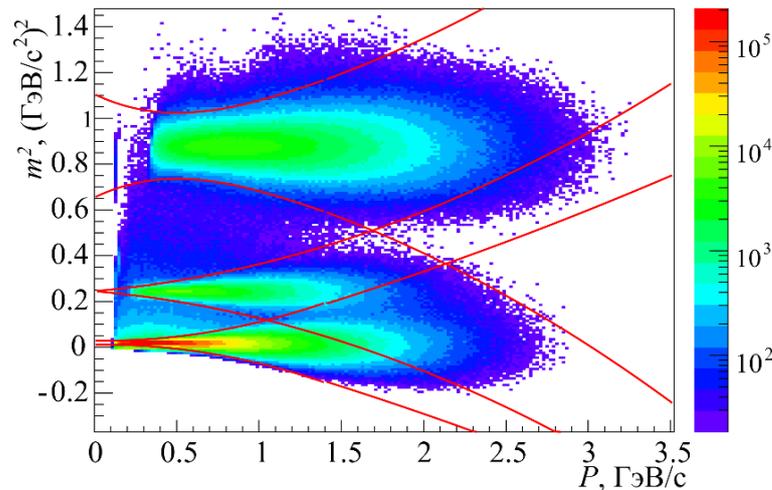


Рисунок 4.7 – Разделение  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$  времяпролетной системой с  $\sigma_t = 80$  пс. Красные линии – границы  $3\sigma$

Результаты оценки эффективности сепарации адронов времяпролетной системой методом  $3\sigma$  представлены на рисунке 4.8. Как видно, разделение адронов в диапазоне импульсов 0.5 – 1.5 ГэВ/с времяпролетной системой происходит с эффективностью выше 90% с контаминацией для каонов около 10%. Как и в случае с эффективностью согласования треков с хитами TOF, эффективность разделения адронов с импульсами ниже 0.5 ГэВ сильно ухудшается. Поэтому, обычно идентификацию частиц с малыми импульсами производят по их ионизационным потерям  $dE/dx$  в TPC. При такой комбинированной идентификации адронов во всем диапазоне импульсов эффективность выше 90% (Рисунок 4.9) при низком уровне ложно идентифицированных частиц.

Проведенное моделирование показало, что использование предложенной времяпролетной системы на основе МРПК в многоцелевом детекторе MPD позволяет с высокой эффективностью идентифицировать заряженные частицы в широком диапазоне импульсов и псевдобыстрот.

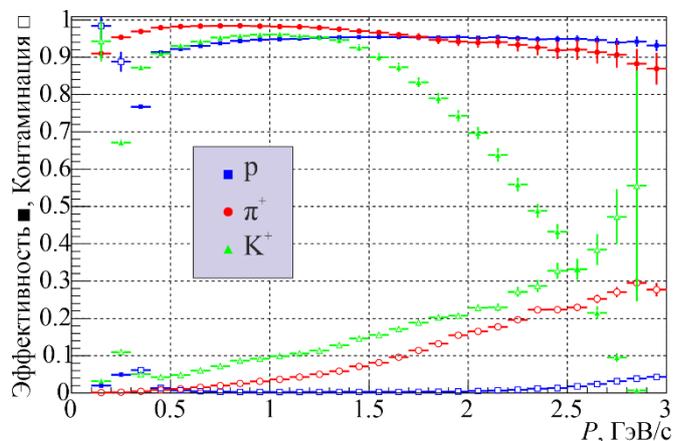


Рисунок 4.8 – Эффективность и контаминация при сепарации адронов только времяпролетным методом

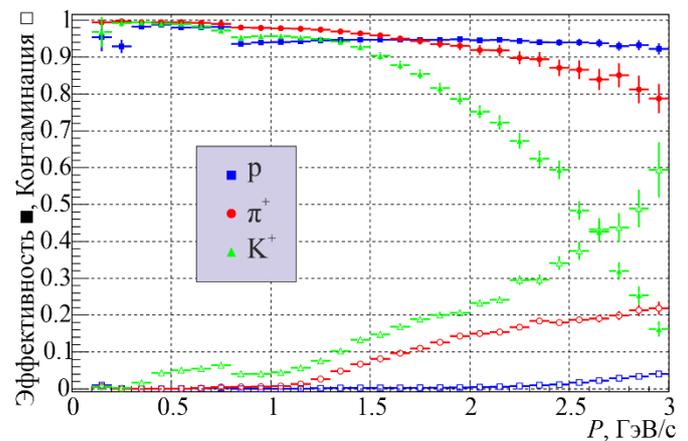


Рисунок 4.9 – Эффективность и контаминация при сепарации адронов комбинированно по времени пролета и ионизационным потерям  $dE/dx$

### 4.3. Считывающая электроника времяпролетной системы MPD

При оценке общего временного разрешения времяпролетной системы на основе МРПК в главе 3 было отмечено, что решающее значение на данную характеристику влияет считывающая электроника. В методических целях для достижения рекордных разрешений обычно сигналы считывают с небольших электродов малой емкости для минимизации шумов, используют самые быстрые предусилители и считывают усиленные сигналы при помощи осциллографов и диджитайзеров с собственным джиттером порядка единиц пикосекунд. Такие измерения позволяют наиболее точно изучить влияние развития лавинного разряда на временное разрешение детектора. Стоимость одного канала такой электроники может превышать стоимость всего исследуемого детектора. Поэтому, для больших многоканальных систем, задача оптимизации соотношения «цена канала/джиттер» является довольно важной задачей.

В TOF MPD было решено использовать опыт эксперимента ALICE в ЦЕРН и разрабатывать электронику считывания сигналов на базе уже используемых на этом эксперименте интегральных схем специального назначения NINO [60] и HPTDC [86].

#### 4.3.1 24-канальный предусилитель-дискриминатор на базе чипа NINO.

Для испытаний первых прототипов МРПК для TOF MPD использовали униполярные аналоговые усилители на дискретных компонентах и аналоговые усилители на базе чипа AMPL 8.3 [88]. Для небольшого количества каналов считывания этого было достаточно, но были и существенные недостатки такой электроники. Так при использовании усилителей на дискретных компонентах часто возникал эффект самовозбуждения, а внешние наводки сильно искажали униполярный выходной сигнал. Из-за этого временное разрешение первого испытанного прототипа МРПК составляло около 90 пс [72]. Другим существенным недостатком был размер усилителей. Даже 8 каналов такого усилителя выполняются на печатной плате довольно большого размера. Поэтому оптимально было использовать интегральные микросхемы.

Опыт использования усилителя на базе специализированной интегральной микросхемы AMPL 8.3 так же был непродуктивным, так как данный чип был разработан для усиления сигналов с проволочных камер. Шумовые характеристики и усиление этого чипа приемлемы для регистрации сигналов с МРПК, но выходной сигнал имеет фронт нарастания импульса порядка 10 нс. Даже очень малые шумы при таких фронтах импульса дают существенный джиттер временной отметки (смотри формулу 2.77). Поэтому получить результаты, удовлетворяющие требованиям времяпролетной системы используя AMPL 8.3 не удалось.

Наконец, решили использовать дифференциальное считывание сигналов с МРПК при помощи усилителей, которые использовались во времяпробной системе эксперимента ALICE в ЦЕРН, на базе специальной интегральной микросхемы NINO [60] (Рисунок 4.10). Данный трансимпедансный усилитель разрабатывался специально для считывания быстрых сигналов с МРПК для времяпробных измерений. Характеристики чипа NINO, указанные в таблице 4.1, полностью соответствуют требованиям эксперимента. Существенными отличительными особенностями усилителя являются регулируемый входной импеданс, выходной дифференциальный сигнал в стандарте LVDS и низкое энергопотребление, что очень важно для многоканальных детекторных систем.

Таблица 4.1 – Характеристики NINO ASIC

Параметр	Значение
Число каналов	8
Пиковое время	1 нс
Рабочее напряжение	2.5 В
Энергопотребление (минимальное)	27 мВт/канал
Диапазон входного сигнала	30 фКл – 2 пКл
Шум (с входной емкостью до 10 пФ)	$< 5 \times 10^3$ e- rms
Порог дискриминации	10 - 100 фКл
Дифференциальный входной импеданс	$40 \text{ Ом} < Z_{in} < 75 \text{ Ом}$
Временной джиттер	$< 10$ пс

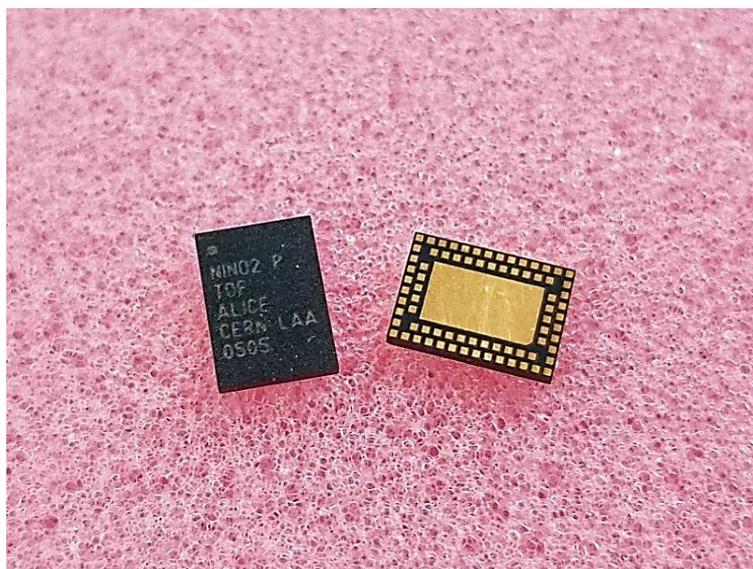


Рисунок 4.10 – Специальная интегральная микросхема NINO

Особенности входного каскада NINO уже были описаны в разделе 2.3.6 диссертации. Поэтому можно напомнить, что входной трансимпедансный каскад усилителя без обратной связи состоит из двух транзисторов, которые при протекании через них тока из детектора заряжают конденсатор перед первым усилителем напряжения. За входным каскадом следуют 4 каскада дифференциального усилителя с низким коэффициентом усиления и высокой пропускной способностью ( $G = 6$ ,  $BW = 500$  МГц). После усиления сигнал поступает на дискриминатор с регулируемым порогом и LVDS драйвер. Прямо перед драйвером выходного сигнала LVDS установлена схема, увеличивающая длительность сигнала. Такое растяжение длительности выходного сигнала необходимо из следующих соображений. Стандартная ширина усиленного импульса на входе дискриминатора колеблется от 1 нс до 7 нс (Рисунок 2.18). Оцифровывающая электроника на основе чипа NPTDC, которая используется в системе сбора данных MPD TOF, может измерять только передний и задний фронты входного импульса шириной более 6 нс, поэтому длительность выходного сигнала расширяется, в среднем, до 10 нс.

Сначала для испытания первых «пэдовых» прототипов МРПК использовались 24-канальные платы усилителей времяпролетной системы ALICE. Использование данного усилителя при тестировании существенно повлияло на временное разрешение исследуемых прототипов МРПК [73]. Первые прототипы МРПК со стриповым считыванием имели 24 считывающих электрода именно из-за соответствующего числа каналов данного усилителя.

По результатам исследования МРПК с усилителями на базе NINO было принято решение разработать и изготовить собственный усилитель-дискриминатор [88], имеющий несколько существенных отличий от усилителя ALICE. Новый усилитель (Рисунок 4.11) PA24N2V4L также имеет 24 входных дифференциальных канала. Габаритные размеры усилителя – 196.5 x 89 мм<sup>2</sup>.

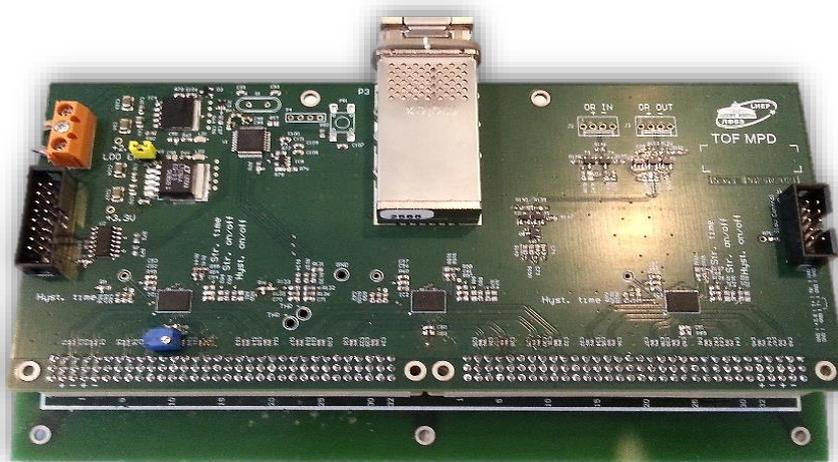


Рисунок 4.11 – 24-канальный предусилитель-дискриминатор PA24N2V4L на базе чипа NINO

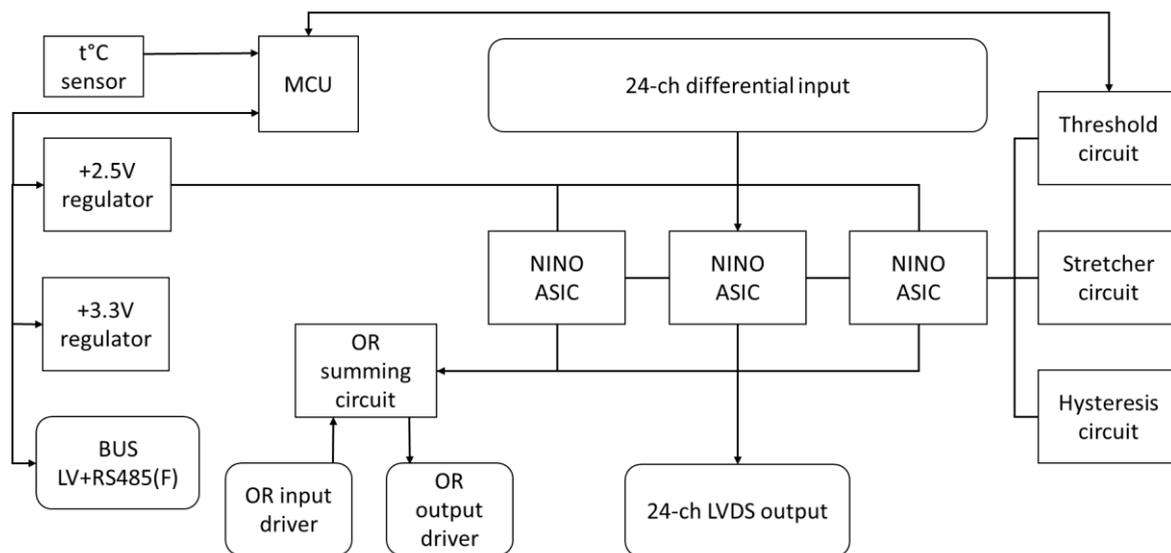


Рисунок 4.12 – Упрощенная блок-схема платы предусилителя PA24N2V4L

Упрощенная блок-схема платы предусилителя представлена на рисунке 4.12. На плате предусилителя установлено два входных разъема DIN 41612 96abc (3 x 32) и разъем CXP (InfiniBand) в качестве выходного разъема. Каждый разъем обеспечивает ввод и вывод 24 токовых дифференциальных сигналов из МРПК. Входной импеданс дифференциальных дорожек на плате предусилителя согласован с импедансом стрипов МРПК и двойной витой пары (55 Ом), чтобы минимизировать отражение сигнала на переходах и перекрестные помехи. Сигналы с 24 дифференциальных пар входов поступают через конденсаторы, необходимость которых разъясняется ниже, прямо на входы чипов NINO. Все процессы с сигналом происходят внутри чипа. С платы же производится управление порогами, растяжением выходного импульса и гистерезисом. Выходные сигналы с NINO соответствуют стандарту LVDS и выводятся на разъем CXP для считывания во время-цифровой преобразователь. Помимо этого, сигналы поступают на логическую схему «ИЛИ», которая связывает все выходы чипов NINO, для генерации и вывода цифрового логического сигнала для использования его в триггерных целях.

Новый предусилитель специально разрабатывался для считывания сигналов с двух сторон стрипов МРПК. Основное его отличие от усилителя с эксперимента ALICE состоит в следующем. Во время исследования первых прототипов МРПК с стриповыми электродами сначала использовали усилители из эксперимента ALICE по аналогии с «пэдовыми» прототипами. При этом было замечено, что два усилителя, подключенные напрямую с двух сторон к одному усилителю переставали работать из-за того, что существует постоянный потенциал между анодом и катодом на дифференциальном входном каскаде чипа NINO. При соединении двух входов усилителей через считывающие стрипы данный потенциал смещается и сигнал

становится невозможно считать. Данная проблема разрешилась последовательной установкой на каждый вход усилителя конденсаторов емкостью 1 нф. Такая емкость не практически не приводит к искажению или затуханию входного сигнала (так как собственная полоса пропускания NINO составляет 500 МГц) и полностью исключает ток из одного усилителя в другой. Кроме конденсаторов, каждый вход усилителя замыкается на землю через резисторы 1 МОм, которые установлены на переходных платах. Это позволяет менять предусилитель при приложенном к детектору высокому напряжению, так как дифференциальная пара стрипов не накапливает заряд и всегда находится под нулевым потенциалом.

Другие изменения, в основном, были направлены на расширение возможностей дистанционного медленного контроля параметров усилителя. Для контроля в новом усилителе был установлен микроконтроллер со сверхнизким потреблением STM8L152C8T6. Данный микроконтроллер был выбран специально из-за его малого максимального энергопотребления 0.2 Вт и большой функциональности. Основной задачей микроконтроллера является дистанционное изменение порогов дискриминации NINO. Пороговое значение по умолчанию составляет 165 мВ вокруг базовой линии 1.25 В. Помимо этого, микроконтроллер предназначен для считывания данных с предусилителя о его напряжении питания, величине порогов и температурах и передачи этой информации в систему сбора данных медленного контроля. Единственным недостатком микроконтроллера является его напряжение питания – +3.3 В, тогда как у NINO данное напряжение соответствует +2.5 В. Эта проблема была решена установкой на плату предусилителя двух стабилизаторов питания LDO MIC37301 на напряжение +2.5 и +3.3 вольта постоянного тока.

В итоге разработки получился предусилитель-дискриминатор для времяпролетной системы TOF MPD, у которого можно выделить следующие специфические особенности:

- стабилизированное напряжение питания чипа NINO;
- входной импеданс, согласованный с импедансом стриповой линии МРПК;
- защита от перегрузки на входных каналах;
- конденсаторы на входах для двухстороннего дифференциального считывания со стрипов;
- возможность использования в качестве триггера (параллельный «или» выход);
- мониторинг и контроль значений пороговых напряжений дискриминатора NINO;
- мониторинг и контроль (включение/выключение) напряжения питания NINO;
- мониторинг температуры платы предусилителя и температуры переходной платы со стороны газового объема модуля TOF.

Еще одной отличительной особенностью считывания сигналов при помощи усилителя NINO является выходной кабель производства Molex с разъемами CXP и кабелем Amphenol Spectra-Strip, который обычно используется для высокоскоростной передачи данных по технологии InfiniBand. Кабель обеспечивает дифференциальную линию передачи с импедансом 100 Ом с хорошими электрическими характеристиками длиной до 10 м. На рисунке 4.13 показаны два выходных сигнала, передаваемые от платы NINO через такой кабель длиной 10 метров. Фронты импульсов LVDS после прохождения через кабель практически не изменились и измеренный джиттер между двумя каналами усилителя составляет около 7 пс, что соответствует значениям, полученным из формулы 2.77.

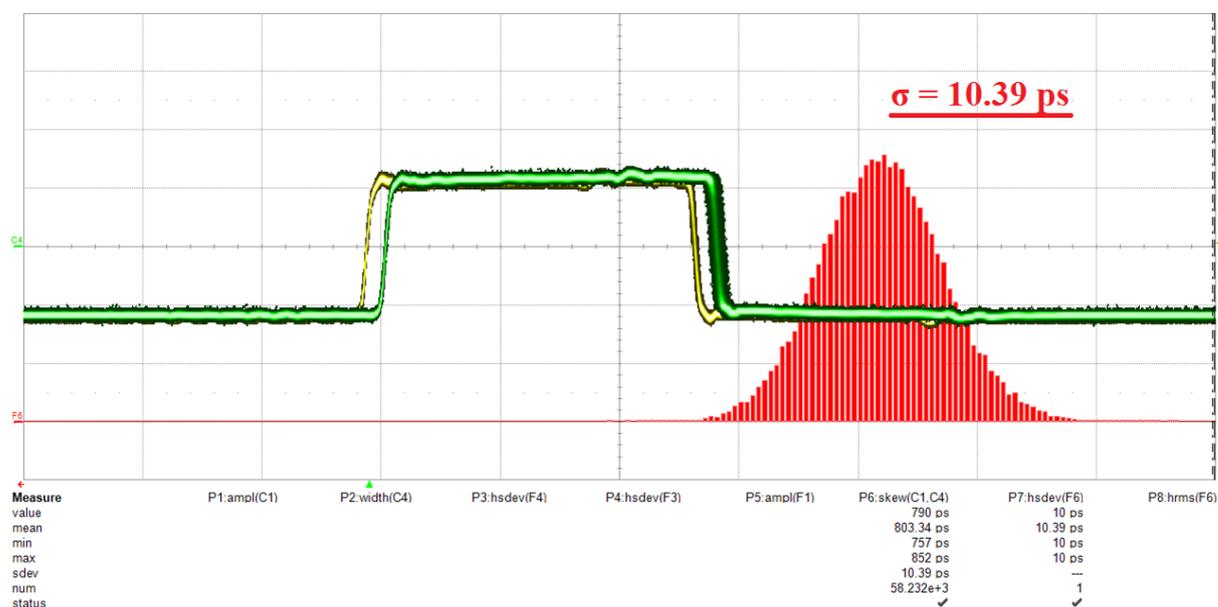


Рисунок 4.13 – Сигналы с двух каналов усилителя на базе чипа NINO и распределение разности времен между этими каналами, характеризующее их джиттер

#### 4.3.2 Время-цифровой преобразователь TDC72VXS

Время-цифровой преобразователь (ВЦП) TDC72VXS (рисунок 4.14) на базе специализированной микросхемы HPTDC был разработан для оцифровки сигналов LVDS, поступающих с выхода усилителя NINO. Один модуль TDC72VXS имеет 72 дифференциальных входа с сопротивлением 100 Ом и оснащен разъемами того же типа, что и предусилитель. К одному такому модулю можно подключить три усилителя. Временная дискретизация преобразователя составляет 24 пс. Синхронизация модулей TDC72VXS в одном крейте VME VXS осуществляется по высокопроизводительной шине VXS. Между крейтами временная синхронизация осуществляется при помощи технологии «White Rabbit» [89], которая обеспечивает точность синхронизации лучше 10 пс [90].

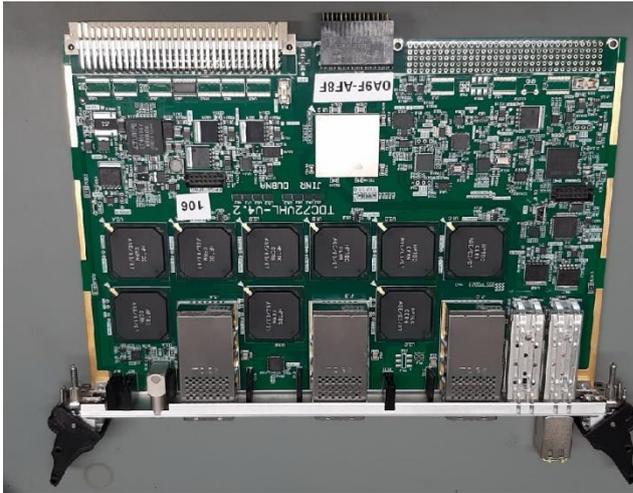


Рисунок 4.14 – Модуль 72-канального время-цифрового преобразователя TDC72VXS



Рисунок 4.15 – Крейт VME VXs с модулями ВЦП, триггерным и синхронизационным модулем

Один крейт VME VXs может вместить до 18 модулей ВЦП (рисунок 4.15) с учетом триггерного и синхронизационного модуля TTVXS. Общее количество ВЦП, необходимых для сбора данных с 13440 каналов накамерной электроники TOF MPD составляет 196 штук. Для удобства подключения модули распределены на 14 крейтов по 14 штук в каждом. Таким образом, один крейт отвечает за считывание сигналов с двух модулей TOF. Так как длина считывающего кабеля ограничена 10 метрами, то крейты VME VXs было решено разместить на яме сверхпроводящего магнита MPD. Из модулей TDC72VXS данные посредством сети Ethernet поступают на предварительную обработку на сервер обработки событий. После обработки данные отправляются на хранение.

#### 4.3.3 Калибровки электроники

Важным фактором, влияющим на качество временных характеристик времяпролетной системы, оказались дифференциальная и интегральная нелинейности НРТДС. Эти нелинейности известны и описаны в инструкции по эксплуатации к НРТДС [91]. Нелинейность появляется в следствие особенностей архитектуры чипа. Максимальная дискретизация одного канала 32-канального чипа НРТДС – примерно 100 пс. Для получения разрешения лучше 25 пс, которые необходимы для времяпролетных измерений необходима большая дискретизация. Поэтому в НРТДС реализован следующий принцип. Базовая тактовая частота чипа в данной версии – 41.(6) МГц (период 24 нс). Для первичного увеличения разрешающей способности базовый тактовый сигнал поступает на контур фазовой автоподстройки частоты (PLL), на выходе которой мы имеем максимальную тактовую частоту 333.(3) МГц (3 нс). Следующим шагом тактовый сигнал поступает на цепь задержек DLL, где частота умножается еще на 32 и на выходе уже составляет

10.(6) ГГц (High Resolution режим). Дальнейшее улучшение разрешения НРТДС возможно лишь при объединении каналов через прецизионную линию RC задержки, имеющую очень малые зависимости от температуры и напряжения питания. Подавая одновременно один сигнал на четыре канала чипа НРТДС через такие задержки, в идеале можно добиться минимальной ширины отсчетов (каналов) ВЦП  $\sim 23.4$  пс. В реальной же микросхеме из-за ошибки ее проектирования проявилась сильная интегральная нелинейность времени, вызванная кросс-наводкой тактовой частоты из логической части чипа на аналоговую. Помимо этого, неидеальные значения RC задержек приводят к различиям в четверках каналов внутри  $\sim 93$ -пикосекундного временного промежутка.

Из-за нелинейностей измеряемые времена пролета (в зависимости от задержки между сигналами) могут отличаться от реальных значений на сотни пикосекунд, что сильно ухудшает эффективность идентификации частиц. Для определения нелинейностей электроники основной методикой является, так называемый, статистический тест плотности кода на основе источника случайных событий. Процедура такого теста заключается в заполнении всего цикла работы ВЦП случайно распределенными во времени событиями.

Порядок проведения и применения калибровок следующий. Один цикл работы чипа ( $24 \text{ нс} = 1024$  канала) заполняется распределенными случайно во времени сигналами. В идеальном случае количество событий в каждом канале ВЦП должно быть одинаковым, но, в следствии нелинейности, все каналы в реальности имеют разную ширину по времени, и поэтому число событий в каждом канале будет разное. Отношение числа событий  $N_i$  в  $i$ -ом канале к среднему числу событий на канал  $\frac{N_i \cdot 1024}{\sum_{i=0}^{1023} N_i} - 1$  есть дифференциальная нелинейность (DNL) для этого канала. То есть, дифференциальная нелинейность показывает то, на сколько отличается размер канала от идеального ( $23.4375$  пс). Если DNL меньше нуля, то и ширина канала меньше идеального, если же больше нуля, то канал шире. Если DNL равна 0, канал имеет нормальную ширину. Стоит заметить, что при  $\text{DNL} = -1$ , бин имеет "нулевую" ширину, что тоже обнаруживается при калибровках.

Интегральная нелинейность (INL) для каждого канала определяется как сумма дифференциальных нелинейностей всех предыдущих по порядку каналов, включая данный. То есть, INL есть абсолютное временное отклонение канала ВЦП от его «нормального» положения. Суммируя отклонение ширины (DNL) предыдущих каналов, мы находим отклонение положения (INL) для данного канала. Время с учетом нелинейностей вычисляется как (номер\_канала+INL)\* $23.4375$  пс.

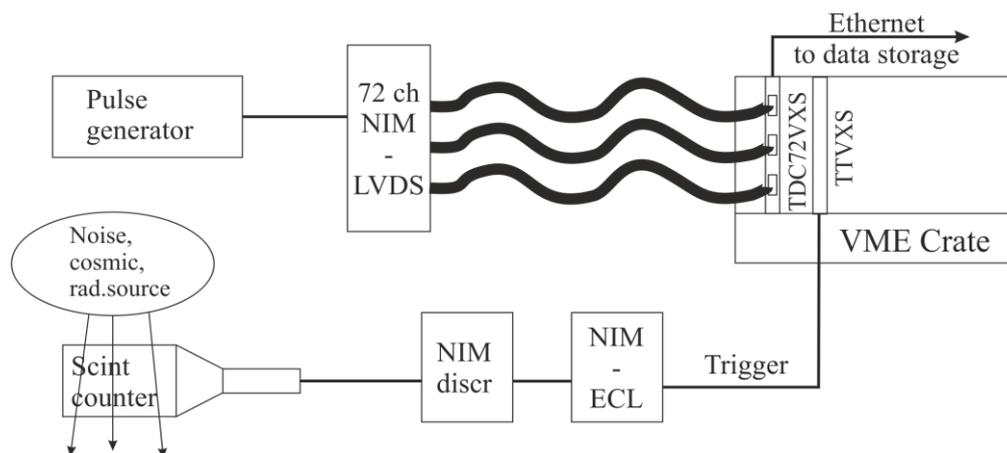


Рисунок 4.16 – Блок-схема установки для определения нелинейностей ВЦП «тестом плотности кода»

Для калибровки блоков время-цифровых преобразователей TDC72VXS был собран калибровочный стенд, схема которого показана на рисунке 4.16. В качестве источника случайных событий используется сцинтилляционный счетчик на основе стильбена с ФЭУ-87. Скорость счета данного детектора (шумы+космическое излучение) около 1000 событий с секунду. Сигнал с ФЭУ дискриминируется и преобразуется в стандарт NIM, а затем в стандарт ECL, который используется в системе сбора данных для триггерных целей. Этот сигнал подается на триггерный вход блока синхронизации TTVXS. То есть, случайный сигнал использовался как триггерный для набора калибровочных данных. Для применения теста плотности кода достаточно чтобы только триггерный сигнал был случайным и не коррелировал с входным сигналом ВЦП.

Для генерации входного сигнала в ВЦП используется 72-канальный (по числу каналов TDC72VXS) LVDS генератор (повторитель) на основе компаратора AD8465 и LVDS-драйвера ADN6470 с выходными разъемами, соответствующими кабелям, которые будут использоваться в MPD. На вход повторителя подается периодический сигнал с импульсного генератора стандарта NIM с частотой 1 МГц, что соответствует ширине временного окна в 1 мкс, в котором ищется входной сигнал при приходе триггера. Следовательно, на каждый случайный триггерный сигнал, в окне должен присутствовать входной сигнал с генератора, и он не должен коррелировать с триггерным сигналом.

Тест плотности кода является статистическим методом, поэтому, ошибка вычисления нелинейностей зависит только от точности вычисления среднего числа событий на один «бин» ВЦП. Таким образом, относительную статистическую погрешность определения INL можно выразить как  $\frac{1}{\sqrt{N/1024}}$ , где  $N$  – число событий на калибруемый канал ВЦП. Для точности лучше 1% требуется статистика не менее  $10^7$  событий на канал, что с использованием выше описанного метода требует около 16 часов набора.

Описанная выше методика была применена ко всем имеющимся в наличии модулям TDC72VXS. На рисунках 4.17 и 4.18 приведены полученные по вышеописанной методике гистограммы дифференциальной и интегральной нелинейностей для одного входного канала TDC72VXS (с/н 080С-644Е). Полное число использованных для получения калибровок событий  $\sim 5.8$  миллиона, то есть, в среднем на канал примерно 5600. Как видно из рисунков, основной вклад в искажение временной информации вносит интегральная нелинейность. Искажения могут превышать 10 бит, что означает, что реальное время измеряется со сдвигом около 250 пс, что совершенно недопустимо при времяпролетных измерениях.

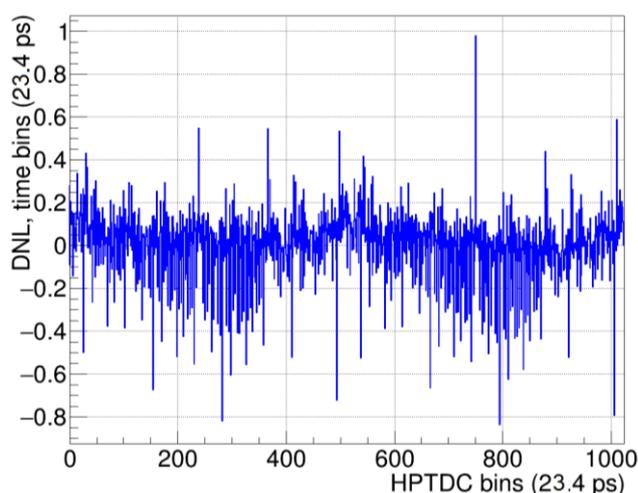


Рисунок 4.17 – Дифференциальная нелинейность (DNL) одного канала ВЦП TDC72VXS

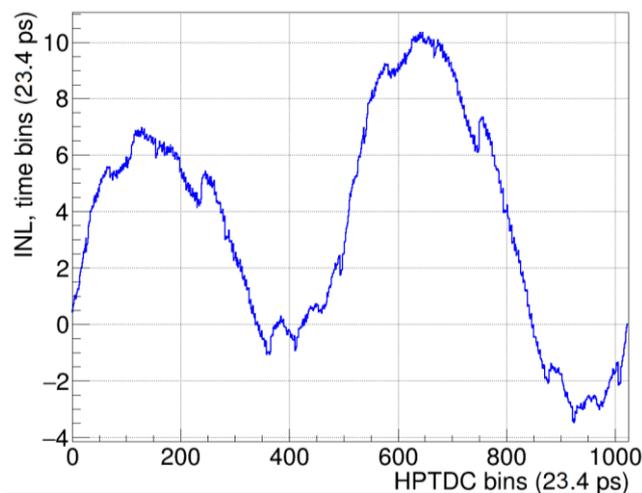


Рисунок 4.18 – Интегральная нелинейность (INL) одного канала ВЦП TDC72VXS

Качество проведенных калибровок нелинейностей проверяется сравнением временного джиттера (нежелательные фазовые или частотные отклонения) при нескольких различных задержках сигналов (в диапазоне 24 нс) между разными каналами ВЦП. На рисунке 4.19 представлена блок-схема установки для проверки калибровочных данных. За основу проверочной установки взят генератор задержек Stanford Research Systems DG645 Digital Delay Generator. Основной особенностью генератора являются резкие передние фронты выходных импульсов (от 100 пс) и прецизионная точность регулировки задержек (шаг 5 пс) с джиттером задержки меньше 0.5 пс в широком временном диапазоне. Этот прибор имеет один опорный выходной канал T0 с фиксированным временем и 8 каналов с программируемыми задержками. Уровни и длительности всех сигналов регулируются как с панели управления, так и удаленно через Ethernet или RS232 протоколы. Для упрощения процедуры калибровки была написана программа, изменяющая задержки с шагом 0.5 нс в диапазоне 0 – 13 нс. В ходе проверки на всех каналах генератора сигналов формировался импульс стандарта NIM длительностью 20 нс.

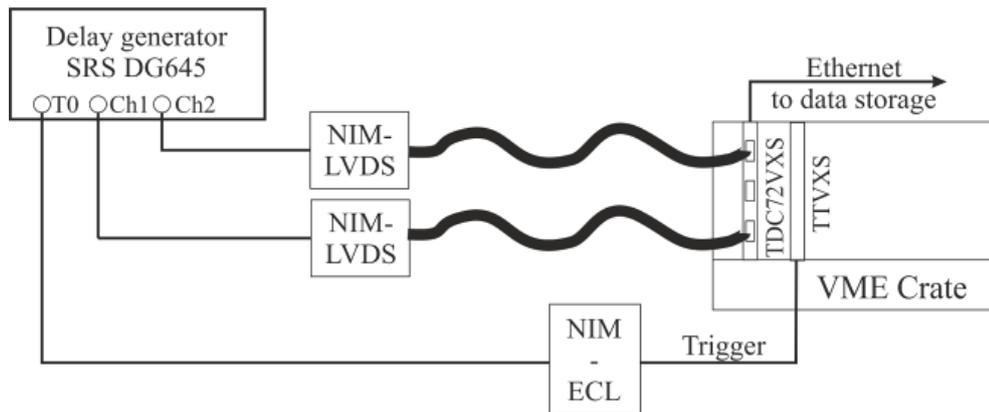


Рисунок 4.19 – Схема стенда для оценки качества калибровок TDC72VXS

Методика проверки заключается в измерении дисперсии распределения разности времен между каналами ВЦП при различных задержках сигналов. Сигнал с фиксированного канала генератора T0 подавался через преобразователь NIM-ECL на триггерный канал TTVXS, а сигналы с каналов Ch1 и Ch2 генератора через преобразователь NIM-LVDS на произвольные входы одного из TDC. Собственный джиттер между сигналами был измерен на осциллографе LeCroy WR 640Zi с полосой пропускания 4 ГГц и частотой дискретизации  $40 \cdot 10^9$  выборок/с. После преобразования NIM-LVDS он составил 1 пс, независимо от задержки между сигналами.

На рисунке 4.20 представлен пример распределения разниц времен между проверяемыми каналами ВЦП без применения INL калибровок. Как видно из гистограммы, при задержках между импульсами от 2 до 10 нс за счет интегральной нелинейности распределение сильно размывается. При аппроксимации его функцией Гаусса на одной из задержек, дисперсия распределения составляет 165 пс, тогда, когда она в идеале должна быть около 20 пс. После применения калибровок INL распределения сильно меняются (Рисунок 4.21). Дисперсия того же распределения после применения калибровок уже составляет 30 пс.

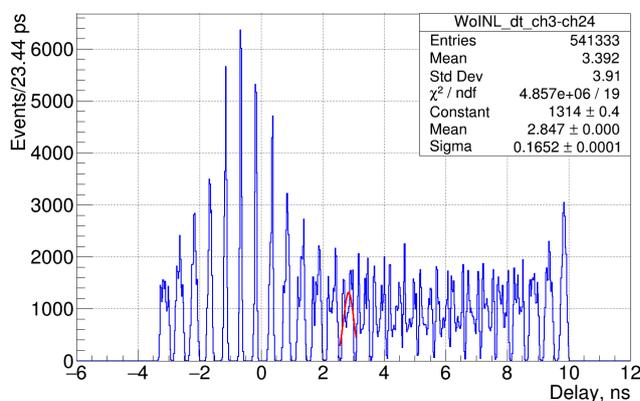


Рисунок 4.20 – Распределения разности времен прихода сигналов до применения калибровок

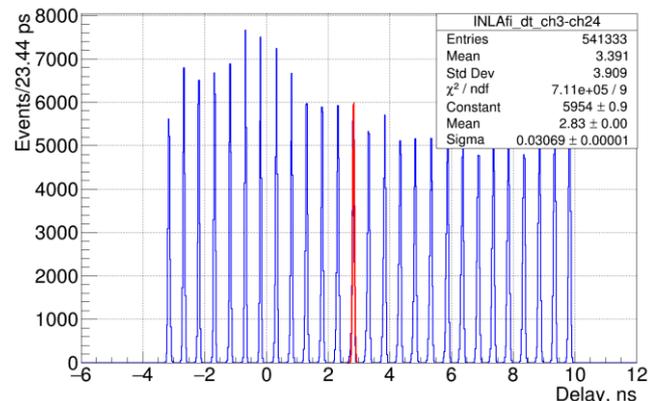


Рисунок 4.21 – Распределения разности времен прихода сигналов после применения калибровок

#### 4.4. Сервисные подсистемы

Времяпролетная система многоцелевого детектора MPD. Работоспособность времяпролетной системы обеспечивает несколько так называемых сервисных подсистем. Их назначение – обеспечивать газоснабжение, электропитание детекторов и электроники, а также мониторинг и контроль всех процессов, происходящих в детекторе.

##### 4.4.1 Система газоснабжения

Для стабильной работы детектора необходима специальная негорючая газовая смесь (обычно 90%  $C_2H_2F_4$  + 5%  $i-C_4H_{10}$  + 5%  $SF_6$ ). Газовая система должна обеспечивать не только эффективное обновление смеси в газовом объеме модулей TOF, но также контролировать стабильность пропорций компонентов смеси, рабочее давление в модулях и обеспечивать чистоту смеси. Полный газовый объем всей времяпролетной системы многоцелевого детектора составляет примерно 3 м<sup>3</sup> (таблица 4.2). Таким образом, чтобы обеспечивать полное обновление газовой смеси в системе хотя бы 1 раз в сутки, необходим поток смеси около 2 литров в минуту.

Таблица 4.2 – Газовые объемы всех элементов времяпролетной системы.

	Число детекторов	Газовый объем без учета МРПК, л	Газовый объем с учетом МРПК, л
Детектор	1		5
Модуль	10	155	155 - 50 = 105
Сектор	20	310	210
Баррель TOF	280	4340, ~4.3 м <sup>3</sup>	2940, ~3 м <sup>3</sup>

Используемые компоненты газовой смеси имеют высокую стоимость, а также оказывают отрицательное воздействие на атмосферу земли (усиливают парниковый эффект). Поэтому сброс отработанной газовой смеси в атмосферу необходимо минимизировать. В таком случае необходима газовая система с замкнутым контуром циркуляции смеси. Принципиальная схема газораспределительной системы с замкнутым контуром показана на рисунке 4.22 [92]. Баллоны с исходными компонентами газовой смеси должны быть расположены в отдельном здании (газовом хранилище). Посредством трубок, эти газы поступают в основную систему подготовки газовой смеси, которая состоит из смесителя, рециркуляционного насоса, анализатора и очистителя газа. Из основной газовой системы, которая может располагаться на удалении от многоцелевого детектора, газовая смесь по газовым магистралям поступает в распределитель, установленный в непосредственной близости от многоцелевого детектора.

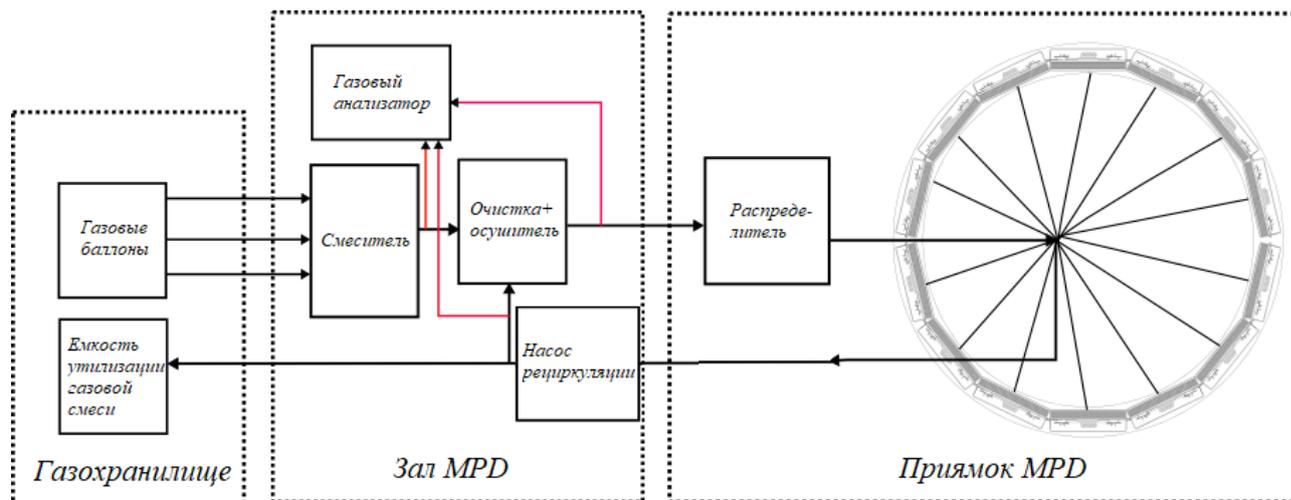


Рисунок 4.22 – Схема газовой системы с замкнутым контуром для TOF MPD

Распределительная система контролирует, чтобы во всех 28 модулях TOF давление и потоки газа были равномерными. Рабочее избыточное давление в модулях ограничено диапазоном от 2 до 5 мбар. Превышение этого давления может приводить к деформации корпусов TOF и их разгерметизации, поэтому контроль давления является одной из важнейших задач газораспределительной системы. Помимо этого, датчики системы распределения при помощи измерения потоков на входе и выходе модулей мониторируют утечки газовой смеси из системы и в случае превышения установленных норм течи генерируют оповещение о неисправности.

Газовая система имеет три основных режима работы: предварительная продувка системы азотом высокой чистоты для просушки, предварительная продувка системы большим потоком рабочей газовой смеси с максимальным потоком до 5 л/минуту без рециркуляции, и режим рециркуляции газа с максимальным потоком до 10 л/минуту с постоянной очисткой и обновлением газовой смеси.

Очистка газовой смеси, в основном заключается в ее осушении и удалении из нее кислорода. Требования по чистоте газовой смеси следующие: содержание водяных паров не более 100 частей на миллион, а кислорода не более 1000 частей на миллион. Для определения чистоты газовой смеси используются высокочувствительные датчики воды и кислорода. Анализатор устроен таким образом, что пробу газа можно отбирать из нескольких точек: сразу после смесителя, на выходе из модулей и после системы очистки.

Отработавший газ, особенно после режима прямой предварительной продувки, необходимо утилизировать для минимального попадания фреонов в атмосферу. Для этого смесь можно закачивать в специальную емкость, и в последующем, собранную смесь можно будет разделить, отчистить и использовать повторно.

#### 4.4.2 Система высоковольтного и низковольтного питания, энергопотребление, тепловыделение и охлаждение

Детекторы МРПК времяпролетной системы TOF работают при приложенном к ним дифференциальном напряжении до  $\pm 6$  кВ, то есть при разности потенциалов 12 кВ на каждом из трех стеков с 5 зазорами. Максимальная ожидаемая загрузка детекторов времяпролетной системы заряженными частицами в эксперименте MPD будет порядка  $\varphi = 20$  Гц/см<sup>2</sup> [93]. Предполагая, что средний заряд, возникающий в МРПК при пролете минимально ионизирующей частицы, составляет  $q = 20$  пКл (раздел 2.3.1), можно оценить максимальный возможный ток, протекающий через один детектор как:  $I = \frac{q}{t} = q\varphi S = 768$  нА, а через всю высоковольтную систему  $768 \times 280 = 215$  мкА. То есть, полная мощность высоковольтного питания составляет около 2.6 Вт. Таким образом, высоковольтные источники питания должны быть маломощные, но с точностью измерения токов порядка единиц наноампер.

При таком количестве детекторов системы наиболее оптимально использовать многоканальные модульные высоковольтные системы. Во времяпролетной системе было решено использовать источники питания iSeg EHS4080n(p) для модульной системы WIENER Mprod. Модуль имеет 4 канала с выходным напряжением до 8 кВ, током до 1 мА и точностью измерения тока 2 нА. Естественно, что сами высоковольтные источники питания даже при малой мощности нагрузки имеют большую мощность и при расчете общего энергопотребления применяется мощность, потребляемая питанием модуля (~10 Вт/канал).

Для оптимального использования модулей высоковольтного питания было решено к одному каналу одной полярности высоковольтных источников подключать одновременно пять детекторов через модуль-распределитель с возможностью отключения и измерения тока для каждого отдельного детектора (Рисунок 4.23). Высокое напряжение подается на блок распределителя по стандартному высоковольтному коаксиальному кабелю с разъемами SHV, а после распределителя питание модуля осуществляется посредством специального 5-жильного высоковольтного кабеля. Внутри модуля к каждому детектору проводится отдельный провод.



Рисунок 4.23 – Схема распределения высокого напряжения для одного модуля TOF MPD

Низковольтные источники питания во времяпролетной системе необходимы для питания накамерной электроники. Как было описано в разделе 4.3.1, усилитель питается двумя напряжениями 2.5 В (~0.2А) для чипов NINO и 3.3 В (0.06 А) для микроконтроллера. Формирование различных напряжений на плате осуществляется через стабилизаторы напряжения, на которые для их стабильной работы подается напряжение от 3.5 до 4 В. Так как число усилителей в каждом модуле всего 20, было решено питать их напрямую от источника питания без использования дорогих, способных работать в магнитном поле преобразователей постоянного напряжения. Для этого выбрали источники питания iSeg MPV8016I для модульной системы Mpod (Рисунок 4.23). При установке крейтов Mpod с низковольтными источниками питания на платформе для электроники MPD, самый большой 4-х канальный кабель для подведения низкого напряжения к модулям будет иметь длину 27 метров. На каждый канал источника питания используется в кабеле три жилы, общее погонное сопротивление которых составляет ~28 Ом/км. Поэтому полное сопротивление жил для одного канала питания самого длинного кабеля составляет 1.5 Ом. В кабеле для каждого канала есть обратная связь, измеряющая напряжение на его конце со стороны нагрузки, поэтому источник автоматически компенсирует падение напряжения на кабеле. Таким образом, независимо от длины кабеля, на интерфейсной карте, через которую кабель подключается к модулю, напряжение всегда будет соответствовать установленному на источнике, естественно, если падение напряжения не превышает максимальное значение напряжения источника (15 В). От интерфейсной платы питание на усилители подводится через пять пар плоского витого кабеля общим сопротивлением ~0.5 Ом/м. Один канал используется для питания четырех усилителей. Чтобы обеспечить подведение к усилителям напряжения не ниже 3.5 В, на источнике питания, с учетом падения напряжения на кабелях, необходимо будет выставить напряжение 6 В. Тогда ток через всю цепь в случае использования самого длинного кабеля составит 2.1 А. Среднее энергопотребление низковольтного питания одного модуля с кабелями составляет чуть больше 50 Вт.

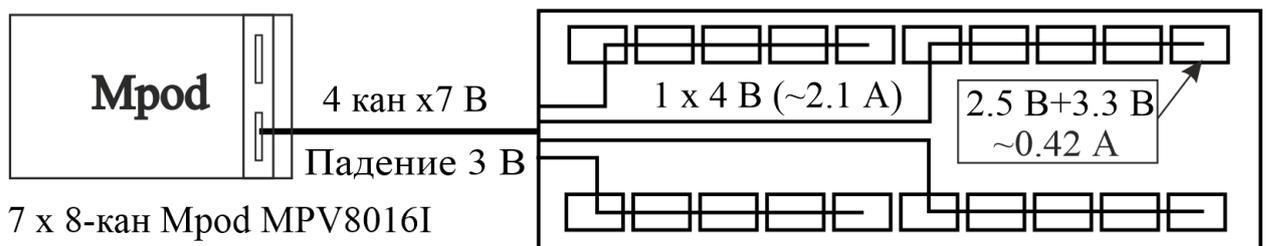


Рисунок 4.23 – Схема распределения низкого напряжения для одного модуля TOF MPD

Общее энергопотребление времяпролетной системы MPD можно разделить на две части: потребление внутри ярма магнита MPD и потребление вне его. Такое разделение позволяет

оценить тепловыделение и возможные варианты отвода тепла из элементов ТОФ, находящихся внутри МРД.

Внутри цилиндра ТОФ есть только один объем, максимальная мощность которого составляет 1.4 кВт. Такую мощность потребляют усилители и кабели низковольтного питания, которые находятся в закрытом объеме накамерной электроники модуля ТОФ. Учитывая общую площадь модулей  $\sim 53 \text{ м}^2$ , электроникой и кабелями низкого напряжения выделяется всего около  $26 \text{ Вт/м}^2$  тепловой энергии.

Электроника считывания (крейты VME-VXS с DWG) будет расположена за пределами ярма магнита и не будет влиять на внутренний объем МРД. Потребляемая мощность одного крейта VME с 14 ВЦП и синхронизационными модулями составляет 300 Вт. Полное потребление считывающей электроники составляет 4200 Вт. На платформе для электроники МРД располагаются стойки с вспомогательным оборудованием времяпролетной системы (источники низкого и высокого напряжения, оборудование медленного контроля, сетевое оборудование) потребляемой мощностью около 3 кВт. Наконец, электроника газовой системы может потреблять около 1 кВт мощности. Общая потребляемая мощность ТОФ составляет 8 кВт (см. Таблицу 4.3).

Таблица 4.3 – Максимальная электрическая мощность, потребляемая подсистемами ТОФ

Источник потребления мощности	Мощность, Вт
Накамерная электроника, кабели, крейты	1400
Считывающая электроника (ВЦП+крейты)	4200
Высоковольтные модули и крейты МРод	600
Устройства медленного контроля	800
Газовая система	1000
Полное энергопотребление	8000

Правильное охлаждение накамерной и считывающей электроники необходимо для предотвращения ее повреждений (возгорания) и для удовлетворения температурных требований для центральной области МРД (поверхность детектора ниже  $25^\circ\text{C}$ ). Наиболее оптимальным способом отвода тепла для тепла  $26 \text{ Вт/м}^2$  является использование воздушной системы охлаждения с замкнутым контуром. Этот метод не позволяет контролировать температуру с высокой точностью, но с другой стороны, низкая стоимость такой системы и меньшая вероятность поломки делают этот вариант более предпочтительным, чем водяное охлаждение.

## Глава 5. Инфраструктура для производства, тестирования и изучения рабочих характеристик прототипов МРПК и электроники

При создании детекторов частиц возникает необходимость в исследовании их рабочих характеристик. Самыми распространенными способами тестирования детекторов являются: использование лабораторных радиоактивных источников, испытания на космических частицах и облучение пучками ускоренных частиц. Для всех этих способов необходимо создание определенной инфраструктуры. В частности, для испытания МРПК нужны: система газоснабжения, система высоковольтного и низковольтного питания, система генерации триггерного сигнала, система медленного контроля и, наконец, система сбора и хранения данных.

Для исследования многозачорных резистивных плоских камер для эксперимента MPD было создано несколько экспериментальных тестовых установок, каждая из которых предназначена для определенных целей.

### 5.1 Стенд для испытания прототипов МРПК на космических частицах



Рисунок 5.1 – Общий вид установки для испытания прототипов МРПК на космическом излучении

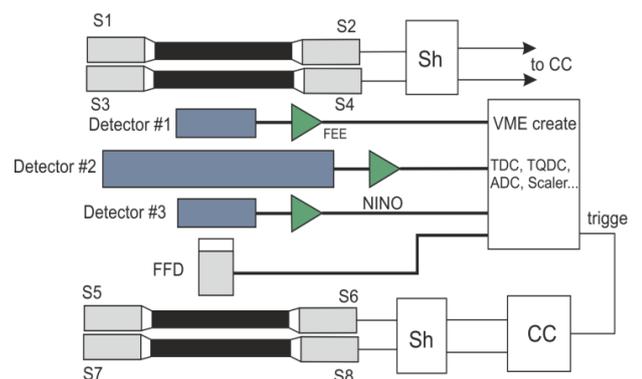


Рисунок 5.2 – Схема испытания детекторов на космике

Первая установка (Рисунок 5.1) используется для исследования прототипов детекторов на космических частицах. Установка состоит из набора стандартных компонентов (Рисунок 5.2). Основу установки составляет опорная конструкция из алюминиевого профиля, предназначенная для крепления исследуемых и триггерных детекторов. Для генерации триггерного сигнала используются сцинтилляционные детекторы различных размеров, позволяющие полностью перекрыть активную область исследуемых прототипов. Триггерная логика формируется модульной системой в кейте NIM.

Основной системой сбора данных на стенде является оборудование на основе стандарта VME. В такую систему входят модули 72-канальных время-цифровых преобразователей TDC72VHL с различными входными интерфейсами, заряд- и время-цифровые преобразователи TQDC, а так же триггерные модули и контроллер. Помимо стандартной модульной системы на стенде имеется цифровой осциллограф LeCroy WaveRunner 640Zi с полосой пропускания до 4 ГГц с широкими измерительными свойствами, а также позволяющего записывать в формы импульсов и гистограммы в файлы.

Сервисная инфраструктура установки включает в себя газовую систему и систему электроснабжения. Четырехканальная система газоснабжения на основе контроллеров массового расхода газа производства MKS Instruments позволяет продувать детекторы с высокой точностью соотношения компонентов газовой смеси. Электроснабжение можно разделить на высоковольтное и низковольтное. Низковольтное питание камерной электроники прототипов, в основном, осуществляется от 2-х и 4-х канальных настольных лабораторных источников питания. По причине того, что для создания рабочего электростатического поля в МРПК (выше 100 кВ/см) необходимо на нее подавать высокое напряжение около 12 кВ при токах порядка десятков наноампер, то к источникам высоковольтного питания предъявляются особые требования. Так как на данной установке тестируются всевозможные прототипы, то и диапазон напряжений довольно большой. Поэтому имеется целый набор высоковольтных источников в стандарте САМАС и NIM. Наиболее часто используемый источник – CAEN N471A с двумя каналами до  $\pm 8$  кВ каждый и с точностью измерения тока до 1 нА.

Система медленного контроля предназначена для длительного наблюдения за всеми условиями эксперимента, такими как свойства газовой смеси, напряжения и токи с источников питания, температуры, давление и влажность воздуха. Все эти характеристики заносятся в общую базу данных через RS232/485 протоколы.

Такая установка позволяет исследовать большинство характеристик прототипов детекторов с высокой точностью. Основными недостатками испытаний детекторов на «космике» являются очень маленькая скорость набора данных и низкая интенсивность регистрируемого излучения. Такие условия приемлемы для предварительных испытаний небольших прототипов МРПК или для испытания детекторов с большой активной площадью. Для более качественного исследования прототипов детекторов необходимо их облучение на пучках частиц из ускорителя.

## 5.2 Установка для тестирования детекторов на пучках ускоренных частиц «Тестовый канал MPD»

Для детального изучения характеристик прототипов и полномасштабных детекторов для использования их в эксперименте MPD была создана на выведенных пучках Нуклотрона в ЛФВЭ ОИЯИ установка «Тестовый канал MPD» [81]. Данная установка позволяет проводить исследования на пучках частиц от протонов с энергиями 1 – 12 ГэВ до ядер ксенона с энергиями 0,5 – 4,5 ГэВ/нуклон. Протоны и дейтроны в таком диапазоне энергий можно рассматривать как минимально ионизирующие частицы (MIP). Интенсивность пучка дейтронов в районе установки варьируется в пределах  $10^2 - 10^6$  частиц на квадратный сантиметр. Длительность сброса может устанавливаться от 1 до 10 секунд. Пучки тяжелых ионов можно использовать для исследования радиационной стойкости детекторов и электроники.

Установка «Тестовый канал MPD» располагается в экспериментальном корпусе 205 Нуклотрона на канале 4В медленного вывода (Рисунок 5.3). Расстояние от места вывода пучка из ускорителя до установки составляет примерно 100 метров. Выведенный из ускорителя пучок при помощи поворотных и фокусирующих магнитов проводится по вакуумному ионопроводу и фокусируется внутри экспериментальной зоны (обозначена цифрой 1 на рисунке. 5.3) в необходимом месте. Все детекторы частиц и электроника считывания находятся в закрытом помещении домика на пучке. Это позволяет при помощи кондиционеров стабилизировать температуру и влажность окружающей среды. Данные параметры постоянно мониторируются системой медленного контроля установки и учитываются при измерениях.

Установка состоит из нескольких основных конструкций и подсистем:

- конструкция фиксации детекторов и оборудования на пучке;
- система триггера на базе сцинтилляционных счетчиков;
- трековая система из трех пропорциональных камер;
- система газоснабжения детекторов;
- система высоковольтного и низковольтного электроснабжения;
- системы сбора данных на основе стандарта VME и Ethernet;
- система медленного контроля.

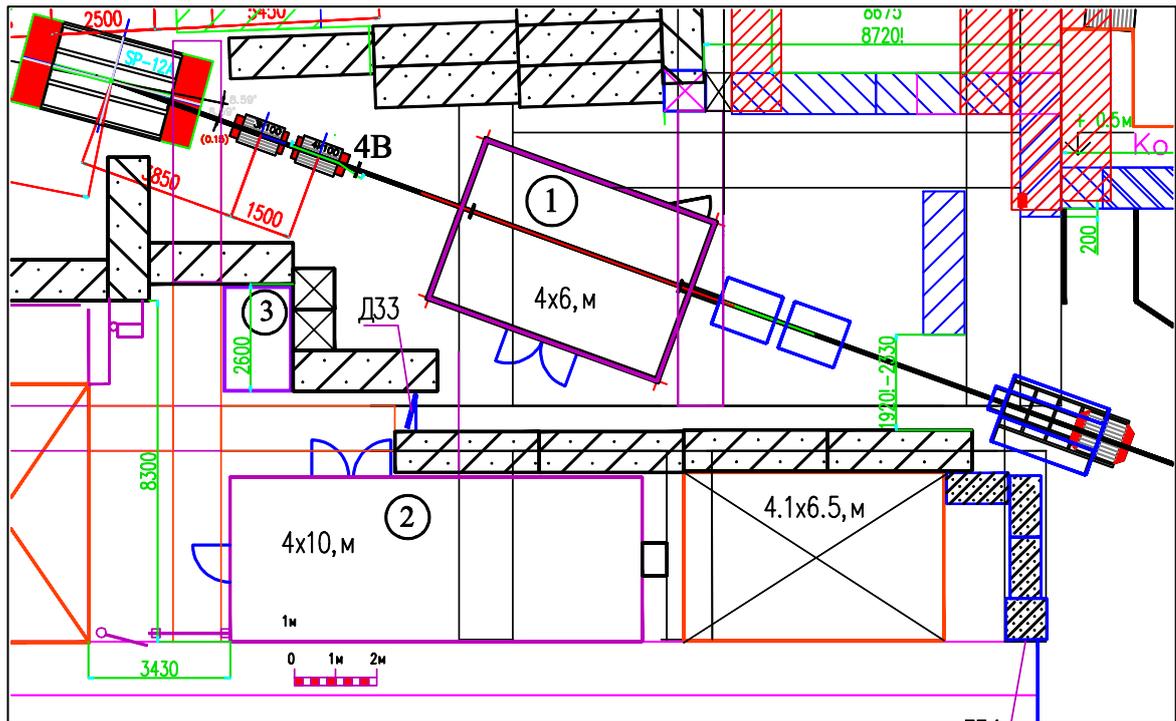


Рисунок 5.3 – Основные помещения установки «Тестовый канал MPD» на канале 4В Нуклотрона:  
1 – пучковый домик; 2 – домик персонала; 3 – газораспределительная система

Механическая конструкция фиксации детекторов включает в себя две платформы и устройство позиционирования с дистанционным управлением. Платформы выполнены из алюминиевого профиля и могут быть легко трансформированы и дополнены любой необходимой конструкцией или опорой. Вспомогательные и испытываемые детекторы могут быть расположены в любом положении на данных столах и жестко зафиксированы. В процессе тестирования детектора часто производится детальное сканирование пучком частиц всей его поверхности. Вручную это неудобно делать по двум основным причинам. Во-первых, для изменения положения детектора необходимо для каждого изменения положения блокировать пучок частиц и заходить на канал, что занимает достаточно большое и ценное пучковое время. Во-вторых, чтобы вручную с высокой точностью изменить положение и зафиксировать детектор, необходимо не менее двух человек с хорошим измерительным инструментом. Но и при этом человеческий фактор может вызвать ошибку в позиционировании, а в следствии и в результатах измерений. Чтобы избежать этих трудностей было разработано и произведено устройство позиционирования с дистанционным программным управлением, которое способно перемещать исследуемые детекторы перпендикулярно пучку по горизонтали и вертикали с точностью 20 мкм и вращать в горизонтальной плоскости с точностью до 1 градуса.

Система триггера состоит из сцинтилляционных счетчиков размером  $10 \times 10$  см<sup>2</sup> и быстрого стартового детектора Т0. При необходимости они могут быть дополнены сцинтилляционными счетчиками любого другого размера. Для генерации триггерного сигнала аналоговые импульсы со счетчиков подаются на формирователь и включаются на совпадение или антисовпадение. Полученный сигнал преобразуется в необходимый стандарт, размножается и раздается на системы сбора данных для запуска и на счетчики событий. Все модули триггерной системы для удобства быстрого переконфигурирования располагаются в домике персонала (помечено цифрой 2 на рисунке 5.3). Дополнительной задачей для триггерных детекторов является определение интенсивности пучка. Для этого сигналы со всех счетчиков подаются на 16-канальный счетчик-дискриминатор MSC16V [94], выполненный в стандарте VME64x. Каждый канал счетчика имеет буфер памяти 7 бит, который обновляется с частотой до 5 МГц. Это позволяет детализировать временную структуру пучка с интенсивностью до  $10^8$  частиц/с и в процессе обработки данных учитывать интенсивность пучка в любой момент измерений.

Для прецизионных измерений временных характеристик детекторов используется стартовый детектор (Рисунок 5.4), который генерирует быструю временную отметку в момент пролета через него частицы. Он представляет собой детектор черенковских фотонов, испускаемых заряженными частицами в кварцевом радиаторе. Фотоны регистрируются быстрым многоканальным микроканальным фотоэлектронным умножителем Photonis Planacon XR85012/A1-Q [95]. Наилучшее собственное временное разрешение такого стартового счетчика около 30 пс. После оцифровки сигналов с Т0 время-цифровыми преобразователями на базе НРТДС, его временное разрешение ухудшается до 37 пс. Обычно такое значение используется при расчетах временного разрешения других исследуемых детекторов.

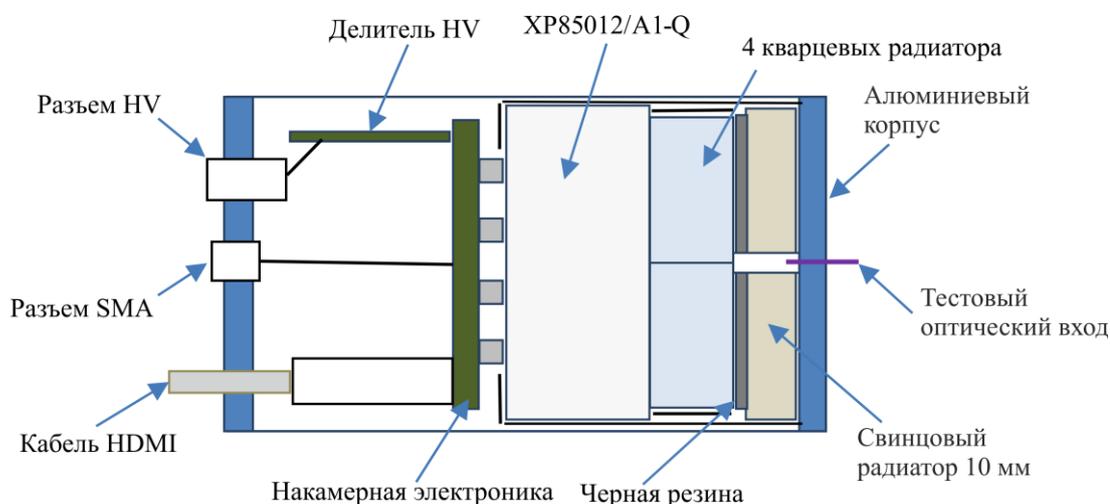


Рисунок 5.4 – Стартовый счетчик Т0 на основе кварцевого черенковского детектора и микроканального ФЭУ XR85012/A1-Q

Трековая система состоит из трех гексагональных многопроволочных пропорциональных камер (МППК1-3), которые во время эксперимента располагаются вдоль всей установки. Такое расположение позволяет провести треки частиц через все исследуемые детекторы. Помимо трекинга, пропорциональные камеры используются как профилометр для настройки пучка.

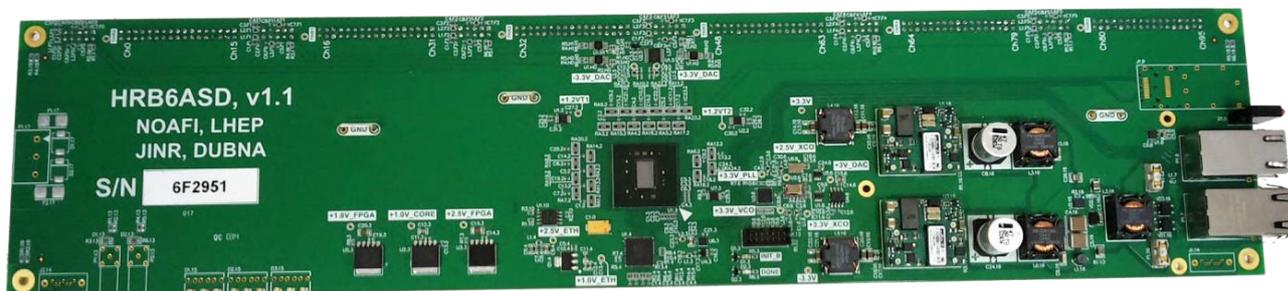


Рисунок 5.5 – HRB6ASD – 96-канальная плата считывания сигналов с плоскости МППК

Пропорциональные камеры имеют форму шестиугольника. Для регистрации пролета частиц используется шесть плоскостей анодных проволочек: по две X, U, V с шагом 2,5 мм и сдвигом 1,25 мм между одноименными плоскостями. Расстояние между плоскостями сигнальных проволочек 10 мм. В плоскости содержится 96 проволочек, сигналы с которых считываются шестью восьмиканальными усилителями-дискриминаторами ASD8 [96]. Питание усилителей и считывание осуществляется специально разработанным для данных камер 96-канальным считывающим модулем HRB6ASD [97] (Рисунок 5.5). Устройство регистрирует сигналы с усилителей, оцифровывает их и по сети Ethernet отправляет данные на сервер хранения данных. Пропорциональные камеры позволяют получать треки частиц и профиль пучка (Рисунок 5.6).

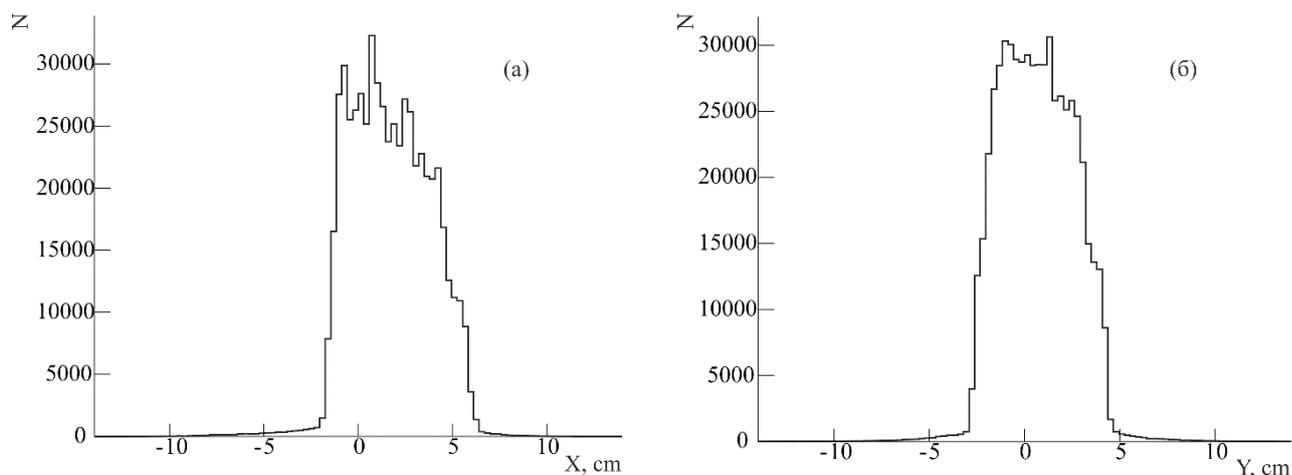


Рисунок 5.6 – Горизонтальный (слева) и вертикальный (справа) профили расфокусированного пучка, измеренные при помощи МППК (профиль соответствует форме триггерного счетчика)

Газовая система установки предназначена для создания необходимой газовой смеси и снабжения этой смесью газонаполненных детекторов. Система разделена на два независимых контура со своими газовыми пультами (Рисунок 5.7). Первый контур предназначен для смешивания инертных газов, которые используются в пропорциональных камерах. Во втором контуре готовится смесь на основе фреонов, необходимая для работы резистивных плоскопараллельных камер МРПК.

Для создания рабочей смеси с высокой точностью пропорции компонентов используются электронные контроллеры массового расхода газа MKS1479A, которые управляются через блок контроля MKS247. Блочная система позволяет легко заменять регуляторы расхода для изменения диапазонов потоков газовой смеси. В настоящее время максимальный поток газовой смеси, который может обеспечивать каждый контур, составляет около  $500 \text{ см}^3/\text{мин}$ .

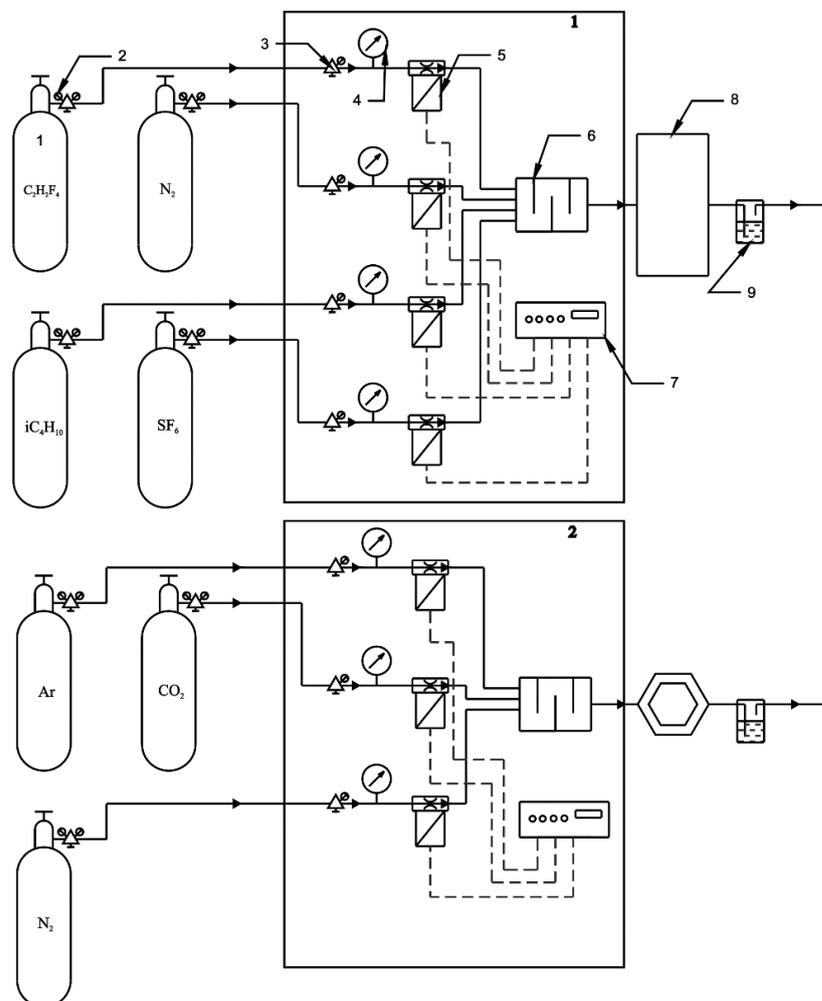


Рисунок 5.7 – Схема двух контуров газосмесительной системы (1 – баллон с газом; 2 – баллонный редуктор; 3 – редуктор тонкой подстройки; 4 – контрольный манометр; 5 – массовый регулятор расхода газа; 6 – смеситель; 7 – блок питания и управления регуляторами расхода газа; 8 – исследуемый детектор; 9 – масляный клапан)

Система сбора данных осуществляет оцифровку сигналов, приходящих с детекторов, синхронизацию и интеграцию всех данных, и наконец, сохраняет информацию в хранилище. В основном, все элементы системы сбора данных основаны на стандарте VME. Крейт VME64x с модулями, преобразующими аналоговые сигналы с детекторов в цифровую информацию, располагается непосредственно в зоне канала.

Для оцифровки временных сигналов используются время-цифровые преобразователи трех типов на базе чипа НРТDC [85]:

- TDC72VHL – 72-канальный ВЦП, предназначенный для регистрации быстрых LVDS сигналов с усилителей NINO (с разъемом СХР с импедансом 100 Ом);
- TDC32VL – 32-канальный ВЦП для считывания дифференциальных сигналов с других детекторов (с входами IDC34 под плоский кабель с импедансом 110 Ом);
- TQDC-16 – 16-канальный преобразователь сигналов, обеспечивающий временную и амплитудную информацию с 50-омным входом IDC34.

Онлайн мониторинг интенсивности пучка в течении сброса осуществляется модулем MSC16V в отдельном крейте, что позволяет, независимо от набора данных, наблюдать за временной структурой пучка во время сброса на установку в любой момент времени и на любом счетчике. Фурье-спектр временной структуры пучка позволяет выделить частоты пульсации интенсивности частиц (Рисунок 5.8).

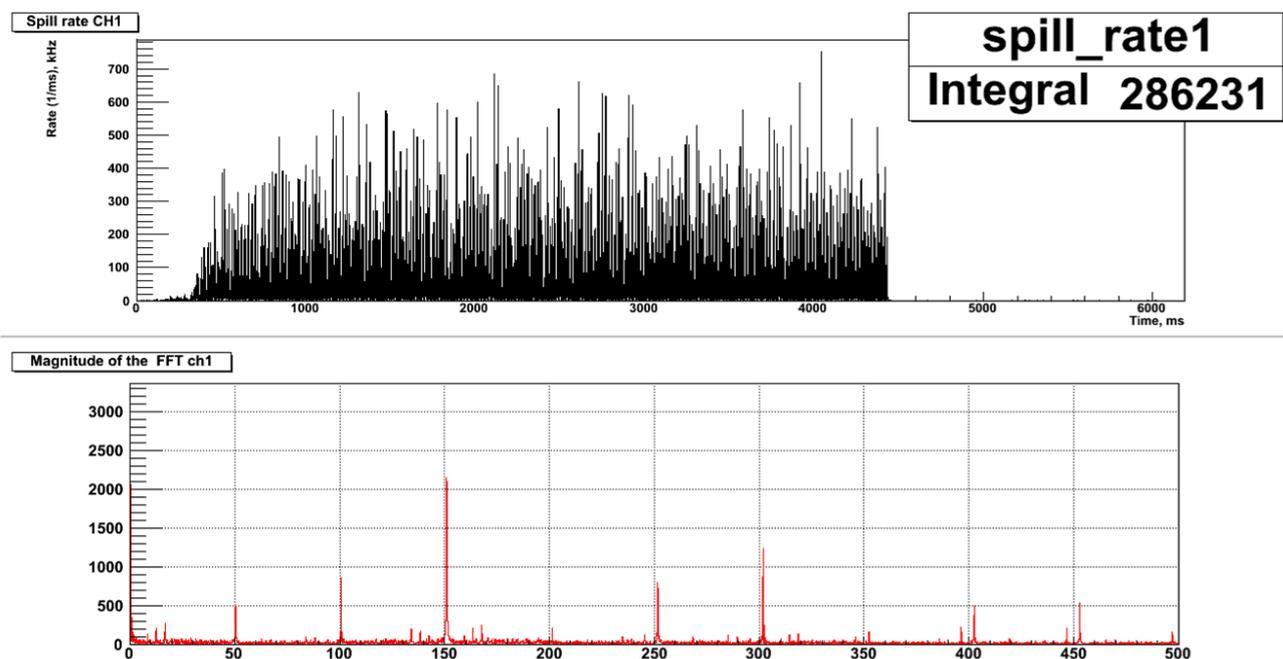


Рисунок 5.8 – Растяжка пучка частиц, полученная при помощи счетчика MSC16V

Система медленного контроля предназначена для централизованного мониторинга всех рабочих параметров установки в целях предотвращения нештатных ситуаций и сбоев в работе приборов. Так же система участвует в дистанционном управлении сервисными системами.

Система медленного контроля на установке «Тестовый канал MPD» базируется на инструментарию TANGO [98], который представляет собой программное обеспечение для построения систем управления. В одном программном пакете объединен доступ к любым аппаратным средствам. Данный пакет предоставляет все возможности создания удобного пользовательского графического интерфейса (Рисунок 5.11). Соединения с контролируемыми устройствами осуществляются через сеть Ethernet. Для устройств без доступа к сети, таких, например, как датчики температуры с интерфейсом RS-485, применяются преобразователи MOXA NPort. Все данные архивируются в базу данных для дальнейшего анализа и обработки.

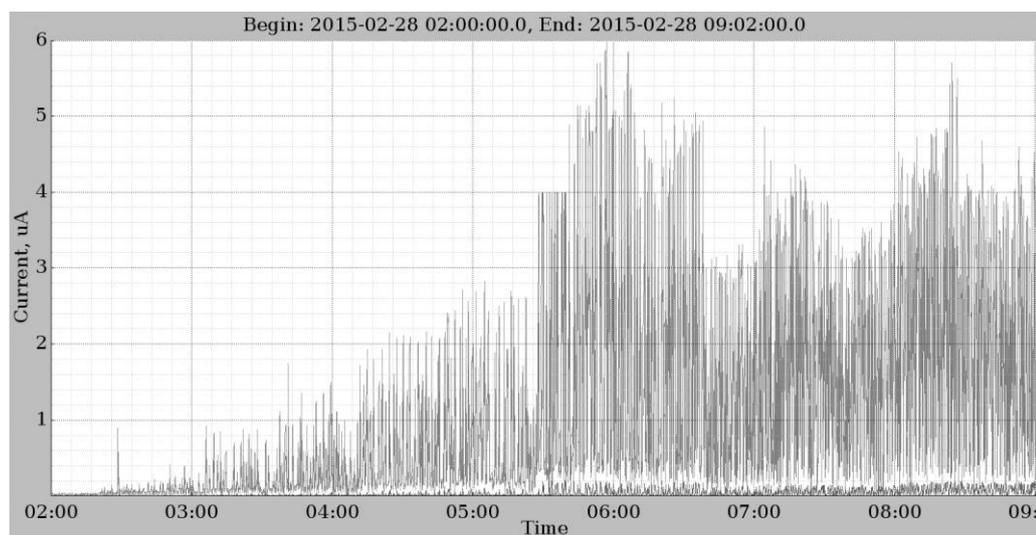


Рисунок 5.9 – Интерфейс монитора тока через исследуемый детектор

### 5.3 Стенд для испытания модулей TOF MPD на космике

Центральная цилиндрическая часть времяпролетной системы MPD будет собрана из модулей габаритными размерами 3x0.8 метра (смотри главу 4). Все модули должны быть максимально надежными при длительной эксплуатации, так как при возникновении неисправности во время работы в MPD демонтировать для ремонта их будет довольно сложно. Поэтому предварительно каждый модуль должен быть испытан в течение длительного времени в условиях, максимально приближенных к рабочим. Модули такого размера протестировать на пучке частиц ускорителя практически невозможно из-за необходимости длительного сканирования всей их площади.

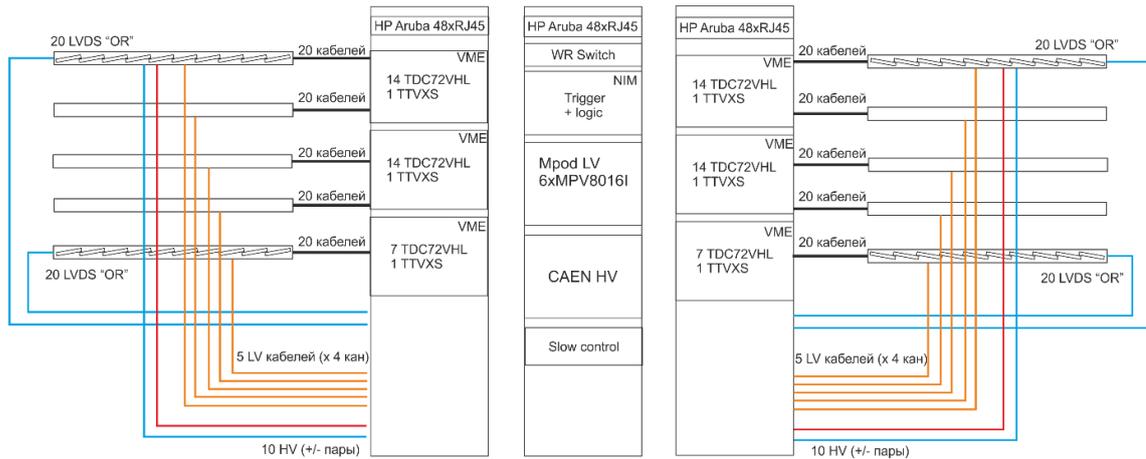


Рисунок 5.10 – Схема стенда для тестирования модулей TOF MPD на космике

Для такой длительной проверки был организован специальный стенд тестирования модулей на космике, схема которого представлена на рисунке 5.10. Все оборудование на стенде повторяет то, которое будет использоваться в MPD.

Основу стенда, как и в других установках, составляет опорная конструкция из алюминиевого профиля, позволяющая одновременно тестировать до 10 модулей (4800 каналов электроники). Для установки модулей в стенде предусмотрены рельсы-пазы, по которым модуль задвигается в «ячейку» с торца стенда и фиксируется. Сигнальные кабели по кабель-каналам прокладываются к стойкам с считывающей электроникой.

На стенде используются три стандартные 19" стойки с электроникой. Две стойки предназначены полностью для системы сбора данных и содержат по три крейта VME VXS с время-цифровыми преобразователями и контроллером, а третья, расположенная посередине выполняет сервисные функции. В ней установлены крейты системы высоковольтного и низковольтного питания, оборудование системы медленного контроля, крейт NIM с вспомогательными блоками электроники, а также основной коммутатор локальной сети, через который осуществляется все управление оборудованием стенда.

Газовая система тестового стенда идентична системе, которая будет использоваться в многоцелевом детекторе MPD. Ее основная особенность состоит в использовании замкнутого цикла с очисткой отработавшего газа от водяных паров и кислорода. Необходимость системы замкнутого цикла обоснована большим максимальным объемом испытываемых детекторов. Так, чтобы обеспечить продув каждого из 10 модулей потоком газовой смеси  $100 \text{ см}^3/\text{мин}$ . Общий поток газа должен быть не менее 1 литра в минуту. При использовании открытой системы при таком потоке расход газа составит  $1,5 \text{ м}^3$  в сутки, что не выгодно экономически и экологически вредно, так как основной используемый в смеси газ усиливает глобальное потепление.

Еще одной отличительной особенностью данной системы является отсутствие отдельных триггерных счетчиков. В качестве триггерных детекторов будут использоваться сами времяпролетные модули с МРПК. Для этой цели на усилителях предусмотрены выходные разъемы «ИЛИ» которые генерируют импульс при приходе сигнала на любой из 24 каналов усилителя. Сигналы с этих выходов подаются на специально разработанный триггерный блок [99] на основе программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС), в которой запрограммированы варианты триггерной логики, которые можно выбирать в зависимости от целей тестирования (например, отбор только прямых треков).

На этом стенде будет проводиться тестирование модулей TOF перед установкой их в баррель МРД. В первую очередь в процессе тестирования будет проверяться работоспособность всех каналов модуля и стабильность рабочих параметров при длительном времени работы. Помимо этой задачи, на стенде будут получены предварительные калибровки, корректировки и параметры детекторов, необходимые для дальнейшего использования из в МРД.

#### **5.4 Участок массового производства детекторов и сборки модулей TOF**

После успешных испытаний прототипов МРПК было решено организовать полный цикл производства детекторов МРПК, модулей времяпролетной системы и сопутствующего оборудования для экспериментов на ускорительном комплексе NICA в Лаборатории физики высоких энергий. Полный цикл производства в пределах лаборатории экономически выгоден, позволяет в любой момент вносить изменения в процесс производства и контролировать все производственные процессы на каждой стадии. При использовании внешних производителей такой постоянный контроль был бы затруднителен. С другой стороны, организация производства подобного масштаба подразумевает наличие больших производственных и складских помещений, укомплектованных специальным оборудованием, таким как, например, система чистой приточной вентиляции. Помимо обустроенных помещений, массовое производство подразумевает набор квалифицированного обученного персонала для сборки детекторов, а также непрерывного контроля безопасности производственного процесса и строгого соблюдения технологии производства.

Для создания времяпролетной системы необходимо производственное помещение площадью не менее 300 м<sup>2</sup>, включающее в себя несколько технологических участков. Помещение для массового производства было выделено в корпусе 42 ЛФВЭ. На рисунке 5.11 представлена схема расположения технологических участков на данном производстве.

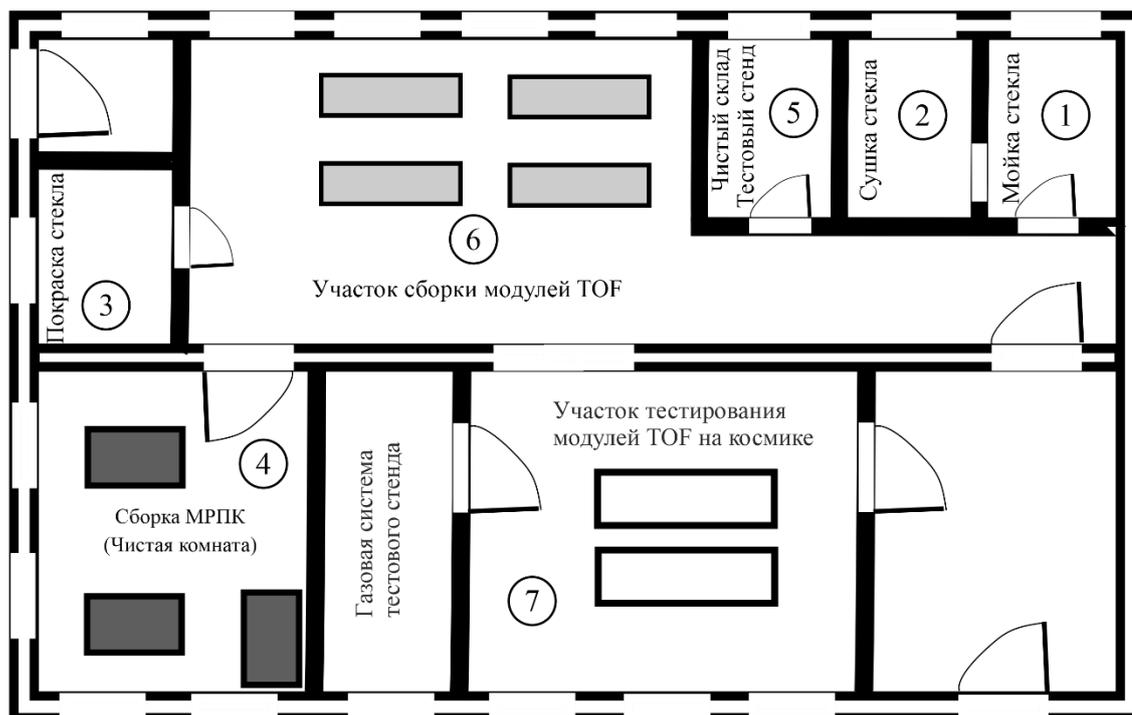


Рисунок 5.11 – Схема участка массового производства детекторов МРПК и модулей TOF MPD

#### 5.4.1 Технологические участки на массовом производстве детекторов

Участок мойки стекол (помещение 1 на рисунке 5.11) предназначен для подготовки флоат-стекла к сборке детекторов. Участок оборудован промышленной установкой для очистки воды с системой обратного осмоса, большой мойкой из нержавеющей стали, ультразвуковой ванной объемом 70 литров и столом со столешницей из нержавеющей стали для подготовки стекла к мойке и покраске. Участок сушки стекол (помещение 2) находится непосредственно рядом с мойкой. Основным оборудованием на данном участке является большой промышленный сушильный шкаф, позволяющий быстро высушить вымытые стекла. Кроме сушильного шкафа, в помещении располагаются стеллажи для хранения чистого и отбракованного стекла. Оба помещения, связанных с подготовкой стекла являются чистыми и оборудованы вытяжками и кондиционерами для поддержания в них необходимого микроклимата.

Участок покраски проводящей краской (помещение 3) предназначен для автоматического нанесения на стекло полупроводящей эмали и последующей ее сушки. Для этого в помещении установлен вытяжной шкаф с размерами рабочей области 1.5x0.5 метра с установленной в нем системой автоматизированной покраски стекла на базе промышленных краскопульты. Для высушивания краски на стекле используется сушильный шкаф, расположенный в этом же помещении.

Большая часть работы по сборке детекторов производится в чистой комнате (помещение 4), оборудованной приточной вентиляционной системой с диффузорами для чистых комнат. Приточная вентиляция обеспечивает чистоту помещения класса 7 во время работы персонала. В чистой комнате располагаются разметочные столы с гранитными плитами для обеспечения прецизионной плоскостности детекторов и обеспечения точности зазора между стеклами лучше 10 мкм. Эти столы используются во время сборки детекторов, а также процесса для склейки сотовых панелей и внешних печатных плат, который требует максимальной плоскостности склеенных поверхностей. В чистой комнате происходит полностью процесс сборки детектора МРПК. Помимо разметочных столов в комнате располагается компьютерный стенд для оптического контроля качества сборки МРПК с автоматической системой перемещения подключенного к компьютеру микроскопа. Для хранения собранных детекторов готовых к дальнейшей проверке и установке в корпуса модулей в чистой комнате есть шкафы для их хранения.

Контроль собранных детекторов производится в несколько этапов в помещении 5, которое оборудовано высоковольтным тестовым стендом, стендом проверки дифференциальной линии прохождения сигнала через детектор и системой компрессоров для проверки герметичности собранных модулей. Все контролируемые устройства в данном помещении подключены к системе медленного контроля, которая позволяет следить за показаниями дистанционно и при необходимости менять параметры тестового оборудования.

Для установки детекторов, электроники и кабелей в корпуса модулей, а также их проверкой на газовую течь после завершения сборки, предусмотрен большой зал (помещение 6) со сборочными столами и специальным стапелем, а также монтажным столом для пайки разъемов, кабелей и компонентов для модулей.

Участки покраски стекла, сборки детекторов и модулей оборудованы системой сжатого воздуха. В покрасочной сжатый воздух необходим для работы краскопультов, осуществляющих нанесение краски на стекло. В сборочных помещениях сжатый воздух используется со специальными ионизирующими пистолетами для обдувки деталей при сборке для сдувания пыли и предотвращения ее дальнейшего прилипания за счет статического электричества.

Помещение 7 на рисунке 5.11 используется для тестирования собранных модулей времяпролетной системы на космических частицах, которое было описано в разделе 5.3. Оно связано с залом 6 большими воротами для того, чтобы модуль на транспортировочной тележке можно было свободно переместить со сборочного стапеля на тестовый стенд.

#### 5.4.2 Материалы для сборки МРПК для TOF MPD

Обычно для сборки любых многозачерных резистивных плоскопараллельных камер необходим достаточно стандартный набор материалов и компонентов. Большинство материалов для сборки МРПК не являются уникальными и имеются в свободной продаже. В первую очередь, это, конечно, резистивные электроды, в качестве которых обычно выбирается тонкое флоат-стекло. Следующий обязательный компонент – печатные платы со считывающими электродами. Последний необходимый элемент – это спейсер из любого диэлектрического материала, имеющего равномерную толщину. Чаще всего, это простая нейлоновая монофильная рыболовная леска. Имея даже только эти материалы, можно изготовить рабочую МРПК.

В данном случае описывается процесс сборки детекторов для TOF MPD. Поэтому в таблице 5.1 представлен список материалов для изготовления именно такой МРПК.

Таблица 5.1 – Компоненты и материалы, необходимые для сборки одной МРПК

Наименование материалов и компонентов	Размеры	Количество
Кевларовая сотовая панель с обшивками из стекловолокна толщиной 0.5 мм	640x300x5 мм <sup>3</sup>	2 шт
Печатная плата с считывающими электродами (внутренняя)	650x330x2 мм <sup>3</sup>	2 шт
Печатная плата без считывающих электродов (внешняя)	645x330x2 мм <sup>3</sup>	2 шт
Флоат-стекло (внутреннее)	640x300x0.28 мм <sup>3</sup>	12 шт
(внешнее высоковольтное)	640x300x0.4 мм <sup>3</sup>	6 шт
Монофильная леска-спейсер	∅ 0.2 мм	150 м
Винт и гайка из полиэтилена	M5 x 20 мм	44 шт
Полиимидный лист (Kapton)	640x300x0.1 мм <sup>3</sup>	6 шт
Клейкая лента из полиимида (толщиной 60 мкм)	ширина 8 мм	10 м
Клейкая лента из меди (толщиной 50 мкм)	ширина 10 мм	5 см
Полупроводящая эмаль ППЭ1-Э	-	300 мл
Витой плоский кабель с 4-х-гнездовыми разъемами (16 пар)	25 см	6 шт
Разъем сигнальный однорядный 4-х-штырьевой	16 мм	48 шт
Разъем высоковольтный угловой 2-х-штырьевой	20 мм	2 шт

#### 5.4.2 Подробная процедура сборки МРПК

Сама по себе процедура сборки многоззорной резистивной плоскопараллельной камеры из подготовленных материалов достаточно простая. Основная сложность производства детекторов заключается в правильной подготовке компонентов и материалов для сборки. Именно поэтому весь процесс производства разбит на этапы, для каждого из которых выделены отдельные помещения (согласно рисунка 5.11) с различными техническими и климатическими условиями.

Сборка МРПК начинается с подготовки флотат-стекла. Для этого производится следующая последовательность действий:

1. Грязные стекла из склада помещаются в один моечный контейнер.
2. Несем его в «моечную» (помещение 1) на проверочный стол.
3. Проверяем стекла на предмет трещин, сколов и сильных загрязнений. Брак – в переработку.
4. Устанавливаем стекла в контейнер для мойки и сушки стекла.
5. Измеряем толщину каждого устанавливаемого стекла.
6. Предварительно ополаскиваем стекла в проточной деионизированной воде.
7. Помещаем контейнер в ультразвуковую ванну в моющий раствор (деионизированная вода/средство «Град-Техник» в соотношении 10/1).
8. Включаем ванну на 10 минут при температуре моющего раствора 50°С.
9. Вынимаем контейнер из ванны и промываем стекла проточной деионизированной водой, обязательно смывая все моющее средство.
10. После промывки повторно проверяются все стекла на брак, который мог появиться в процессе ультразвуковой мойки.
11. Помещаем контейнер с мытым мокрым стеклом в сушильный шкаф в помещение 2 на 1 час при максимальной температуре 70°С.
12. Из сушильного шкафа контейнер помещаем на закрытые стеллажи в той же комнате.
13. Для сборки детектора берется один контейнер и переносится в «сборочную комнату».

Следующий подготовительный этап – это покраска проводящего слоя на внешние толстые стекла.

14. Стекло для покраски берем в «сушилке» (помещение 2) из контейнера в стеллажах.
15. Подготовка стекол к покраске производится в помещении 1:
  - 15.1. Каждое стекло вынимается из контейнера и обдувается «ионизатором» для предотвращения прилипания пыли.

- 15.2. Стекла укладываются на покрасочную поверхность из бумаги или майлара (таким образом, чтобы расход краски был минимальным).
- 15.3. Стекла фиксируются по краям малярной лентой (3-5 мм от края стекла).
16. Готовое к покраске стекло переносится в помещение 3 и кладется в вытяжной шкаф строго по меткам для равномерного нанесения эмали.
17. Производится нанесение первого слоя краски одним проходом предварительно настроенных краскопультов.
18. Первый слой просушивается в вытяжном шкафу при помощи инфракрасного излучателя в течение 10 минут.
19. Производится покраска вторым слоем.
20. Стекла, не снимая с основания, кладутся в сушильный шкаф на 1 час при температуре 60°C.
21. Покрашенные высушенные стекла вынимаются из сушильного шкафа и отправляются на проверку поверхностного сопротивления.
22. При помощи специального сертифицированного щупа для измерения поверхностного сопротивления по трафарету в 15 областях производятся измерения при максимальном напряжении 1000 В. Сопротивление должно быть в пределах 5 – 20 МОм/□. Каждому покрашенному стеклу присваивается порядковый номер, а данные измерений вносятся в паспорт стекла.
23. Готовые к сборке стекла переносятся в сборочную комнату 4 для фиксации на печатных платах.
24. Внешние печатные платы перед сборкой необходимо склеить с сотовой панелью:
  - 24.1. К склейке подготавливается сотовая панель. Для этого поверхность сотовой панели в мастерской обрабатывается шкуркой с одной стороны, зачищаются заусенцы и поверхности протираются этиловым спиртом. Торцы заливаются силиконом или клеевым пистолетом.
  - 24.2. Чистые подготовленные сотовые панели из мастерской переносятся в «сборочную» комнату.
  - 24.3. Чистые печатные платы без стрипов укладываются на разметочный гранитный стол для наклейки сотовой панели и обезжириваются спиртом.
  - 24.4. На обработанную поверхность сотовой панели наносится эпоксидный клей.
  - 24.5. Сотовая панель прижимается к плате и сверху придавливается грузом.
  - 24.6. Клей полностью высыхает в течение 24 часов.
  - 24.7. Проверяется плоскостность поверхности механическим методом.

25. Сборка МРПК производится в чистой комнате 4 и начинается с фиксации высоковольтных стекол к печатным платам:

25.1. На внутреннюю сторону платы с сотовой панелью наклеивается высоковольтный электрод из медного скотча так, чтобы с одной стороны контакта отверстия для пайки высоковольтных разъемов закрывались скотчем, а с другой стороны на 2-3 мм пересекались с покрашенной поверхностью стекла. После наклейки отверстия для пайки в скотче пробиваются.

25.2. На ту же сторону платы кладется высоковольтное стекло краской вниз (к плате). По периметру стекло проклеивается 8 мм полиимидным скотчем для изоляции и фиксации к плате.

25.3. Действия 25.1-25.3 повторяются для второй внешней платы.

25.4. Внутренняя многослойная плата со стрипами протирается перед сборкой этиловым спиртом.

25.5. Как и на внешние платы, на внутренние наклеиваются два высоковольтных электрода из медного скотча с обеих сторон платы друг над другом в месте, где предусмотрены отверстия для пайки высоковольтного контакта. После наклейки отверстия в медном скотче пробиваются с обеих сторон.

25.6. Затем на одну из сторон кладется высоковольтное стекло краской вниз. Высоковольтный контакт должен касаться краски на 2-3 мм. После этого стекло проклеивается по периметру 8 мм полиимидным скотчем для изоляции и фиксации к плате.

25.7. Плата переворачивается и кладется на чистый майлар стеклом вниз. Действия пункта 25.5 повторяются для второй стороны.

25.8. Для второй внутренней платы со стрипами повторяются пункты 25.4 – 25.7.

После этого все платы и стекла готовы к сборке многоззорной резистивной плоскопараллельной камеры. Начинается, собственно, процесс сборки.

26. В отверстия по краям первой внешней платы с сотовой панелью устанавливаются пластиковые винты М5х20.

27. Плата с винтами неподвижно фиксируется на столе.

28. Леска диаметром 0.2 мм привязывается к первому винту.

29. Леска укладывается на стекло по винтам «прямоугольником». После окончания укладки леска фиксируется на столе, а поверхность обдувается ионизатором.

30. На леску кладется первое внутреннее стекло.

31. Следующий слой лески наматывается таким образом, чтобы каждый последующий слой лески располагался строго над предыдущим. Для этого первый виток лески накрест обходит второй пластиковый винт и возвращается со стороны нижнего захода.
32. Действия 29 – 31 повторяются до тех пор, пока леска не будет лежать 5 слоями (5 зазоров).
33. Первая внутренняя печатная плата с приклеенными стеклами кладется на 5-й слой лески так, чтобы высоковольтные контакты внешней и внутренней плат находились на одной грани детектора, но на разных его краях. Перед укладкой поверхность стекла с леской и на устанавливаемой плате обдуваются ионизатором. Плата, перемещаясь по винтам, плотно прижимается к леске.
34. Собирается второй стек по пунктам 28 – 32.
35. Устанавливается вторая внутренняя плата. Высоковольтный контакт второй внутренней платы должен располагаться опять на одной грани детектора, но с противоположного края, относительно первой внутренней платы. Если все сделано правильно, то сигнальные контакты внутренних плат не должны располагаться друг над другом.
36. Собирается третий стек по пунктам 28 – 32.
37. Вторая внешняя плата со стеклом устанавливается на винты и закрывает детектор.
38. Сверху сборка аккуратно прижимается специальными плоскими грузами для окончательного выравнивания. Сборка фиксируется пластиковыми гайками.
39. Готовый детектор переносится на оптический стенд проверки качества сборки, где все стеки и стороны проверяются на отсутствие трещин, загрязнений, равномерность ширины зазоров и правильность положения в зазорах лески. Если обнаруживаются недостатки, то детектор отправляется на их устранение или переборку. В противоположном случае, детектор отправляется на монтаж высоковольтных разъемов. Все результаты проверки заносятся в паспорт детектора.
40. На участке 6 на монтажном столе к высоковольтным контактам припаиваются высоковольтные разъемы.
41. В комнате 5 производится первичное высоковольтное тестирование детектора на воздухе дифференциальным напряжением  $\pm 3000$  В на предмет возможных грубых замыканий. Ток через час после подачи напряжения не должен превышать 50 нА. Данные первичного тестирования записываются в паспорт детектора.
42. После прохождения первичного высоковольтного тестирования на детектор с обеих сторон припаиваются сигнальные контакты.
43. На сигнальные контакты устанавливаются заранее заготовленные кабельные сборки, представляющие из себя сдвоенные витые пары с 8-ю 4-х-гнездовыми разъемами с одной

стороны и одним кабельным обжимным разъемом IDC-34 с другой стороны. Таких сборок подключается всего 6.

44. При помощи специального тестера проверяются кабели о контакты на короткое замыкание или обрыв. Результаты записываются в паспорт детектора.
45. Далее при помощи стробоскопического осциллографа с полосой пропускания до 20 ГГц измеряется импеданс линии стрипов и считывающих кабелей, а также производится проверка отсутствия сильных отражений сигнала. Эти данные также заносятся в паспорт.
46. Последняя стадия полноценного высоковольтного тестирования производится в специальном герметичном вакуумном боксе. Сигнальные контакты МРПК терминируются и заземляются. Детектор помещается в вакуумный бокс, подключается к высоковольтным контактам и закрывается крышкой. После этого воздух из бокса откачивается вакуумным насосом, а после откачки объем заполняется рабочей газовой смесью. На детектор медленно подается рабочее напряжение 11.5 кВ. Через примерно 12 часов темновой ток через детектор должен упасть ниже 30 нА. Результаты записываются в паспорт детектора.

После прохождения такой пятиступенчатой проверки детектор отправляется на чистый склад для последующей установки в модуль. Выборочно некоторые детекторы отдельно проверяются на космике на стенде, описанном в разделе 5.1.

Сборка модулей времяпролетной системы осуществляется в помещении 6. Предварительно к устанавливаемым в модуль детекторам приклеиваются специальные алюминиевые крепления. За эти крепления детекторы фиксируются на центральную плиту корпуса. Сигнальные кабели подключаются к переходным платам. После установки всех детекторов подключаются высоковольтные провода, и крышка газового объема закрывается. Производится проверка корпуса на герметичность, которая может быть нарушена в процессе установки детекторов. Если модуль герметичен, он переворачивается стороной электроники вверх. На переходные платы устанавливаются 20 предусилителей. К ним подключается низковольтное питание, сигнальные и триггерные кабели. Крышка модуля электроники закрывается. Собранный модуль отправляется на тестирование на стенд в помещении 7.

## Заключение

Основной целью данной диссертационной работы являлось изучение особенностей работы многозазорных резистивных плоскопараллельных камер для создания высокопроизводительной системы идентификации адронов времяпролетным методом в многоцелевом детекторе MPD на ускорительном комплексе NICA. Предполагалось, что на основе мирового опыта в создании подобных детекторов будет собран детектор, специально адаптированный к условиям эксперимента. В результате длительной работы и множественных испытаний удалось создать принципиально новую конструкцию МРПК, имеющую несколько преимуществ перед всеми предыдущими конструкциями, которая полностью удовлетворяет требованиям эксперимента MPD. Основные результаты данной работы следующие:

1. В процессе разработки детекторов для времяпролетной системы многоцелевого детектора MPD было изучено влияние конструктивных особенностей многозазорной резистивной плоской камеры на форму и характеристики выходного дифференциального сигнала.

2. На основе этого исследования была предложена оригинальная трехстековая симметричная МРПК, конструкция которой минимально влияют на искажение первичного сигнала и улучшают рабочие свойства детектора.

3. Были собраны и испытаны несколько полноразмерных прототипов трехстековых МРПК для времяпролетной системы MPD. Использование новой конструкции 15-зазорного детектора позволило впервые достигнуть временного разрешения лучше 40 пс без учета разрешения считывающей электроники.

4. Впервые были проведены исследования загрузочных характеристик МРПК методом уменьшения толщины резистивных электродов, а также, использованием специального полупроводникового стекла. Было замечено улучшение загрузочных характеристик с уменьшением толщины стекла. Детектор со стеклом толщиной  $\sim 300$  мкм работает с эффективностью выше 90% при нагрузках до  $2 \text{ кГц/см}^2$ . При работе с полупроводниковым стеклом эффективность начала ухудшаться только при нагрузках выше  $5 \cdot 10^4$  частиц/см<sup>2</sup>.

5. Основная цель данной работы состояла в создании современной, высокотехнологичной, надежной и эффективной системы идентификации частиц по времени пролета для многоцелевого детектора MPD. Такая времяпролетная система была разработана. Конструктивные особенности системы продуманы так, что ее сборка, установка и обслуживание удобны и просты при высокой надежности всех элементов. Компьютерное моделирование системы показало высокую эффективность как регистрации частиц, так и их идентификации.

6. Впервые на выведенных пучках Нуклотрона была создана специализированная установка для тестирования детекторов «Тестовый канал MPD». Самое новейшее оборудование, используемое на установке, позволяет исследовать большинство рабочих характеристик всевозможных детекторов с высокой точностью и в короткие сроки.

7. Благодаря успешным испытаниям прототипов МРПК и завершению работ по проектированию времяпролетной системы TOF MPD, было принято решение организовать массовое производство детекторов базе ЛФВЭ. При создании участка массового производства было предусмотрено создание всех необходимых помещений, устройств и инструментов для подготовки материалов, изготовления детекторов, проверки их технических характеристик и сборки модулей для времяпролетной системы.

В заключении автор хотел бы выразить искреннюю благодарность своему научному руководителю В.М. Головатюку за всю неоценимую помощь и поддержку в выполнении поставленной задачи, описанной в данной работе. Также хотелось бы поблагодарить весь коллектив сектора идентификации частиц, которые непосредственно участвовали во всей описанной работе. В частности, М.М. Румянцева, М.Г. Бурякова, С.П. Лобастова, П.О. Дулова, А.В. Дмитриева, Ю.И. Федотова и И.А. Тяпкина. Отдельно благодарю Пискунова Н.М. за помощь в проведении и организации экспериментов и частое обсуждение результатов работы, Замятина Н.И. за постоянный интерес к работе и конструктивную критику, а также Базылева С.Н. и его высокопрофессиональную группу за техническую поддержку.

Особую благодарность автор выражает своей жене Ольге, которая поддержала написание данной диссертации, морально всегда была рядом со мной и мотивировала на скорейшее завершение работы.

## Список литературы

1. Design and Construction of Nuclotron-based Ion Collider fAcility (NICA). Conceptual Design Report. – Dubna: JINR, 2008. – URL: [https://nica.jinr.ru/files/NICA\\_CDR.pdf](https://nica.jinr.ru/files/NICA_CDR.pdf).
2. *Randrup J. and Cleymans J.* Maximum freeze-out baryon density in nuclear collisions. // Phys. Rev. C. – 2006. – Vol.74. – P.047901; doi: [10.1103/PhysRevC.74.047901](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.74.047901).
3. Spin Physics Experiments at NICA-SPD with polarized proton and deuteron beam. Letter of Intent. – Dubna: JINR, 2014. – URL: [http://spd.jinr.ru/wp-content/uploads/2019/03/doc-gen\\_loi.pdf](http://spd.jinr.ru/wp-content/uploads/2019/03/doc-gen_loi.pdf).
4. *Kapishin M.* Studies of baryonic matter at the BM@N experiment (JINR) // Nucl. Phys. A. – 2019. – Vol. 982. – P.967–970; doi: [10.1016/j.nuclphysa.2018.07.014](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2018.07.014); The 27th International Conference on Ultrarelativistic NucleusNucleus Collisions: Quark Matter 2018.
5. *Stephans G.S.F.* critRHIC: The RHIC low energy program // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 2006. – Vol.32. – P.447–453; doi: [10.1088/0954-3899/32/12/S54](https://doi.org/10.1088/0954-3899/32/12/S54).
6. NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system/ N. Abgrall et al. // J. Instrum. – 2014. – Vol.9. – P. P06005; doi: [10.1088/1748-0221/9/06/P06005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/06/P06005).
7. *Klempt W.* Review of particle identification by time-of-flight techniques // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 1999. – Vol.433, P.542–553; doi: [10.1016/S0168-9002\(99\)00323-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00323-X).
8. The CLEO-II detector / Y. Kubota, et al., // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 1992. – Vol.320. – P.66–113; doi: [10.1016/0168-9002\(92\)90770-5](https://doi.org/10.1016/0168-9002(92)90770-5).
9. The timing properties of a plastic time-of-flight scintillator from a beam test / C. Wu et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2005. – Vol.555. – P. 142–147; doi: [10.1016/j.nima.2005.09.029](https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.09.029).
10. ALICE T0 detector / M. Bondila et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 2005. – Vol.52. – P.1705–1711; doi: [10.1109/TNS.2005.856900](https://doi.org/10.1109/TNS.2005.856900).
11. *Garcia-Solis E.* Perspectives of the ALICE Experiment and Detector Upgrade // Nucl. Part. Phys. Proc. – 2015. – Vol.267–269. – P.382–391; doi: [10.1016/j.nuclphysbps.2015.10.134](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2015.10.134).
12. Study of the Planacon XP85012 photomultiplier characteristics for its use in a Cherenkov detector / V.A. Grigoryev, et al. // J. Phys. Conf. Ser. – 2016. – Vol.675. – P. 042016; doi: [10.1088/1742-6596/675/4/042016](https://doi.org/10.1088/1742-6596/675/4/042016).
13. Single photon timing resolution and detection efficiency of the IRST silicon photo-multipliers / G. Collazuol, et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2007. – Vol.581. – P.461–464; doi: [10.1016/j.nima.2007.08.027](https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.08.027).
14. NICA/MPD Electromagnetic Calorimeter based on Multipixel Avalanche Photodetector / I. Tyapkin et al. // Proceedings of Science. – 2015. – Proceedings, 4th International Conference on New Photo-Detectors (PhotoDet2015). – P. 053; doi: [10.22323/1.252.0053](https://doi.org/10.22323/1.252.0053)

15. *Parkhomchuck V.V., Pestov Yu.N. and Petrovykh N.V.*, A spark counter with large area // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 1971. – Vol.93. – P.269–270; doi: [10.1016/0029-554X\(71\)90475-7](https://doi.org/10.1016/0029-554X(71)90475-7).
16. *Schmidt H.R.*, Pestov Spark Counters: Work principle and applications // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). – 1999. Vol.78. – P.372–380; doi: [10.1016/S0920-5632\(99\)00573-3](https://doi.org/10.1016/S0920-5632(99)00573-3).
17. Status of the Pestov Spark Counter Development for the ALICE Experiment/ E. Badura et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 1996. – Vol.379 – P.468–471; doi: [10.1016/0168-9002\(96\)00569-4](https://doi.org/10.1016/0168-9002(96)00569-4).
18. *Santonico R. and Cardarelli R.*, Development of Resistive Plate Counters // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. – 1981. – Vol.187. – P.377–380; doi: [10.1016/0029-554X\(81\)90363-3](https://doi.org/10.1016/0029-554X(81)90363-3).
19. *Fonte P., Smirnitcki A., Williams M.C.S.*, A new high-resolution TOF technology // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2000. – Vol.443. – P.201–204; doi: [10.1016/S0168-9002\(99\)01008-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01008-6).
20. The multigap resistive plate chamber as a time-of-flight detector / A. Akindinov et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2000. – Vol.456. – P.16–22; doi: [10.1016/S0168-9002\(00\)00954-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00954-2).
21. The HARP RPC time-of-flight system / M. Bogomilov et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A – 2003. – Vol.508. – P.152–158; doi: [10.1016/S0168-9002\(03\)01342-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01342-1).
22. The CBM Time-of-Flight wall — a conceptual design / I. Deppner et al. // J. Instrum. – 2014. – Vol.9. – P. C10014; doi: [10.1088/1748-0221/9/10/C10014](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/10/C10014).
23. A thin float glass MRPC for the outer region of CBM-TOF wall / Zhu Weiping, Wang Yi, et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2014. – Vol.735. – P.277–282; doi: [10.1016/j.nima.2013.09.044](https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.09.044).
24. A real-size MRPC developed for CBM-TOF / Zhu, W., Wang, Y., Feng, S. et al. // Sci. China Technol. Sci. – 2013. – Vol.56. – P.2821–2826; doi: [10.1007/s11431-013-5353-8](https://doi.org/10.1007/s11431-013-5353-8).
25. The effect of temperature on the rate capability of glass timing RPCs / D. González-Díaz et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2005. – Vol.555. – P.72–79; doi: [10.1016/j.nima.2005.09.005](https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.09.005).
26. *Räther H.*, Electron Avalanches and Breakdown in Gases. London: Butterworth, 1964. – 191 p.
27. *Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б.*, Теория искры, – М.: Атомиздат, 1975. – 272 с.
28. *Veenhof Rob*, Garfield, recent developments // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 1998. – Vol.419. – P.726–730; doi: [10.1016/S0168-9002\(98\)00851-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00851-1).
29. *Biagi S.F.*, Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 1999. – Vol.421. – P.234–240; doi: [10.1016/S0168-9002\(98\)01233-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)01233-9).

30. *Smirnov I.B.*, Modeling of ionization produced by fast charged particles in gases // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2005. – Vol.554. – P.474–493; doi: [10.1016/j.nima.2005.08.064](https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.08.064).
31. *Sauli F.*, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers // Geneva: CERN, 1977. – 92 p; doi: [10.5170/CERN-1977-009](https://doi.org/10.5170/CERN-1977-009).
32. Candidate eco-friendly gas mixtures for MPGDs / G. Saviano et al. // EPJ Web of Conferences. – 2018. – Vol.174. – P. 05004; doi: [10.1051/epjconf/201817405004](https://doi.org/10.1051/epjconf/201817405004).
33. *Camarrì P., Cardarelli R., Di Ciaccio A., Santonico R.*, Streamer suppression with SF<sub>6</sub> in RPCs operated in avalanche mode // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 1998. – Vol.414. – P.317–324; doi: [10.1016/S0168-9002\(98\)00576-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00576-2).
34. Properties of C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>F<sub>4</sub>-based gas mixture for avalanche mode operation of resistive plate chambers / M. Abbrescia et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 1997. – Vol.398. – P.173–179; doi: [10.1016/S0168-9002\(97\)00689-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00689-X).
35. Study of RPC gas mixtures for the ARGO-YBJ experiment / B. Bartoli et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A – 2000. – Vol.456. – P.35–39; doi: [10.1016/S0168-9002\(00\)00958-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00958-X).
36. Measurements of drift velocity in the ATLAS RPC gas mixture / G. Chiodini et al. // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. – 2006. – Vol.158. – P.133–136; doi: [10.1016/j.nuclphysbps.2006.07.004](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2006.07.004).
37. Performance of the Gas Gain Monitoring system of the CMS RPC muon detector and effective working point fine tuning / S. Colafranceschi et al. // J. Instrum. – 2012. – Vol.7. – P. P12004; doi: [10.1088/1748-0221/7/12/P12004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/12/P12004).
38. *Pestov Yu.N.*, Timing below 100-ps with spark counters: Work principle and applications. GSI-PREPRINT-98-21. – 1998. In Proceedings of the 36th International Winter Meeting on Nuclear Physics (Bormio 1998). URL: <https://lib-extopc.kek.jp/preprints/PDF/2000/0037/0037689.pdf>.
39. Effect of adding SF<sub>6</sub> to the gas mixture in a multigap resistive plate chamber / E. Cerron Zeballos et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 1998. – Vol.419. – P.475–478; doi: [10.1016/S0168-9002\(98\)00823-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00823-7).
40. Performance of multigap resistive plate chambers with pure Freon 134a / K. Doroud et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2011. – Vol.629. – P.106–110; doi: [10.1016/j.nima.2010.11.056](https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.11.056).
41. Operation of the Multigap Resistive Plate Chamber using a gas mixture free of flammable components / A. N. Akindinov et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2004. – Vol.532. – P.562–565; doi: [10.1016/j.nima.2004.04.246](https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.04.246).
42. Eco-friendly gas mixtures for Resistive Plate Chambers based on tetrafluoropropene and Helium / M. Abbrescia et al. // J. Instrum. – 2016. – Vol.11. – P. P08019; doi: [10.1088/1748-0221/11/08/P08019](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/08/P08019).
43. *Райзер Ю.П.*, Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 592 с.

44. *Lippmann C., Riegler W.*, Space charge effects in Resistive Plate Chambers // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2004. – Vol.517. – P.54–76; doi: [10.1016/j.nima.2003.08.174](https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.08.174).
45. *Ammosov V., Korablev V., Santonico R.*, Induced charges and voltage signals in Resistive Plate Chambers. Preprint IHEP-97-83. – 1997. – 28 p.
46. *Santonico R.*, Topics in resistive plate chambers // Pavia: INFN, 1996. – Vol.11. – Anno.11. – Num.1. – P.1-10. Scientifica Acta (Quaderni del Dottorato). Contribution to: III Int. Workshop on Resistive Plate Chambers and related detectors.
47. *Riegler W.*, Induced signals in resistive plate chambers // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2002. – Vol.491. – Iss.1-2. – P.258–271; doi: [10.1016/S0168-9002\(02\)01169-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01169-5).
48. *Lippmann C., Riegler W., Veenhof R.*, Detector physics and simulation of resistive plate chambers // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2003. – Vol.500. – P.144–162; doi: [S0168-9002\(03\)00337-1](https://doi.org/S0168-9002(03)00337-1).
49. *Fonte P.*, Survey of physical modelling in Resistive Plate Chambers // J. Instrum. – 2013. – Vol.8. – P. P11001; doi: [10.1088/1748-0221/8/11/P11001](https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/11/P11001).
50. *Ramo S.*, Current Induced by Electron Motion // Proceedings of the IRE. – 1939. – Vol.27. Iss. – 9. – P.584–585; doi: [10.1109/JRPROC.1939.228757](https://doi.org/10.1109/JRPROC.1939.228757).
51. Progress in the simulation of resistive plate chambers in avalanche mode / M. Abrescia et al. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). – 1999. – Vol.78. – Iss.1–3. – P.459–464; doi: [S0920-5632\(99\)00587-3](https://doi.org/S0920-5632(99)00587-3).
52. Simulation study on the operation of a multi-gap resistive plate chamber / Ming Shao et al. // Meas. Sci. Technol. – 2006. – Vol.17. – Num.1. – P.123–127; doi: [10.1088/0957-0233/17/1/020](https://doi.org/10.1088/0957-0233/17/1/020).
53. Saturated logistic avalanche model / G. Aielli et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2003. – Vol.508. – Iss.1–2. – P.6–13; doi: [10.1016/S0168-9002\(03\)01268-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01268-3).
54. *Fonte P.*, High-resolution timing of MIPs with RPCs – a model // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2000. – Vol.456. – Iss.1–2. – P.6-10; doi: [10.1016/S0168-9002\(00\)00953-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00953-0).
55. Ansys Maxwell Brochure. ANSYS, Inc. – 2015. – Access mode: <https://www.ansys.com/-/media/ansys/corporate/resourcelibrary/brochure/ansys-maxwell-brochure.pdf>.
56. COMSOL Multiphysics Reference Manual (Version 5.4). COMSOL, Inc. – 2018. [https://doc.comsol.com/5.4/doc/com.comsol.help.comsol/COMSOL\\_ReferenceManual.pdf](https://doc.comsol.com/5.4/doc/com.comsol.help.comsol/COMSOL_ReferenceManual.pdf)
57. *Riegler W., Burgarth D.*, Signal propagation, termination, crosstalk and losses in resistive plate chambers // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2002. – Vol.481. – P.130–143; doi: [10.1016/S0168-9002\(01\)01249-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01249-9).
58. *Paul C.R.*, Analysis of Multiconductor Transmission Lines, Second Edition. – IEEE Press: Hoboken, NJ: John Wiley Interscience, – 2008. – 800 p.

59. *González-Díaz D., Chen H., Wang Y.*, Signal coupling and signal integrity in multi-strip resistive plate chambers used for timing applications // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* – 2011. – Vol.648. – P.52–72; doi: [10.1016/j.nima.2011.05.039](https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.05.039).
60. *Anghinolfi F., Jarron P., Krummenacher F., Usenko E., and Williams M.C.S.*, NINO: An ultrafast low-power front-end amplifier discriminator for the time-of-flight detector in the ALICE experiment // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* – 2004. – Vol.51. – No.5. – P.1974–1978; doi: [10.1109/TNS.2004.836048](https://doi.org/10.1109/TNS.2004.836048).
61. A model for RPC detectors operating at high rate / G. Carboni, G. Collazuol et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* – 2013. – Vol.135. – P.135–142; doi: [10.1016/S0168-9002\(02\)02082-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)02082-X).
62. A 20 ps timing device—A Multigap Resistive Plate Chamber with 24 gas gaps / S. An et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* – 2008. – Vol.594. – P.39–43; doi: [10.1016/j.nima.2008.06.013](https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.06.013).
63. *Williams Crispin*, Latest Results from MRPC Time Resolution // *Pontif. Acad. Sci. Scr. Varia.* – 2011. – Vol.119. – P.531–538. Proc. International Symposium on Subnuclear Physics.
64. A Front End Electronics Card Comprising a High Gain/High Bandwidth Amplifier and a Fast Discriminator for Time-of-Flight Measurements / M. Ciobanu et al. // *IEEE T. Nucl. Sci.* – 2007. – Vol.54. – P.1201–1206; doi: [10.1109/TNS.2007.903186](https://doi.org/10.1109/TNS.2007.903186).
65. Detectors and Concepts for sub-100 ps timing with gaseous detectors / D. González-Díaz et al. // *J. Instrum.* – 2017. – Vol.12. – P. C03029; doi: [10.1088/1748-0221/12/03/C03029](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/03/C03029).
66. Resistive plate chambers for time of flight measurements / A. Blanco et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* – 2003. – Vol.513. – P.8–12; doi: [10.1016/S0168-9002\(03\)02126-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)02126-0).
67. Timing performance study of Multigap Resistive Plate Chamber with different gap size / Z. Liu et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* – 2019. – Vol.927. – P.396–400; doi: [10.1016/j.nima.2019.02.068](https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.02.068).
68. Study of high time resolution MRPC with the waveform digitizer system / Y. Yu et al. // *J. Instrum.* – 2020. – Vol.15. – P. C01049; doi: [10.1088/1748-0221/15/01/C01049](https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/01/C01049).
69. Исследование грузочной способности стеклянной многозазорной резистивной плоской камеры при повышении рабочей температуры / В.А. Гапиенко, и др. // *Приборы и техника эксперимента.* – 2013. – №.3. – С.21–26; doi: [10.7868/S0032816213020055](https://doi.org/10.7868/S0032816213020055).
70. *González-Díaz D., Fonte P., Garzon J.A. and Mangiarotti A.*, An analytical description of rate effects in timing RPCs // *Nucl. Phys. B.* – 2006. – Vol.158. – P.111–117; doi: [j.nuclphysbps.2006.07.026](https://doi.org/j.nuclphysbps.2006.07.026).
71. Многоцелевой детектор – MPD (Концептуальный дизайн-проект. Версия 1.4), – Дубна: ОИЯИ. – URL: [http://mpd.jinr.ru/wp-content/uploads/2016/04/MPD\\_CDR\\_ru.pdf](http://mpd.jinr.ru/wp-content/uploads/2016/04/MPD_CDR_ru.pdf).

72. Babkin V.A., Volgin S.V., Voskoboynik V.A., Golovatyuk V.M., and Lobastov S.P., Time-of-Flight System for the MultiPurpose Detector (MPD) // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2011. – Vol.75. – Iss.9. – P. 1277; doi: [10.3103/S1062873811040046](https://doi.org/10.3103/S1062873811040046).
73. Fast detectors for the MPD/NICA time-of-flight system / V. Babkin, et al. // Bulgarian Chemical Communications. – 2015. – Vol.47 (Special Issue-B), P.215–221.
74. ГОСТ ИЕС61188-1-2-2013. Печатные платы и печатные узлы проектирование и применение. Часть 1–2. Общие требования. Контролируемое волновое сопротивление. – М.: Стандартинформ. – 2014. – 33 с.
75. Strip readout MRPC for the TOF System of the MPD/NICA Experiment. / V.A. Babkin et al. // Proceedings of Science. – 2014. – Vol.213 (Proceedings of TIPP-2014). – P. 289; doi: [10.22323/1.213.0289](https://doi.org/10.22323/1.213.0289).
76. Fast forward detector for MPD/NICA project: Concept, simulation, and prototyping / V.I. Yurevich et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. – 2013. – Vol.10. – P.258–268; doi: [10.1134/S1547477113030187](https://doi.org/10.1134/S1547477113030187).
77. Triple-stack Multigap Resistive Plate Chamber with Strip Readout / V. Babkin et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2016. – Vol.824. – P.490–492; doi: [10.1016/j.nima.2015.11.060](https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.11.060).
78. Development of the MRPC for the TOF system of the MultiPurpose Detector / V.A. Babkin et al. // J. Instrum. – 2016. – Vol.11. – P. C06007; doi: [10.1088/1748-0221/11/06/C06007](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/06/C06007).
79. Bogatin E., Signal and power integrity — simplified, 2-nd ed. Boston: Pearson, 2010. – 800 p.
80. Джонсон Г., Грэхем М. Высокоскоростная передача цифровых данных: высший курс черной магии. Пер. с англ. – М.: Издательский дом «Вильямс», 2005. – 1024 с.
81. The MPD test beam setup for testing detectors with the Nuclotron beams / V.A. Babkin et al. // Instrum. Exp. Tech. – 2017. – Vol.60. – No.3, P.307–313; doi: [10.1134/S0020441217030010](https://doi.org/10.1134/S0020441217030010).
82. Study on the rate capability of MRPCs assembled with thin glass / W. Zhu et al. // Proceedings of the 2013 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (2013 NSS/MIC). – 2013. – P. 6829460; doi: [10.1109/NSSMIC.2013.6829460](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2013.6829460).
83. Study of the BM@N GEM/CSC tracking system performance / A. Galavanov et al. // AIP Conf. Proc. – 2019. – Vol.2163. – P. 030003; doi: [10.1063/1.5130089](https://doi.org/10.1063/1.5130089).
84. Time-of-Flight particles identification in the MultiPurpose Detector at NICA / V.A. Babkin et al. // Proceedings of Science. – 2019. – Vol.364 (Proceedings of EPS-HEP2019). – P. 209; doi: [10.22323/1.364.0209](https://doi.org/10.22323/1.364.0209).
85. MpdRoot. Simulation and Analysis Framework for NICA/MPD Detectors. URL: <http://mpd.jinr.ru>.
86. Mota M. and Christiansen J., A high-resolution time interpolator based on a delay locked loop and an RC delay line// IEEE J. Solid-State Circuits. – 1999. – Vol.34. – Iss.10, P.1360-1366; doi: [10.1109/4.792603](https://doi.org/10.1109/4.792603).

87. The eight-channel ASIC bipolar transresistance amplifier DOM AMPL-8.3/ G.D. Alexeev, et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2001. – Vol.462. – P.494–505; doi: [S0168-9002\(01\)00195-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00195-4).
88. Status of the front-end electronics for the time-of-flight measurements at the MPD experiment / M.G. Buryakov et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. – 2016. – Vol.13. – No.5. – P.532–534; doi: [10.1134/S1547477116050058](https://doi.org/10.1134/S1547477116050058).
89. The White Rabbit Project / J. Serrano et al. // Preprint CERN-ATS-2009-096. – 2019; In Proc. of ICALEPCS2009, Kobe, Japan.
90. MPD Data Acquisition System Technical Design Report (Version 2018.8.27). Dubna: JINR. – URL: [http://mpd.jinr.ru/wp-content/uploads/2018/08/MPD\\_DAO\\_TDR-2018-8.pdf](http://mpd.jinr.ru/wp-content/uploads/2018/08/MPD_DAO_TDR-2018-8.pdf).
91. *J. Christiansen*, High performance time to digital converter (HPTDC), HPTDC manual version 2.2 for HPTDC version 1.3. URL: [https://tdc.web.cern.ch/hptdc/docs/hptdc\\_manual\\_ver2.2.pdf](https://tdc.web.cern.ch/hptdc/docs/hptdc_manual_ver2.2.pdf).
92. Gas System for MPD Time-of-Flight Detector / D. Dabrowski et al. // Acta Phys. Pol. B (Proc. Supp.). – 2016. – Vol.9. – No.2. – P.203 – 206; doi: [10.5506/APhysPolBSupp.9.203](https://doi.org/10.5506/APhysPolBSupp.9.203).
93. MPD NICA Technical Design Report of the Time of Flight System (TOF) (Version 3.0). URL: [http://mpd.jinr.ru/wp-content/uploads/2019/01/TDR\\_TOF\\_MPD\\_v3\\_0-08\\_11\\_2018.docx](http://mpd.jinr.ru/wp-content/uploads/2019/01/TDR_TOF_MPD_v3_0-08_11_2018.docx).
94. 16-channel discriminator and multihit scaler MSC16V. URL: <http://afi.jinr.ru/MS16V>.
95. Beam tests of Cherenkov detector modules with picosecond time resolution for start and L0 trigger detectors of MPD and BM@N experiments / V.I. Yurevich et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. – 2015. – Vol.12. – P.778–785; doi: [10.1134/S1547477115060102](https://doi.org/10.1134/S1547477115060102).
96. A fast, low power, amplifier-shaper-discriminator for high rate straw tracking systems / F.M. Newcomer et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1993. – Vol.40. – P.630–636; doi: [10.1109/23.256630](https://doi.org/10.1109/23.256630).
97. The custom board for Test-MPD readout system HRB6ASD. URL: <http://afi.jinr.ru/HRB6ASD>.
98. TANGO - an object oriented control system based on CORBA / J-M. Chaize et al. // Proc. of the 7th International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems (ICALEPCS 99). – 1999. – P.475–479.
99. Control and readout electronics of the time-of-flight system of the MPD / Dmitriev A.V. et al. // Proc. of the 26th International Symposium on Nuclear Electronics and Computing (NEC 2017). CEUR Workshop Proceedings. – 2017. – Vol.2023. – P.129–134; URL: <http://ceur-ws.org/Vol-2023/129-134-paper-20.pdf>.