

# Многоцелевой Детектор – MPD

*для изучения столкновений тяжёлых ионов на ускорителе NICA  
(Концептуальный дизайн-проект)*

Лидеры проекта: **А.Н.Сисакян**, А.С.Сорин, В.Д.Кекелидзе

## Редакторы:

В.Головатюк, В.Кекелидзе, В.Колесников, Д.Мадигожин, Ю.Мурин, В.Никитин, И.Поленкевич, О.Рогачевский

## Рецензенты:

Н.Горбунов, В.Колесников, И.Мешков, А.Ольшевский, Ю.Потребеников, Н.Топилин, И.Тяпкин, Ю.Заневский, А.Курепин

## Коллаборация MPD:<sup>1</sup>

Х.У.Абраамян, С.В.Афанасьев, В.С.Алфеев, Н.Анфимов, Д.Архипкин, П.Ж.Асланян, А.В.Аверьянов, В.А.Бабкин, С.Н.Базылев, Д.Блашке, Д.Н.Богословский, И.В.Богуславский, В.В.Борисов, А.В.Бутенко, Н.М.Владимирова, С.В.Волгин, О.П.Гавришук, К.В.Гетценбергер, В.М.Головатюк, И.Н.Гончаров, Н.В.Горбунов, Ю.А.Горнушкин, Н.Григалашвили, А.В.Гуськов, Д.Е.Донец, К.Давков, В.Давков, Д.К.Дряблов, Д.Дрноюн, В.Б.Дунин, Л.Г.Ефимов, А.А.Ефремов, Е.Егоров, Д.Д.Емельянов, А.Ю.Исупов, В.Н.Жежер, Ю.В.Заневский, А.И.Зинченко, В.Н.Зрюев, Ю.Р.Зулькарнеева, М.Г.Кадыков, М.Капишин, А.О.Кечечан, В.Д.Кекелидзе, Г.Д.Кекелидзе, Г.Г.Ходжибагиян, Ю.Т.Киришин, В.И.Колесников, А.М.Корткова, А.Д.Коваленко, Н.Крахотин, З.В.Крумштейн, Н.А.Кузьмин, Р.Ледницки, А.Г.Литвиненко, Е.И.Литвиненко, Ю.Ю.Лобанов, С.П.Лобастов, В.М.Лысан, Л.Лыткин, Ю.Лукстиньш, В.М.Луценко, Д.Т.Мадигожин, А.И.Малахов, И.Н.Мешков, В.В.Мялковский, И.И.Мигулина, Н.А.Молоканова, С.А.Мовчан, Ю.А.Мурин, Ж.И.Мусульманбеков, Д.Никитин, В.А.Никитин, А.Г.Ольшевский, В.Ф.Переседов, Д.В.Пешехонов, В.Д.Пешехонов, И.А.Поленкевич, Ю.К.Потребеников, В.С.Пронских, А.М.Рапортиренко, С.В.Разин, О.В.Рогачевский, А.Б.Садовский, З.Садыгов, Р.А.Салмин, А.А.Савенков, С.В.Сергеев, А.О.Сидорин, И.В.Слепнёв, В.М.Слепнёв, Т.М.Соловьёва, О.В.Теряев, В.В.Тихомиров, В.Д.Тонеев, Г.В.Трубников, И.А.Тяпкин, О.В.Фатеев, Ю.И.Федотов, А.В.Фризен, В.В.Чалышев, С.П.Черненко, В.Ф.Чепурнов, В.Ф.Чепурнов, Г.А.Черемушкина, И.Е.Чириков-Зорин, Б.Г.Щинов, А.В.Шабунов, В.И.Юревич

**Объединённый Институт Ядерных Исследований, Дубна, РФ**

В.А.Матвеев, М.Б.Голубева, Ф.Ф.Губер, А.П.Ивашкин, Л.В.Кравчук, А.Б.Курепин, Т.Л.Каравичева, А.И.Маевская, А.И.Решетин, Е.А.Усенко

**Институт Ядерных Исследований РАН, Троицк, РФ**

---

<sup>1</sup>Список институтов-участников в настоящее время постоянно обновляется.

Е.Е.Боос, В.Л.Коротких, И.П.Лохтин, Л.В.Малинина, М.М.Меркин,  
С.В.Петрушанко, Л.И.Сарычева, А.М.Снигирёв, А.Г.Воронин

**Институт Ядерной Физики МГУ им. Скобелева, Москва, РФ**

О.А.Денисовская, К.Р.Михайлов, П.А.Полозов, М.С.Прокудин, А.В.Ставинский,  
В.Л.Столин, С.С.Толстоухов, Г.В.Шарков

**Институт Теоретической и Экспериментальной Физики, Москва, РФ**

С.Иголкин, В.Жеребчевский, В.Лазарев, Г.Феофилов

**Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, РФ**

К.А.Бугаев, Г.М.Зиновьев

**Институт Теоретической Физики НАН им. Боголюбова, Киев, Украина**

М.И.Базнат, К.К.Гудима

**Институт Прикладной Физики АН, Кишинев, Молдова**

И.Гешков, И.Стаменов

**Институт Ядерных Исследований и Ядерной Энергии БАН, София, Болгария**

Н.Герасиев, Л.Йорданова, М.Колчевска, Б.Маринова, Д.Суварина, В.Чолаков  
**Пловдивский Университет, Пловдив, Болгария**

Д.А.Близнюк, Б.В.Гринёв, П.Н.Жмурин

**Институт Сцинтилляционных Материалов, Харьков, Украина**

В.Н.Борцов, О.М.Листратенко, М.А.Проценко, И.Т.Тымчук

**Государственное Предприятие Институт Научных и Технологических Исследований по Конструированию Аппаратуры, Харьков, Украина**

Ф.Зазуля, Н.М.Шумейко

**Центр Белорусского Государственного Университета по Физике Частиц, Минск, Белоруссия**

Жи Вонг, Юанжинг Ли, Юонг Ли, Жи Денг, Гунжуа Гонг, Хианжей Жу, Вэйчэнг Динг

**Факультет инженерной физики, Университет Тциньхуа, Пекин, Китай**

Ченг Ли, Гонфанг Чен, Минг Шао, Хиаолианг Вонг, Йонгжи Сун, Зебо Танг

**Центр Физики Частиц и Технологии Университете Науки и Технологии Китая (USTC) Хефэй, Китай**

О.Абдинов, М.Сулейманов

**Институт Физики Азербайджанской АН, Баку, Азербайджан**

Т.К.Кошурников "Нева-Магнит"С&Е, Лтд., Санкт-Петербург, Россия

Предложен концептуальный дизайн Многоцелевого Детектора (MultiPurpose Detector, MPD) для изучения ядерной материи при экстремальных значениях плотности и температуры, рожденной в столкновениях тяжёлых ионов с атомными массами в интервале  $A = 1 - 197$  при энергиях в системе центра масс  $\sqrt{s_{NN}} = 4 - 11$  ГэВ. Эксперимент MPD будет проводиться на создаваемом в ОИЯИ на основе Нуклотрона коллайдерном комплексе для ускорения тяжелых ионов (Nuclotron-based Ion Collider Facility, NICA) при средней светимости  $L = 10^{27} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ .

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>6</b>
<b>1 Физическая программа эксперимента MPD</b>	<b>9</b>
1.1 Цель проекта . . . . .	9
1.2 Наблюдаемые и требования к детектору . . . . .	14
1.3 Энергетическая зависимость отношения $K/\pi$ . . . . .	23
1.4 Анизотропные коллективные потоки . . . . .	25
1.4.1 Методы измерения анизотропных потоков . . . . .	26
1.4.2 Оценка необходимой статистики для измерения эллиптического потока . . . . .	30
1.5 Фемтоскопия (импульсные корреляции) . . . . .	33
1.5.1 Формализм двухчастичных корреляций . . . . .	33
1.5.2 Методы фемтоскопии . . . . .	35
1.5.3 Фемтоскопия в исследовании фазовых переходов и критической точки на NICA. . . . .	38
1.6 Электромагнитные наблюдаемые (фотоны и электроны) . . . . .	44
1.7 Экзотическая физика на MPD . . . . .	48
1.7.1 Изучение плотной ядерной материи в проекте NICA . . . . .	48
1.7.2 Странные мультибарионные состояния . . . . .	52
1.7.3 Исследование двухфотонных распределений . . . . .	56
<b>2 Концепция детектора MPD</b>	<b>58</b>
2.1 Общий дизайн детектора . . . . .	58
2.2 Магнит MPD . . . . .	62
2.2.1 Однородность магнитного поля . . . . .	62
2.2.2 Конструкция магнита . . . . .	63
2.3 Время-проекционная камера . . . . .	70
2.3.1 Технические требования . . . . .	70
2.3.2 Оценка параметров TPC . . . . .	83
2.3.3 Электроника регистрации и считывания. . . . .	92
2.3.4 Инфраструктура для конструкции детектора . . . . .	96
2.4 Внутренний трекер . . . . .	99
2.4.1 Концепция . . . . .	99
2.4.2 Оценка загрузки детекторов и числа ”ложных изображений”. . . . .	101
2.4.3 Испытания прототипа детектора . . . . .	102
2.4.4 Физические задачи, для решения которых необходим IT . . . . .	103
2.5 Времяпролетная система (TOF) . . . . .	106
2.5.1 Оценка основных параметров TOF детектора . . . . .	107

2.5.2	Спектр импульсов частиц . . . . .	108
2.5.3	Идентификация частиц с использованием TOF и ионизационных потерь в TPC . . . . .	109
2.5.4	Дизайн детектора . . . . .	110
2.5.5	Конструкция торцевых частей TOF . . . . .	113
2.6	Электромагнитный калориметр . . . . .	115
2.6.1	Соображения по конструкции . . . . .	115
2.6.2	Калориметр типа “шашлык” . . . . .	117
2.6.3	Фотодетектор ECAL . . . . .	120
2.6.4	Калибровка и контроль . . . . .	121
2.6.5	Считывающая электроника . . . . .	122
2.6.6	Выбор кристалла ECAL . . . . .	123
2.7	Торцевой трекер на строу трубках (ECT) . . . . .	124
2.7.1	Технические требования . . . . .	124
2.7.2	Конструкция ECT . . . . .	125
2.7.3	Исследования прототипа строу . . . . .	127
2.7.4	Количество вещества в ECT . . . . .	128
2.8	Катодные падовые камеры . . . . .	130
2.8.1	Конструкция CPC . . . . .	130
2.9	Счётчик встречных соударений пучков (BBC) . . . . .	132
2.9.1	Требования и структура детектора BBC . . . . .	132
2.9.2	Возможности триггирования . . . . .	133
2.10	Быстрый передний детектор (FFD) . . . . .	135
2.10.1	Цель и положение детектора в MPD . . . . .	135
2.10.2	Конструкция детектора . . . . .	135
2.10.3	Испытание MCP-PMT в магнитном поле . . . . .	136
2.10.4	Характеристики детектора . . . . .	137
2.10.5	Использование FFD в триггере . . . . .	139
2.11	Калориметр под нулевыми углами (ZDC) . . . . .	140
2.11.1	Общие требования к калориметру под нулевыми углами . . . . .	142
2.11.2	Моделирование работы ZDC . . . . .	144
2.11.3	Конструкция калориметра . . . . .	151
2.11.4	Тесты прототипа модуля ZDC . . . . .	154
2.12	Передний магнитный спектрометр . . . . .	156
2.12.1	Производство строу-трубок . . . . .	158
<b>3</b>	<b>Триггер, система сбор данных и компьютерные ресурсы.</b>	<b>161</b>
3.1	Триггер и система сбора данных . . . . .	161
3.2	Обработка данных . . . . .	164
3.2.1	Модель обработки данных . . . . .	164
3.2.2	Компьютерные ресурсы, необходимые для эксперимента . . . . .	165
<b>4</b>	<b>Интеграция и вспомогательные службы</b>	<b>167</b>
4.1	Интеграция и Сервис . . . . .	167
4.2	Экспериментальный корпус . . . . .	168
4.3	Интеграция MPD . . . . .	169
4.3.1	Интерфейс магнита и внутреннего трекера . . . . .	170
4.3.2	Помещение для сборки магнита . . . . .	170

4.3.3	Системы магнита . . . . .	173
4.4	Сборка детектора . . . . .	173
4.5	Система управления детектором . . . . .	176
4.5.1	Технические требования . . . . .	176
4.5.2	Архитектура системы управления детектора MPD . . . . .	178
<b>5</b>	<b>Моделирование характеристик детектора</b>	<b>184</b>
5.1	Программная среда для моделирования детектора . . . . .	184
5.2	Реконструкция событий . . . . .	186
5.3	Экстраполяция ТРС-треков в TOF. . . . .	189
5.4	Идентификация частиц по времени пролета . . . . .	190
5.5	Идентификация частиц с использованием электромагнитного калориметра . . . . .	193
<b>6</b>	<b>Физическое моделирование</b>	<b>194</b>
6.1	Анализ спектров и выходов адронов в эксперименте MPD . . . . .	194
6.1.1	Процедура анализа . . . . .	195
6.1.2	Коррекции . . . . .	197
6.1.3	Спектры адронов . . . . .	199
6.1.4	Отношение $K/\pi$ . . . . .	199
6.2	Исследования по фемтоскопии . . . . .	201
6.2.1	Оценки времени набора данных для корреляционных измерений. . . . .	201
6.2.2	Измерения импульсных корреляций в MPD. . . . .	203
6.3	Оценки для электромагнитных наблюдаемых . . . . .	205
6.3.1	Термальные фотоны . . . . .	205
6.3.2	Измерение спектра инвариантных масс ( $e^+e^-$ )-пар в детекторе MPD . . . . .	206
<b>7</b>	<b>Стоимость проекта MPD и план его реализации</b>	<b>210</b>
	Благодарности . . . . .	212
	<b>Литература</b>	<b>213</b>

# Введение

Изучение экстремально горячей и плотной ядерной материи является актуальной задачей современной физики. Особый интерес к таким средам связан с возможностью обнаружить новое и пока слабо изученное состояние материи - так называемую кварк-глюонную плазму (КГП), существование которой предсказано современной теорией сильного взаимодействия - квантовой хромодинамикой (КХД).

Изучая свойства кварк-глюонной плазмы можно исследовать наиболее фундаментальные проблемы современной физики: уравнение состояния ядерной материи при высоких плотностях, проявление и свойства фазового перехода в состояние деконфаймента, свойства вакуума КХД и восстановление киральной симметрии, свойства кварк-адронной смешанной фазы и наличие критической точки на фазовой диаграмме, а также пролить свет на эволюцию Вселенной и механизмы образования нейтронных звезд.

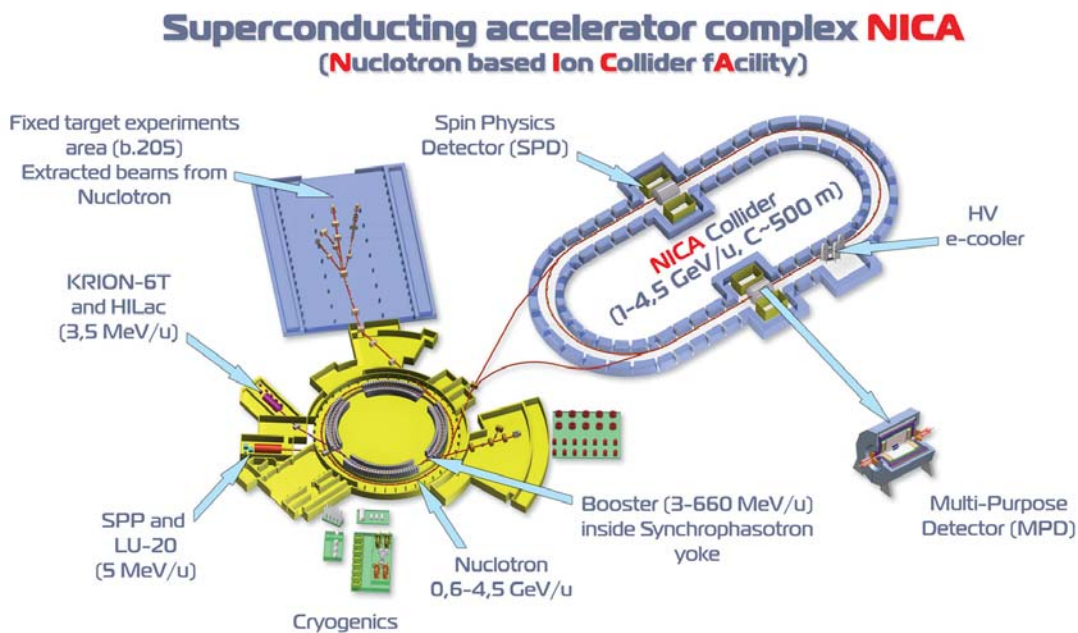


Рис. 1: Проект ускорительного комплекса NICA в ЛФВЭ ОИЯИ.

В настоящее время обширная программа исследований в данной области физики проводится в крупнейших лабораториях мира. Основными центрами, обладающими ускорителями ионов высоких энергий являются: GSI (Германия),  $E_{lab} = 1 - 2$  АГэВ, CERN - SPS (Женева)  $E_{lab} = 20 - 158$  АГэВ ( $\sqrt{s_{NN}} = 6 - 17$  ГэВ), BNL - RHIC, (США)  $\sqrt{s_{NN}} = 20 - 200$  ГэВ и ОИЯИ - Нуклотрон, (Дубна, Россия)  $E_{lab} = 1 - 6$  АГэВ ( $\sqrt{s_{NN}} = 2 - 3.5$  ГэВ).

В последнее время основное внимание физиков было направлено на исследования свойств кварк-глюонной плазмы при высоких энергиях сталкивающихся нуклонов

$\sqrt{s_{NN}} = 10 - 200$  ГэВ. В результате проведенных экспериментов был обнаружен ряд новых явлений, таких как сильные коллективные потоки вторичных частиц, значительное уширение распределений по поперечным импульсам, сильная немонотонность отношения  $K/\pi$  в зависимости от энергии столкновения, повышенный выход странных частиц, существенное уширение максимума спектрального распределения для  $\rho$  мезона, подавление струй при прохождении через возбужденную ядерную среду и др. (см. материалы конференций Кварковая Материя за последние 10 лет)

Таким образом, недавние эксперименты доказали образование нового состояния материи - кварк-глюонной плазмы в столкновениях релятивистских тяжелых ионов. Однако, теоретическое описание этого нового состояния далеко от своего завершения. Ощущается недостаток экспериментальных данных для полного описания событий (необходимы все типы наблюдаемых!) столкновений, набранных с высокой статистикой в области энергий  $\sqrt{s_{NN}} = 2 - 10$  ГэВ. Согласно последним теоретическим представлениям именно в этой области энергии должен наблюдаться фазовый переход между различными состояниями ядерной материи, связанный с кварк-глюонной плазмой. Этот факт стимулирует передовые лаборатории мира предпринять новые усилия для более детального изучения этой области физики. При этом основными требованиями к новым экспериментальным установкам являются высокая светимость ускорительного комплекса и большой акцептанс детектора. Одна из крупнейших лабораторий в Германии GSI объявила о строительстве большого ускорительного комплекса FAIR с выведенными пучками ионов с энергиями  $E_{lab} = 5 - 35$  АГэВ ( $\sqrt{s_{NN}} = 3 - 8$  ГэВ). Ускорительная лаборатория в США BNL-RHIC (Брукхейвен) планирует понижение энергии сталкивающихся пучков в своем коллайдере с  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ до 5 ГэВ.

В ОИЯИ в качестве одной из приоритетных принята программа изучения ядерной материи в горячем и плотном состоянии. Основные цели программы: создание ускорительного комплекса ионов с высокой светимостью в диапазоне энергий до 11 ГэВ/нуклон и современного многофункционального детектора для исследования столкновений тяжелых ионов. В качестве первого шага было решено провести модернизацию действующего ускорителя ионов Нуклотрона [1, 2, 3, 4]. С реализацией этих амбиционных задач связаны планы по строительству на базе Нуклотрона ускорительно-накопительного комплекса NICA [5] для столкновений ионов в широком диапазоне атомных масс и энергий столкновений (до  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ). Ускоритель будет обладать очень высокой светимостью,  $L = 10^{27}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>. Для протонных пучков светимость должна быть на уровне  $L \approx 10^{30}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>, а энергия столкновений  $\sqrt{s_{pp}} = 20$  ГэВ.

Схема ускорительного комплекса NICA показана на рис. 1. На коллайдере предусмотрено два места встречи пучков, что позволяет установить два детектора и проводить одновременно два эксперимента.

Один из детекторов - Многоцелевой детектор (MPD) планируется для изучения свойств горячей и плотной ядерной материи, образованной при соударениях тяжелых ионов высоких энергий, в частности, для поиска эффектов, связанных с деконфайментом и/или восстановлением киральной симметрии, исследования свойств фазовых переходов и смешанной адронной и кварк-глюонной фазы.

Помимо фундаментальных исследований на пучках комплекса NICA могут проводиться также и прикладные работы. В частности, ОИЯИ имеет богатый опыт в проведении медико-биологических исследований и в области адронной лучевой те-



рапии.

Комплекс NICA включает различные типы ускорителей: линейный ускоритель, ускоритель-накопитель на промежуточные энергии (бустер), Нуклотрон и коллайдер. Эти ускорители обеспечивают пучки в диапазоне энергий  $E_{lab} = 0.5 - 5.5$  АГ-эВ и востребованы во многих программах прикладных исследований. Планируемый ускорительно-накопительный комплекс откроет новые большие возможности для проведения в ОИЯИ программ прикладного характера, радиационных технологий, биологии и медицины.

# Глава 1

## Физическая программа эксперимента MPD

### 1.1 Цель проекта

Данный документ представляет концепцию детектора MPD, создаваемого в Объединенном Институте Ядерных Исследований в рамках международной коллаборации для исследования квантово-хромодинамической структуры материи в столкновениях ионов на ускорительном комплексе NICA. Предлагается изучать столкновения широкого спектра частиц от протонов до ионов золота в диапазоне энергий взаимодействия  $\sqrt{s_{NN}} = 4 - 11$  ГэВ для ионов и  $\sqrt{s_{pp}} = 4 - 20$  ГэВ для протонов.

Основным направлением исследований в рамках проекта NICA/MPD является изучение фазовой диаграммы ядерной материи при высоких плотностях и температурах. В фазовой диаграмме проявляются свойства теории сильных взаимодействий - КХД. В частности, такие фундаментальные свойства теории как конфайнмент и нарушение киральной симметрии, хорошее понимание которых до сих пор отсутствует. Считается, что сверхплотная материя существует в нейтронных звездах и в центре сверхновых, а вот на ранней стадии эволюции Вселенной реализовывались условия, при которых температура была очень высока с примерно равной плотностью барионов и антибарионов. В лабораторных экспериментах похожие условия могут быть реализованы в объеме реакции при столкновениях релятивистских тяжелых ионов. В таких реакциях образуется высокая плотность энергии значительная часть которой преобразуется в возбуждение новых (цветных) степеней свободы [6, 7].

Согласно предсказаниям КХД, при сверхвысоких температурах ( $T > 130$  МэВ) и/или плотностях ( $\rho > 5\rho_0$ ,  $\rho_0$  - обычная ядерная плотность) в адронной среде возможен фазовый переход, т.н. деконфайнмент при котором материя существует в виде свободных кварков и глюонов (кварк-глюонная плазма). Общий вид фазовой диаграммы сильно взаимодействующей адронной материи представлен на Рис. 1.1.

Как показано на рисунке, эксперименты на BNL-RHIC и CERN-LHC, проводятся в области фазовой диаграммы где температура среды высока, а барионная плотность мала. В этой области энергий обнаружены свидетельства существования сильно взаимодействующей кварк-глюонной материи (sQGP). С другой стороны, в экспериментах на ускорителе GSI-SIS при энергиях 1-2 ГэВ/нуклон, где реализуются высокие барионные плотности, обнаружены возможные проявления эффектов модификации свойств векторных мезонов (их масс и ширин распада). Эксперименты

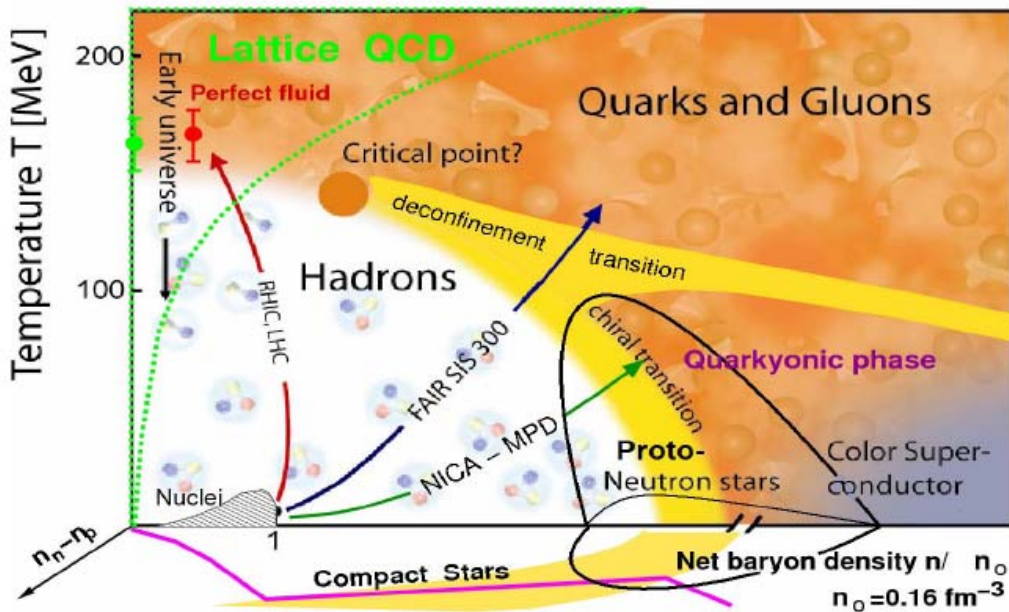


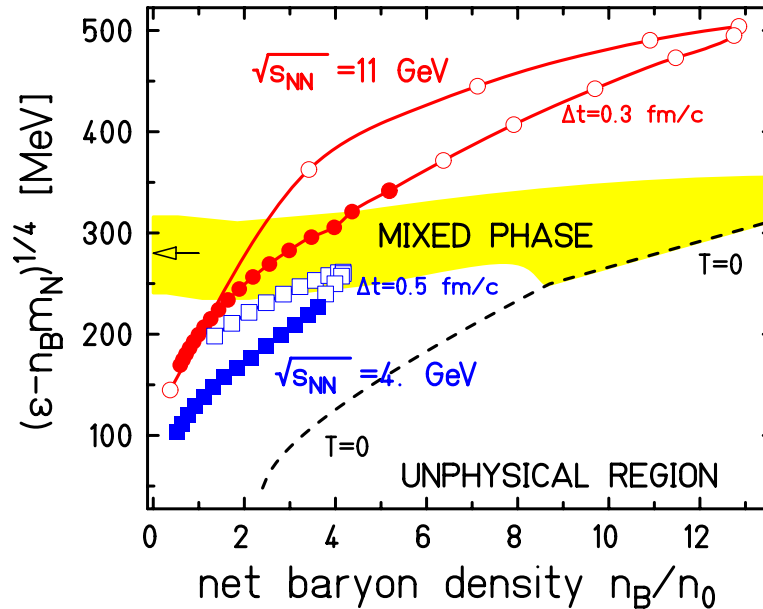
Рис. 1.1: Фазовая диаграмма сильно взаимодействующей КХД материи

на колладере NICA планируется проводить в промежуточной области фазовой диаграммы при умеренных температурах и максимальных значениях барионной плотности. Замечательной особенностью этой области диаграммы является не только обнаруженные экспериментально проявления эффекта деконфаймента, но и наличие т.н. **критической точки**, возможность существования которой и позиция ее на фазовой диаграмме вызывает огромный интерес в научных кругах [8]. Согласно последними вычислениями в рамках решеточной модели КХД ее местонахождение предсказано при температуре  $T_E = (162 \pm 2)$  МэВ и барио-химическом потенциале  $\mu_E = (360 \pm 40)$  МэВ [9]. Интерес к данной области энергий настолько велик, что сразу несколько лабораторий в крупнейших ускорительных центрах мира планируют проводить такие эксперименты. В их числе: Германия (GSI, эксперимент CBM, ускоритель FAIR) [10]), США (BNL где предложено модернизировать ускоритель RHIC для уменьшения энергии, чтобы достичь этой области фазовой диаграммы [11]), а также новая программа в CERN с экспериментом NA61 [12]. Следует отметить, что проект NICA в ОИЯИ [5, 13] был предложен одним из первых в новой программе по исследованию плотной барионной материи в столкновениях тяжелых ионов.

Главной целью проекта NICA/MPD является изучение столкновений тяжелых ионов при энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 4 - 11$  ГэВ для исследования свойств адронов в сверхплотной ядерной среде а также уравнения состояния ядерной материи и свойств фазовых переходов, включая поиск возможных сигналов деконфаймента, критической точки и частичного восстановления киральной симметрии. Физические задачи эксперимента являются очень амбициозными и чрезвычайно сложными не только вследствие больших неопределенностей в теоретических предсказаниях, но и как результат очень высокой точности требуемой для измерения малых эффектов. Мы планируем проводить высокоточное сканирование фазовой диаграммы варьируя энергию столкновения и размер сталкивающихся систем при изменении прицельного параметра и/или атомных весов пучков

частиц.

На рис. 1.2 изображена фазовая диаграмма в переменных приведенной плотности энергии и барионной плотности. Показаны динамические траектории для центральных ( $b = 2$  фм)  $Au + Au$  столкновений при двух энергиях ускорителя NICA. Неравновесная часть траекторий, описывающая две невзаимодействующие струи, рассчитана в рамках кварк-глюонной струйной модели (открытые символы). Последующая локально равновесная эволюция рассматривается в рамках 3D релятивистской гидродинамике (сплошные символы). Полученные результаты соответствуют Лоренц-сжатому цилиндру радиуса  $R = 5$  фм и длиной  $L = 2R/\gamma$ , где  $\gamma$  - гамма фактор в системе центра масс. Разница во времени между точками на траектории равна 0.3 и 0.5 фм/с для  $\sqrt{s_{NN}} = 8.8$  и 4 ГэВ соответственно. На рисунке показана область смешанной (кварк-адронной) фазы, описываемой феноменологическим двухфазным уравнением состояния [14]. Пунктирная линия ограничивает нефизичную область диаграммы ( $T = 0$ ). Расчеты показывают, что основная часть возбужденной плотной барионной материи при энергиях NICA лежит между динамическими траекториями, ограниченными энергиями, обеспечивающими существование квази-равновесных состояний с барионной плотностью до  $n_B \approx 10n_0$ . Адронная фаза с большой барионной плотностью, новые состояния материи за областью деконфайнмента, возможные киральные переходы в смешанной фазе, - все эти явления могут быть доступны для экспериментальных исследований в данном секторе фазовой диаграммы. Положение критической точки [9] может быть пересчитано в представление как  $n_E \approx 1.5 - 2.0n_0$ .



**Рис. 1.2:** Фазовая диаграмма: плотность энергии в зависимости от барионной плотности (см. текст). Динамические траектории для центральных столкновений  $Au + Au$  при двух значениях энергии. Расчёты сделаны по кварк-глюонной струйной модели (открытые символы) и в рамках 3D релятивистской гидродинамики (сплошные символы). Выделена область смешанной кварк-адронной фазы. Пунктирная линия - граница нефизической области ( $T = 0$ ).

Набор наблюдаемых включает в себя пробники, чувствительные к эффектам высокой барионной плотности и критическим явлениям при фазовых переходах. Среди них измеренные в каждом событии выходы частиц и их отношения, а также флук-

туации различных параметров события: множественности, среднего поперечного импульса, азимутальных распределений, и т.д. Представляет особый интерес измерение выходов адронов, содержащих тяжелые странные кварки, лептонов и фотонов. Они несут неискаженную информацию о ранней стадии эволюции файерболла, вследствие малых сечений взаимодействия с окружающей средой. С помощью электромагнитных пробников (дилептонных спектров) будет изучаться проявления частичного восстановления киральной симметрии. Рекордная светимость коллайдера NICA позволит набирать высокую статистику даже для очень редких процессов. К примеру, вероятность распада векторных мезонов по лептонной моде составляет всего  $10^{-4} - 10^{-5}$ . Статистическая модель предсказывает среднюю множественность  $\rho_0$ -мезонов  $N_\rho \sim 10$  в  $Au + Au$  столкновениях при энергии  $\sqrt{s}_{NN} = 11$  ГэВ. При светимостях коллайдера NICA мы ожидаем примерно один дилептонный распад в секунду в этом канале.

Особого внимания заслуживают и коллективные эффекты, а именно эллиптические потоки, так как это коллективное поведение формируется в основном на ранней стадии эволюции. Пространственно-временная информация об источнике частиц, зависящая от уравнения состояния среды, будет получена при измерении интерференции идентичных частиц.

Одним из наиболее перспективных направлений может стать исследование другой фундаментальной проблемы теории - спонтанного нарушения CP четности в сильных взаимодействиях. Для этой задачи планируется изучать свойства зарядовой асимметрии выходов пионов относительно плоскости реакции в зависимости от центральности столкновения.

Список задач для первого этапа реализации проекта:

- Изучение выходов (полной множественности и спектров) адронов включая мульти-странные барионы и антибарионы.
- Изучение критических явлений в событийных (event-by-event) 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 не-Гауссовых компонент в корреляционных функциях.

На второй стадии проекта будут подробно изучаться электромагнитные пробники (фотоны и дилептоны).

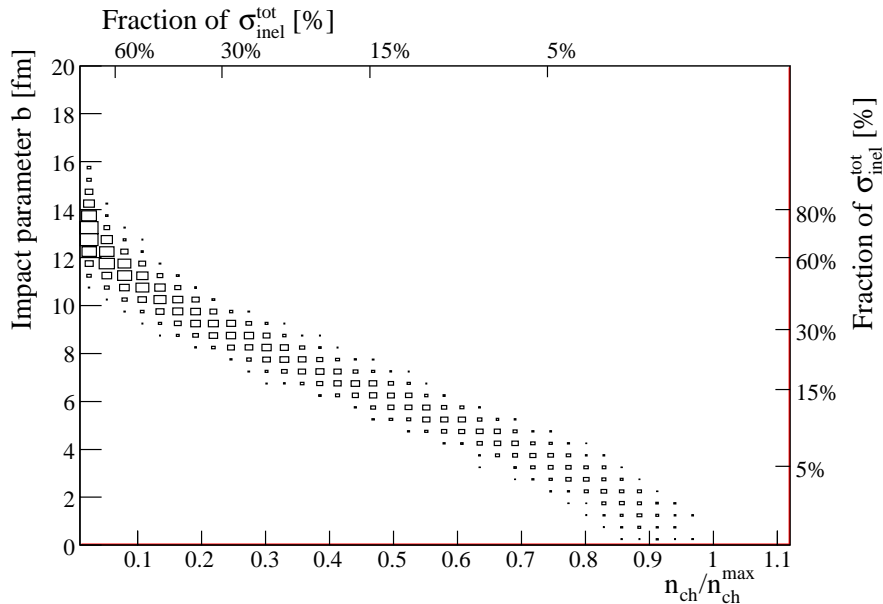
В рамках проекта будут изучаться и асимметричные столкновения, включая dA взаимодействия. В будущем возможны также исследования электрон-ионных столкновений. Планируется изучение нуклонных и ядерных электромагнитных формфакторов при больших импульсах для определения пространственного распределения заряда и намагниченности в нуклонах и ядрах для валентных кварков, а также обобщенных партонных распределений определяемых корреляциями пространственного и импульсного распределения. Изучение цветовой прозрачности даст понимание поведения КХД материи при низкой (в пределе нулевой) температуре.

Важно отметить, что ожидаемая скорость набора событий на коллайдере NICA составит около  $7 \cdot 10^3$  столкновений в секунду при средней множественности порядка  $\sim 1500$  заряженных частиц в центральных  $Au + Au$  столкновениях при максимальной энергии ускорителя. По наиболее важным наблюдаемым мы планируем статистику по числу событий превосходящую почти на 2 порядка величины значения достижимые на RHIC. Хотя интенсивность событий эксперимента с фиксированной мишенью CBM выше, он будет иметь акцептанс зависящий от энергии пучка, в то время как MPD акцептанс однороден в полной области энергий.

Кроме исследования реакций с тяжелыми ионами, на коллайдере NICA будут изучаться спиновые эффекты в столкновениях поляризованных протонов и дейтронов. Это позволит физикам ОИЯИ значительно продвинуться в понимании спиновой структуры нуклона. В частности, широкие возможности открываются для изучения ядерной кварк-глюонной структуры в процессах с большим переданными импульсами, для экспериментальной проверки правил кваркового счета [15], прояснение аномального поведения известного как цветная ядерная передача [16], для исследования выходов мезонов и гиперонов с большими значениями спинов.

## 1.2 Наблюдаемые и требования к детектору

Экспериментальная программа MPD включает одновременное измерение наблюдаемых, которые, как ожидается, чувствительны к эффектам большой ядерной плотности и фазовым переходам. В центральных взаимодействиях тяжелых ионов при энергиях ускорителя NICA на начальной стадии имеет место значительное сжатие и разогрев ядерной материи, которая в дальнейшем охлаждаясь распадается на невзаимодействующие адроны. Достижимая в столкновениях барионная плотность, как



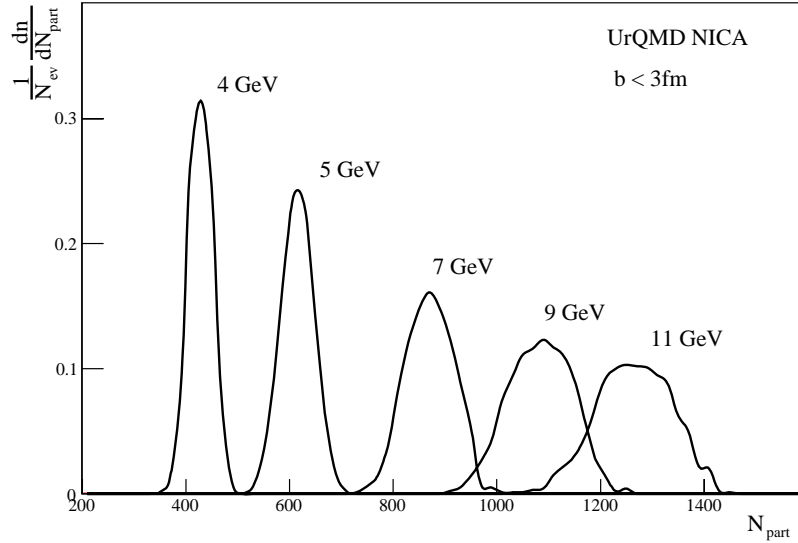
**Рис. 1.3:** Взаимозависимость между множественностью, прицельным параметром и центральностью в  $Au+Au$  столкновениях (генератор  $UrQMD$ ).

оценивают различные модели, при энергии ускорителя NICA более чем в 10 раз превышает стандартную ядерную плотность. Если КХД **критическая точка** существует, тогда можно ожидать значительно выходящие за рамки статистических критические явления, такие как флуктуации и корреляции в выходах частиц и кинематических спектрах. Исследование флуктуаций множественности, фемтоскопии и коллективные потоки тождественных адронов позволят извлечь информацию об уравнении состояния ядерной материи при высоких плотностях.

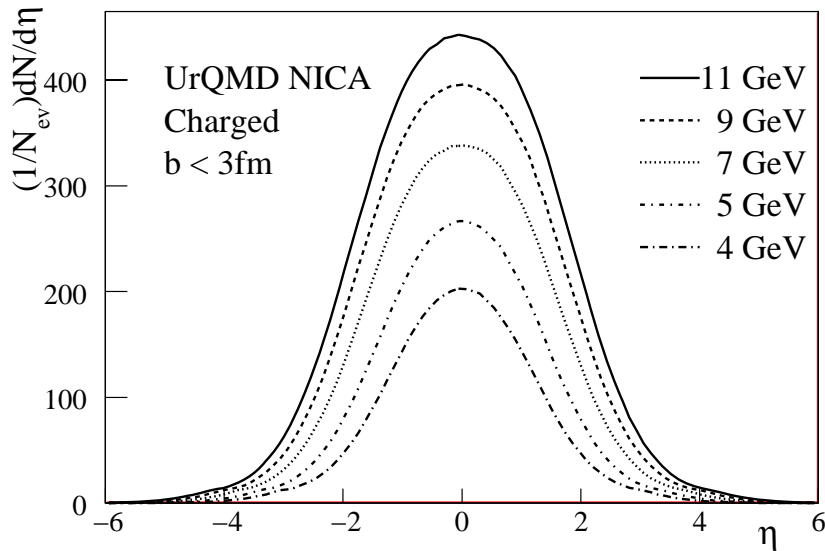
Прежде всего будет произведен анализ выхода частиц и их кинематических характеристик как в периферических, так и центральных соударениях. Эти частицы включают заряженные адроны ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ), а также нейтральные и заряженные странные частицы ( $K_s^0$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Omega^-$ ) идентифицируемые по их модам распада. Изучение их выходов и спектров как функций прицельного параметра (величины объема реакции) даст дополнительную информацию о свойствах плотной ядерной материи. Важным указанием на **восстановление киральной симметрии** является изменение свойств векторных мезонов при высокой барионной плотности. Их свойства в среде могут быть исследованы с помощью измерений дилептонных мод распада.

Для получения полной картины столкновения тяжелых ионов необходим максимальный набор данных, т.е. полный набор наблюдаемых должен быть получен из

протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий во всей области энергий ускорителя NICA. Для получения количественных оценок ожидаемых выходов частиц и формы спектров проведены симуляции центральных и периферийных Au+Au столкновений при энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 4, 5, 7, 9, 11$  с помощью генераторов UrQMD [17] и FASTMC [18]. Корреляция между множественностью, прицельным параметром и центрально-стью, полученная в рамках UrQMD приведена на Рис.1.3.

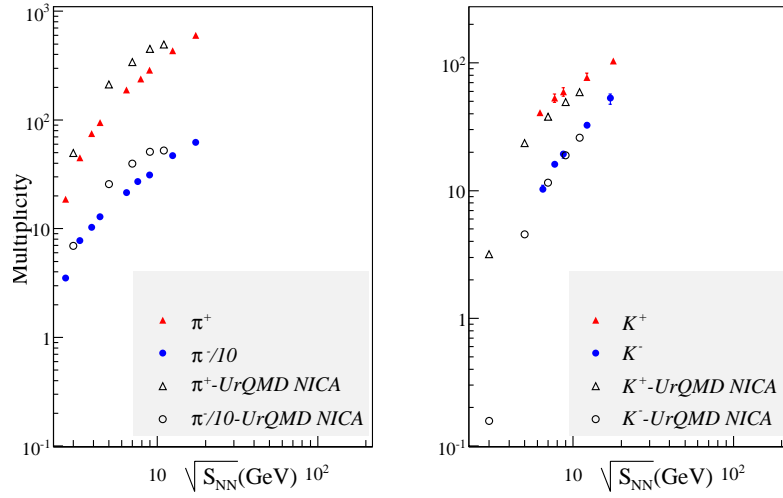


**Рис. 1.4:** Распределение по множественности для заряженных частиц в центральных Au + Au соударениях ( $b < 3$  фм), рассчитанных с помощью UrQMD.

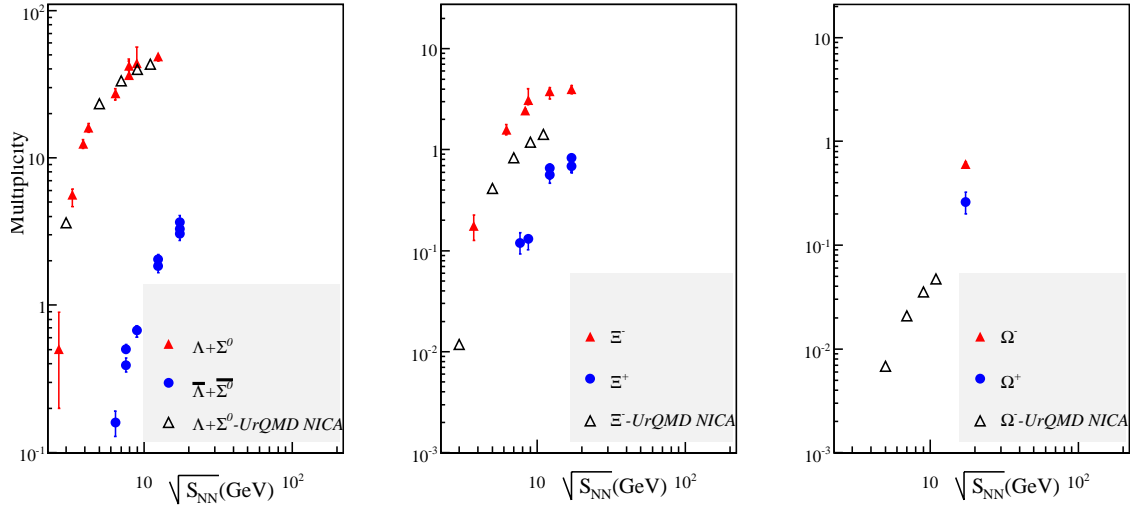


**Рис. 1.5:** Распределение по псевдобыстроте заряженных частиц в центральных Au + Au столкновениях ( $b < 3$  фм) вычисленных по UrQMD.





**Рис. 1.6:** Множественность мезонов в центральных ( $b < 3$  фм)  $Au+Au$  ( $Pb+Pb$ ) столкновениях при энергии в области от AGS ( $\sqrt{s} = 2.4 - 5.5$ ) [19] до SPS ( $\sqrt{s} = 6.3 - 17.8$ ) [20]. Открытые кружки и треугольники показывают вычисления по UrQMD; данные показаны соответствующими сплошными символами.



**Рис. 1.7:** Выходы гиперонов для центральных ( $b < 3$  фм)  $Au+Au$  ( $Pb+Pb$ ) столкновений для энергий от AGS ( $\sqrt{s} = 2.4 - 5.5$ ) [19] до SPS ( $\sqrt{s} = 6.3 - 17.8$ ) [20]. Открытые треугольники показывают вычисления по UrQMD; данные показаны соответствующими сплошными символами.

## Выходы частиц

Средняя множественность различных частиц по UrQMD для центральных Au+Au столкновений ( $b < 3$  фм) при трех энергиях соударения показана в таблице 1.1. Представлены множественности в центральной области по быстроте ( $|\eta| < 1$ ) и для ограничения по  $p_T < 100$  МэВ/с.

**Таблица 1.1:** Средняя множественность для центральных Au+Au событий (прицельный параметр  $b < 3$  фм) вычисленная по UrQMD.

Частица	4 ГэВ		7 ГэВ		11 ГэВ	
	4 $\pi$	$ \eta  < 1,$ $p > 100$ МэВ/с	4 $\pi$	$ \eta  < 1,$ $p > 100$ МэВ/с	4 $\pi$	$ \eta  < 1,$ $p > 100$ МэВ/с
заряженные	430	250	870	430	1300	550
p	170	91	160	63	160	49
n	200	110	180	68	170	53
$\pi^+$	110	65	310	160	470	230
$\pi^-$	120	78	340	170	520	240
$\pi^0$	120	72	340	180	510	240
$K^+$	12	7.6	38	19	57	24
$K^-$	1.3	0.82	12	6.2	26	12
$K^0$	12	7.7	38	19	57	26
$\Lambda$	10	6.2	26	12	31	12
$\Sigma^+$	3.4	2.1	8.0	3.7	9.2	3.6
$\Sigma^-$	4.0	2.4	8.8	4.0	10	3.8
$\Sigma^0$	3.2	1.9	7.9	3.6	9.4	3.8
$\Xi^-$	0.16	0.11	0.87	0.42	1.7	0.66
$\Xi^0$	0.13	0.077	0.86	0.42	1.3	0.62
$\Omega^-$	0.003	0.002	0.022	0.011	0.038	0.015

На Рис. 1.4 и 1.5 показаны распределения по множественности и псевдобыстроте заряженных частиц в полном телесном угле (4 $\pi$  геометрии) для центральных событий при пяти энергиях:  $\sqrt{s_{NN}} = 4, 5, 7, 9, 11$  ГэВ. Мезонные и гиперонные множественности как функции энергии сравниваются с AGS и SPS данными на Рис. 1.6 и 1.7. Экспериментальные данные представлены для столкновений Au+Au в интервале энергии  $E_{Lab} = 2 - 15$  АГэВ для AGS и Pb+Pb при  $E_{Lab} = 20 - 160$  ГэВ для SPS. Как следует из Рис. 1.6 предсказания моделей (открытые символы) завышают пионные множественности и занижают выход каонов. Выход мультистранных гиперонов также завышен в модели UrQMD (Рис. 1.7).

## Странные барионы

В соответствии с аномальным поведением отношения  $K^+/\pi^+$  интересно проанализировать поведение других странных частиц, таких как гипероны. Вследствие ассоциированного рождения гиперонов, их выход зависит от барионной плотности среды (характеризуемой химическим потенциалом  $\mu_B$ ) которая убывает с ростом энергии.

Следовательно, исследование рождения гиперонов существенно для понимания динамики столкновений тяжелых ионов. Типичная эффективность реконструкции гиперонов составляет 5-20%. Описание реконструкции  $\Lambda$  и  $K_s^0$  будет дано в Главе 5.2.

## Спектры частиц

Несмотря на относительно хорошее согласие данных и транспортных вычислений для быструх распределений, имеется заметное отклонение в поперечном направлении. В дополнение к повышенному выходу каонов, распределения по поперечной массе в центральной области быструх при AGS и SPS энергиях гораздо более жесткие в центральных Au + Au взаимодействиях по сравнению с  $pp$  столкновениями. В ядро-ядерных столкновениях  $m_T$ -распределение можно считать термальным; параметр наклона ( $T$ ) в экспоненциальном  $m_T$ -фите (Equation 1.1) измеряет эффективную температуру источника:

$$\frac{1}{m_T} \frac{dN}{dm_T} = C \exp\left(-\frac{m_T - m}{T}\right) \quad (1.1)$$

На Рис.1.8 показаны обратные наклоны поперечных спектров каонов в Au + Au и Pb + Pb столкновениях, измеренные на AGS и SPS, в сравнении с предсказаниями модели UrQMD. Вычисления с использованием транспортных моделей [21] показали, что при AGS и SPS энергиях проблемы с описанием спектров по поперечной массе не могут быть отнесены ни к наличию коллективных потоков, ни к полужестким рассеяниям в начальном состоянии быстрых кварков в плотной среде (эффект Кронина).

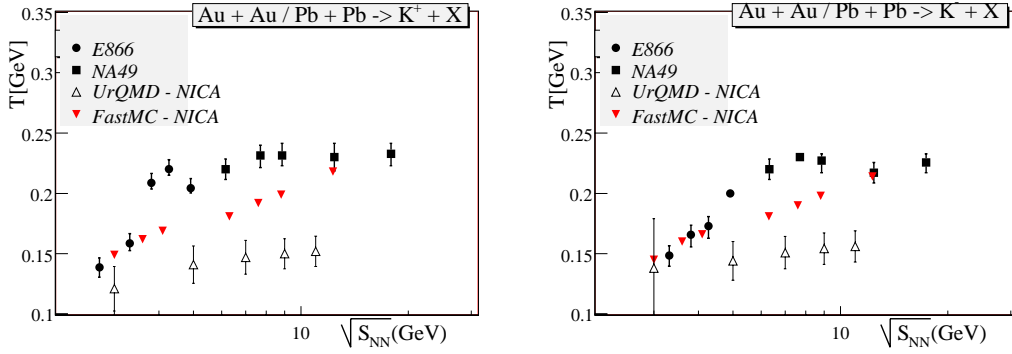
Детектор NICA/MPD, который будет покрывать широкую область фазового пространства и обладать хорошими характеристиками по идентификации частиц даст возможность подробно исследовать зависимость выхода адронов от поперечной массы ( $m_T$ ) и быстроты ( $y$ ). Детальное измерение функции возбуждения эффективной температуры каонных спектров в различных системах (от  $p+p$  до центральных A + A) поможет идентифицировать возможные фазовые переходы. К тому же анализ  $m_T$ -спектров различных частиц ( $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ) в гидродинамических подходах предоставит полезную информацию о коллективном расширении системы. Измерение распределений по множественности и поперечной энергии важно для характеристик термодинамических свойств горячей плотной ядерной материи ( $\mu_B$ ,  $T$ , энтропии, плотности энергии и уравнения состояния).

## Флуктуации множественности и поперечного импульса

Считается, что характер флуктуаций множественности и поперечного импульса меняются когда система достигает границ фаз между адронным газом и кварк-глюонной плазмой (КГП). Было также показано, что значительное возрастание флуктуаций должно иметь место для состояния системы вблизи критической точки второго рода КХД [22]. Для количественных описаний флуктуации числа частиц удобна величина:

$$\omega^i = \frac{\langle N_i^2 \rangle - \langle N_i \rangle^2}{\langle N_i \rangle}, \quad (1.2)$$

где  $\langle \dots \rangle$  обозначает усреднение по событиям и индекс  $i$  означает '-', '+', и 'ch', т.е. отрицательные, положительные и заряженные адроны в конечном состоянии, соответственно. В модели суперпозиции  $\omega$  в ядро-ядерных столкновениях будет таким



**Рис. 1.8:** Значение параметра наклона для распределений  $K^+$  and  $K^-$  в центральных  $Au + Au$  и  $Pb + Pb$  соударениях.  $UrQMD$  точки даны для  $Au + Au$  столкновений.

же что и в нуклон-нуклонных взаимодействиях при той же самой энергии на нуклон, полагая, что источник рождения частиц не флуктуирует от события к событию. При энергии NICA множественность заряженных частиц в центральной области быстрот достигает 400 – 500 (Рис. 1.5) что позволяет производить анализ пособытийно. Нормированные вариации положительных, отрицательных и заряженных частиц для событий (модель  $UrQMD$ ) при нулевом прицельном параметре в  $Au + Au$  столкновениях показаны на Рис. 1.9 вместе с экспериментальными данными. Никакого заметного роста  $\omega$ , как предсказывается наличием критической точки, не наблюдается.

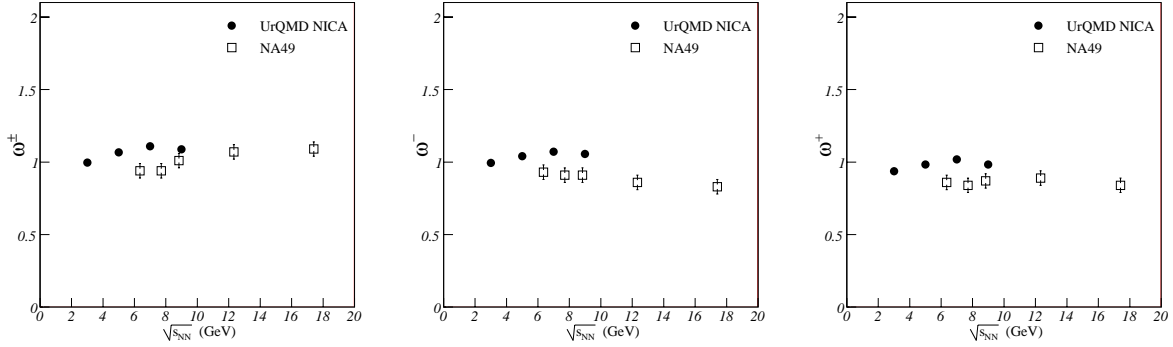
Тем не менее имеется надежда, что пособытийные флуктуации отношений частиц могут дать прямое указание на существование и природу фазового перехода. Предлагаемые механизмы, которые могут привести к таким пособытийным флуктуациям многообразны [23, 24, 25]. Анализ отношения каон/пион, измеренного в эксперименте NA49 показывает, что динамические флуктуации превышают предсказания модели  $UrQMD$  [26]. Такое поведение возможно если фазовый переход от адронной материи к кварк-глюонной плазме имеет место при энергии около  $\sqrt{s} = 7$  [20]. Исследование динамических флуктуаций отношения  $K/\pi$  пособытийно может дать важную информацию о свойствах КХД фазовых переходов: порядок перехода и его положение, или же позволит обнаружить критическую точку КХД [22, 27]. Детальный анализ динамических флуктуаций для области NICA/MPD будут даны в следующих разделах.

Другими важными нестатистическими флуктуациями являются пособытийные динамические флуктуации поперечного импульса определенные как

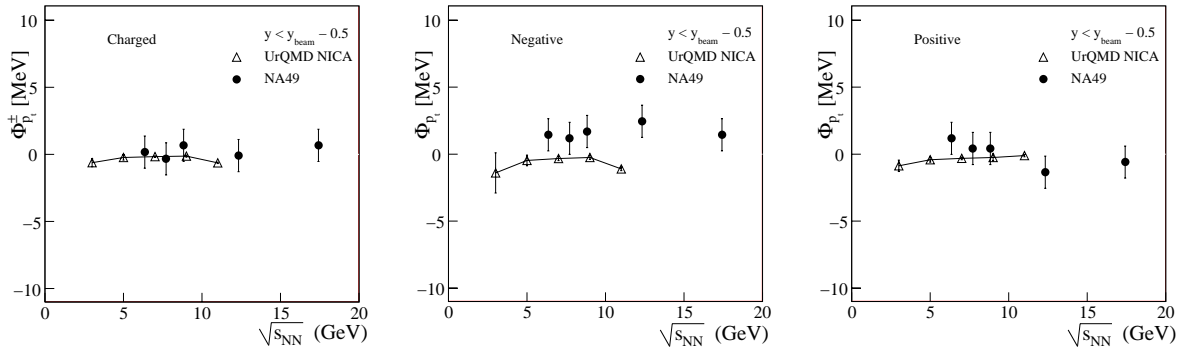
$$\Phi_{p_T} = \sqrt{\frac{\langle Z_{p_T}^2 \rangle}{\langle N \rangle}} - \sqrt{z_{p_T}^2}, \quad (1.3)$$

где  $Z_{p_T}^2 = \sum_{i=1}^N (p_{T_i} - \overline{p_T})^2$ , и  $z_{p_T} = p_T - \overline{p_T}$ . Здесь  $\Phi_{p_T}$  определяет разность между пособытийными флуктуациями поперечного импульса в исходных событиях и соответствующими флуктуациями в “смешанных” событиях. Можно отметить два важных свойства  $\Phi_{p_T}$ . Когда система состоит из независимо рожденных частиц (нет корреляций между частицами) тогда  $\Phi_{p_T}$  равна нулю. С другой стороны, если  $A + A$  события могут быть рассмотрены как некогерентные суперпозиции независимых  $N+N$  взаимодействий (модель суперпозиции), то  $\Phi_{p_T}$  есть константа, одинаковая для  $A+A$  и

N+N взаимодействий. Как было показано коллаборацией NA49 для всех трех зарядовых комбинаций, заметной зависимости  $\Phi_{pT}$  от энергии нет, как для данных так и UrQMD модели (Рис. 1.10). Интерпретация этого результата требует значительных теоретических усилий, в то время как заметным преимуществом измерений с помощью детектора MPD будет существенная минимизация систематических неопределенностей в измерении сигнала флуктуаций.



**Рис. 1.9:** Относительные вариации множественности заряженных, отрицательных и положительных частиц, в центральных Au+Au/Pb+Pb столкновениях. Вычисления по UrQMD сравниваются с экспериментальными данными [28].



**Рис. 1.10:** Динамические флуктуации поперечных импульсов для заряженных, отрицательных и положительных частиц. Расчеты по UrQMD сравниваются с данными NA49 [29].

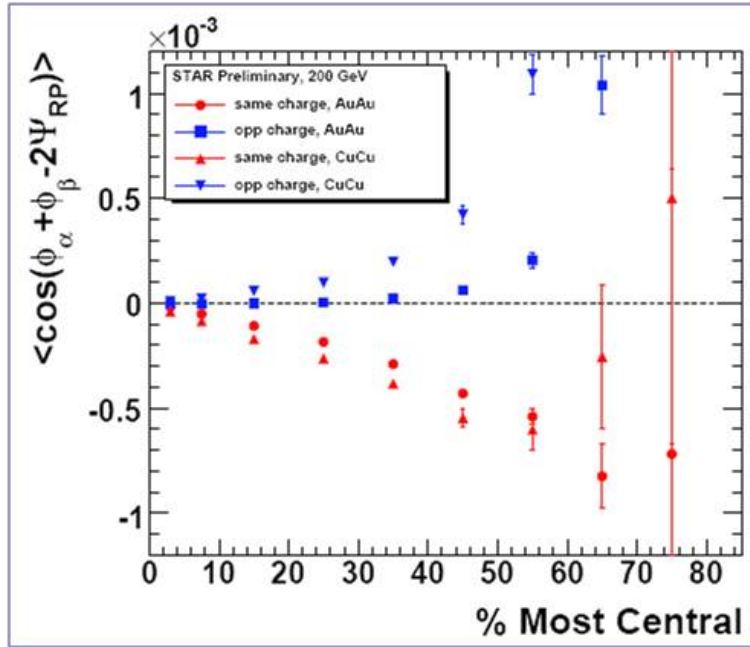
## Сильное CP нарушение

Система рожденная в нецентральной ядро-ядерном столкновении имеет большой угловой момент. Одно из наиболее интересных и важных из предсказанных явлений является нарушение четности в сильных взаимодействиях [30, 31] и глобальная поляризация системы [32]. Сильное P и CP нарушение обнаруживается через преимущественное рождение одинаковых заряженных частиц в направлении углового момента. Этот эффект был обнаружен несколько лет назад [33, 34], но лишь сейчас были сделаны теоретические оценки экспериментальных наблюдаемых [35]. Эффект

глобальной поляризации системы был впервые обсужден в [32], где были приведены теоретические аргументы. Глобальная поляризация возникает при преобразовании орбитального момента в спины рожденных частиц. Последнее приводит к поляризации вторичных частиц вдоль орбитального момента. Эффекты нарушения четности и глобальной поляризации являются следствием большого углового момента. Так как угловой момент перпендикулярен плоскости реакции, рассматриваемый эффект может быть изучен тем же методом что и анизотропный поток. Так, нарушение четности означает зарядовую асимметрию вдоль орбитального момента. Такая асимметрия флюктуирует от события к событию, но ее относительный знак для частиц с противоположным зарядом остается постоянным. Это приводит к следующему азимутальному распределению [35]:

$$\frac{dN_{\pm}}{d\phi} \propto 1 + 2a_{\pm} \sin(\phi - \Psi_{RP}), \quad (1.4)$$

где  $\phi$  - азимутальный угол к плоскости реакции,  $a_{\pm} = (4/\pi)Q/N_{\pm}$  - асимметрия испускания заряженных частиц, определенная как отношение топологического заряда  $Q(|Q| \geq 1)$  к соответствующей множественности заряженных частиц  $N_{\pm}$ . Можно измерить анизотропию заряженных частиц используя смешанный гармонический ме-



**Рис. 1.11:** Асимметрии заряженных частиц как функция центральности, выделенной на основе множественности заряженных частиц, в области  $|\eta| < 0.5$  [36].

тод и применяя его в симметричной области псевдобыстрот:

$$a_i a_j = -\langle \cos(\varphi_i - \varphi_j + 2\Psi_{RP}) \rangle, \quad (1.5)$$

где  $\varphi_{i,j}$  - азимутальный угол частиц/античастиц (например,  $\pi^+$  и  $\pi^-$ ), и  $\Psi_{RP}$  - плоскость реакции. На Рис.1.11 показан параметр асимметрии заряженных частиц (область псевдобыстрот  $|\eta| < 0.5$ ) для различной центральности. Точки демонстрируют предварительные результаты STAR для Au+Au рассеяний при энергии

$\sqrt{s_{NN}} = 62$  ГэВ. Может ли эффект быть обнаружен в эксперименте при энергиях NICA? Чтобы обнаружить асимметрию заряженных частиц детектор частиц должен обладать большим телесным углом ( $4\pi$  геометрия).

### 1.3 Энергетическая зависимость отношения $K/\pi$

Согласно решеточным КХД расчетам, в ядерной материи при высоких значениях температуры и плотности предсказан фазовый переход (деконфайнмент) в новое состояние вещества (квази)свободных кварков и глюонов - кварк-глюонную плазму (КГП) [37]. Подробное исследование фазовой диаграммы ядерной материи и детальные свойства механизма перехода адронного вещества в КГП являются основными направлениями исследований для программы ядерных столкновений на ускорителе NICA.

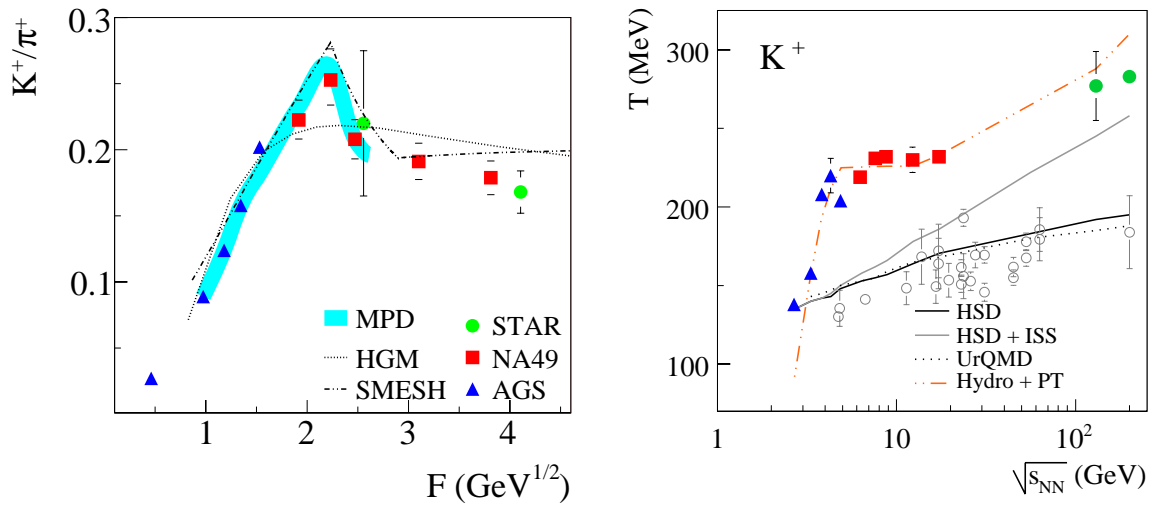
Согласно экспериментальным данным [38, 39], в центральных столкновениях релятивистских ядер ( $E/A > 3-5$  ГэВ) потери первоначальной кинетической энергии нуклонами ядра (“stopping power”) велики, а значения плотности энергии  $\epsilon$  в системе достаточны для формирования КГП. Согласно предсказаниям микроскопических каскадных моделей [40],  $\epsilon$  растет монотонно с увеличением энергии налетающих ядер достигая критического (для перехода в КГП) значения  $\epsilon_c \approx 1$  ГэВ/фм<sup>3</sup> в центральных  $Pb + Pb$  ( $Au + Au$ ) столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}}$  порядка 5-6 ГэВ. Этот (наиболее интересный) диапазон энергий налетающих ядер может быть исследован на ускорителе NICA очень подробно.

Среди множества адронных наблюдаемых в детекторе MPD, заряженные каоны (частицы со странным кварком) вызывают наибольший интерес, так как повышенный выход странных частиц может являться одним из признаков образования КГП [41]. Ряд моделей предсказывают [42], что фазовый переход адронной материи в состояние КГП приводит к характерной (немонотонной) энергетической зависимости отношения выхода странности (характеризуемой выходом  $K^+$ -мезонов) к энтропии (последняя, как правило, пропорциональна числу пионов, рожденных в столкновении). Экспериментальные данные, действительно, указывают на сильную аномалию в  $K^+/\pi^+$ -отношении (см. Рис. 1.12 (левая панель)). Быстрый рост отношения выходов каонов к пионам, показанный как функция от переменной Ферми ( $F = \frac{(s-2m_N)^{3/4}}{s^{1/4}}$ , где  $s$  энергия в системе центра масс а  $m_N$  - масса протона), меняется драматично при значении  $\sqrt{s_{NN}} \approx 8$  ГэВ, - рост сменяется спадом (до 30%), а затем становится постоянным вплоть до очень высоких энергий столкновений.

Еще одна очень интересная наблюдаемая показана на Рис. 1.12 (справа), где представлены данные по энергетической зависимости для параметра наклона  $T$  спектров по поперечной массе для каонов в центральных Pb+Pb столкновениях при энергиях AGS, SPS и RHIC [20]. Аномалия в энергетической зависимости  $T$  (“плато”) при энергиях SPS может являться указанием на фазовый переход и образование смешанной фазы (газ адронов + фаза КГП) в ранней стадии эволюции файерболла. При этом эффективная температура (суперпозиция теплового движения и радиального коллективного расширения) и давление в системе не зависят от плотности энергии [43]. Постоянство скорости коллективного расширения (вызванного внутренним давлением в файерболле) подтверждается экспериментальными данными по совместному анализу 2-х частичных пионных корреляций и поперечным спектрам адронов в рамках гидродинамического (‘blast-wave’) подхода [44]. Результаты анализа показали постоянство скорости поперечного расширения ( $v_{surface} \approx 0.7c$ ) и длительности испускания ( $\approx 3.5/c$ ) в центральных Pb+Pb столкновениях при энергиях  $\sqrt{s_{NN}}$  от 7 до 17 ГэВ.

Как показано на Рис. 1.12 эти характерные свойства в энергетической зависимости наблюдаемых не могут быть объяснены в рамках традиционных динамических





**Рис. 1.12:** (слева) Энергетическая зависимость  $K^+/\pi^+$ -отношения в центральных  $A+A$  столкновениях в сравнении с моделями адронного газа с фазовым переходом (точки) и без перехода (точки-штрих). Синей полосой показана линия 5% погрешности для  $K^+/\pi^+$ -отношения в интервале энергий для NICA/MPD. (справа) Параметр наклона для  $K^+$  поперечных спектров в  $N+N$  и  $A+A$  столкновениях (экспериментальные данные и предсказания моделей). Только гидро-модель с фазовым переходом воспроизводит тренд.

моделей струн с учетом вторичного перерассеяние в конечном состоянии но без фазового перехода (предсказания некоторых таких моделей показаны на Рис. 1.12). В то время как модели с деконфайнментом [42] хорошо описывают характерную немонотонность энергетической зависимости (штриховая с точками кривая на Рис. 1.12).

Следует заметить, однако, что и традиционный подход на основе статистической термальной модели не может быть полностью исключен в интерпретации энергетической зависимости для  $K/\pi$ -отношения. Предсказания для такой модели [45] с полным (2008 года) спектром резонансов и включением  $\sigma$ -мезона показаны на Рис. 1.12 (левая панель, dotted-линия). Но даже в таком подходе необходимо использование т.н. Хагедорновской концепции предельной температуры (Hagedorn's limiting temperature concept) [46], которая подразумевает фазовый переход и, как сами авторы статьи [45] указывают в Заключение: "Наши результаты указывают на то, что исследование адронных наблюдаемых в области энергий порядка 30 АГэВ имеет прямую связь с КХД фазовым переходом."

Это стало очевидным, что основным ограничением в выборе сценария развития динамики ядерных столкновений в диапазоне энергий NICA (эволюция системы адронного газа или сценарий с фазовым переходом в состояние КГП) являются погрешности в существующих на сегодня экспериментальных данных. Для преодоления этого ограничения необходимы дальнейшие весьма прецизионные измерения выходов адронов (и их отношений), а главной целью исследований относительного выхода странности на ускорителе NICA является измерение энергетической зависимости  $K/\pi$  отношения с точностью порядка 5% (линия 5%-ой погрешности показана синей линией на Рис. 1.12, левая панель).

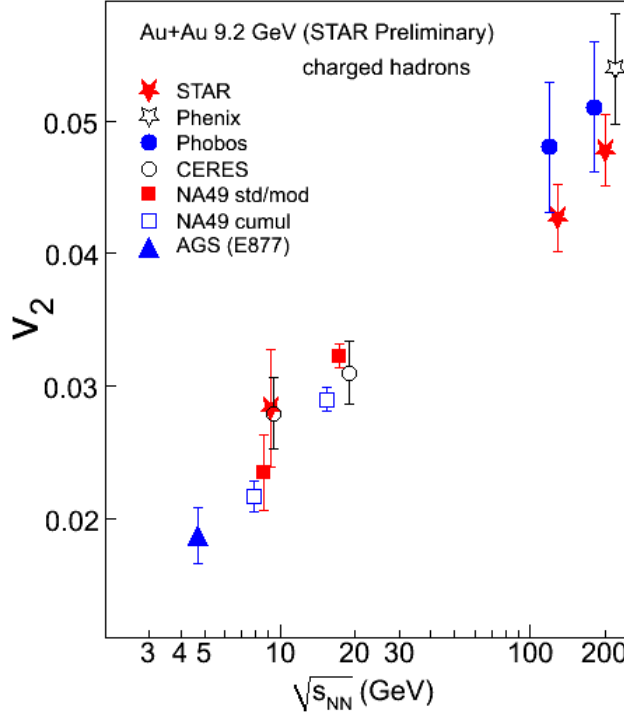
## 1.4 Анизотропные коллективные потоки

Измерение азимутального коллективного потока в релятивистских соударениях тяжелых ионов вызывает в последнее время несомненный интерес научного сообщества. Одним из наиболее интересных наблюдаемых эффектов, связанных с азимутальными корреляциями и несущим информацию о свойствах образованной плотной материи, является зависимость коэффициента эллиптического потока  $v_2$  различных частиц от их поперечного импульса  $p_T$ . Высокоточные измерения дифференциального анизотропного потока для различных типов адронов во всем интервале энергий MPD/NICA (при высокой светимости ускорителя) помогут получить важную информацию о ранней динамике соударений тяжелых ионов в условиях, когда возможен кварк-адронный фазовый переход первого рода. Кроме этого, измерение коллективных потоков — важный инструмент исследования таких свойств плотной материи как уравнение состояния, условия образования среды и т.д. Для нецентральных соударений ядер плоскость реакции каждого события определяется направлением пучка и прицельным параметром. Азимутальная анизотропия потока рожденных частиц является важной характеристикой динамики ядерной реакции на ранней стадии взаимодействия [47, 48]. При ненулевом прицельном параметре начальная область перекрытия имеет эллипсоидную форму. В результате взаимодействия ядер происходит термализация образованной системы и формируется анизотропный градиент давления. Расширение происходит быстрее в направлении наибольшего градиента (то есть наименьшей оси эллипса), что приводит к анизотропному рождению частиц. Распределение частиц по азимутальным углам можно разложить в ряд Фурье. Вторым коэффициентом этого разложения  $v_2$  обычно называют коэффициентом эллиптического потока (см. (??)). Считается, что второй член ряда дает наибольший вклад в распределение для релятивистских энергий тяжелых ионов. В соответствии с типичным гидродинамическим сценарием, величина  $v_2(p_T)$  при относительно малых поперечных импульсах ( $p_T < 2 \text{ GeV}/c$ ) определяется в основном градиентом внутреннего давления распадающегося файрбола на начальной стадии, когда давление велико. Идеальная гидродинамика предсказывает немонотонную зависимость от  $\sqrt{s}$  из-за “смягчения” уравнения состояния вблизи критической температуры кварк-адронного фазового перехода [49].

Эллиптический поток был измерен в широкой области энергий соударений тяжелых ионов (AGS, SPS, RHIC). Рисунок 1.13 показывает компиляцию экспериментальных данных для проинтегрированного по  $p_T$  коэффициента  $v_2$  как функции энергии в системе центра масс сталкивающихся пучков Pb+Pb и Au+Au (рисунок взят из [50]). Кроме интегрального эллиптического потока, значительный интерес представляет измерение дифференциальных потоков (в частности,  $v_2$  как функции поперечных импульсов различных адронов). Одним из интересных наблюдений RHIC для соударений Au+Au при  $\sqrt{s} = 200$  и  $62.4 \text{ GeV}$  на пару нуклонов является так называемый “скейлинг валентных кварков”, т.е. приблизительная независимость  $v_2/n_q$  как функции  $p_T/n_q$  от сорта адронов, вплоть до  $p_T/n_q \sim 1 \text{ GeV}/c$  (где  $n_q$  - число конституентных кварков в адронах данного типа), что может быть объяснено в терминах формирования эллиптического потока на партонном уровне [51]). Нарушение этого скейлинга при более низких энергиях может нести информацию об изменении свойств образованной материи. В частности, уменьшение потока барионов и усиление потока мезонов были предложены в качестве возможных сигналов кварк-адронного фазового перехода при наличии критической точки [52, 53]. Поскольку в области

энергий SPS зависимость  $v_2$  от энергии для барионов окончательно не установлена, необходимы дополнительные детальные измерения (включая зависимость  $ov_2$  от  $p_T$  вплоть до  $p_T \sim 2 - 3$  ГэВ/с).

Ожидается, что высокоточные измерения дифференциального анизотропного потока для различных типов адронов во всем интервале энергий MPD/NICA (при высокой светимости ускорителя) помогут получить важную информацию о динамике ранней стадии соударений тяжелых ионов, когда возможен кварк-адронный фазовый переход первого рода.



**Рис. 1.13:** Коэффициент эллиптического потока  $v_2$  в соударениях  $Au+Au$  и  $Pb+Pb$  как функция энергии пучков в системе центра масс. [50].

### 1.4.1 Методы измерения анизотропных потоков

Существует широкий набор методов измерения анизотропных потоков, каждый из которых имеет свои преимущества. Получили широкое распространение три способа измерения  $v_2$ : 1) определение угла плоскости события, 2) метод кумулянтов и 3) метод нулей Ли-Янга.

**Определение плоскости реакции** Угол плоскости события,  $\Psi_n$ , может быть найден на основе измерения  $n$ -ной гармоники стандартным методом [54, 55]:

$$\tan n\Psi_n = \frac{\sum_i w_i \sin(n\varphi_i)}{\sum_i w_i \cos(n\varphi_i)}, \quad n \geq 1, \quad 0 \leq \Psi_n < 2\pi/n, \quad (1.6)$$

где  $\varphi_i$  - азимутальный угол  $i$ -той частицы и  $w_i$  - вес. Суммирование ведется по всем частицам в данном событии. Обычно для получения наилучшей точности выбирается оптимальный вес, например, поперечный импульс частицы  $w_i = p_{Ti}$ .

Если азимутальное распределение частиц описывается эллиптической функцией (как в случае нецентральных ядро-ядерных взаимодействий, когда начальное состояние характеризуется анизотропным распределением в координатном пространстве в виде эллипса), то оно имеет вид

$$\frac{dN}{d\varphi} = \frac{N_0}{2\pi} [1 + 2v_2 \cos 2(\varphi - \Psi_0)], \quad N_0 = \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi \frac{dN}{d\varphi}, \quad (1.7)$$

где  $N_0$  — полная множественность в событии, и угол плоскости реакции  $\Psi_0$  может быть определен через вторую гармонику ( $n = 2$  в уравнении (1.6)). Тогда наблюдаемое значение  $v_2^{\text{obs}}$  вычисляется с использованием плоскости события (event plane, EP) из формулы:

$$v_2^{\text{obs}}\{EP\} = \langle \cos 2(\varphi - \Psi_2) \rangle, \quad (1.8)$$

где угол плоскости события  $\Psi_2$  представляет собой оценку истинного значения угла плоскости реакции  $\Psi_0$ , а усреднение выполняется по всем частицам в данном событии и затем — по всем событиям. Обычно коэффициент истинного эллиптического потока вычисляется делением  $v_2^{\text{obs}}$  на поправочный фактор  $R$  [55], который учитывает разрешение измерения угла плоскости реакции

$$v_2\{EP\} = \frac{v_2^{\text{obs}}\{EP\}}{R} = \frac{v_2^{\text{obs}}\{EP\}}{\langle \cos 2(\Psi_2 - \Psi_0) \rangle}. \quad (1.9)$$

Для того, чтобы исключить тривиальные автокорреляции, угол плоскости события  $\Psi_2$  и фактор  $R$  вычисляются для одного набора частиц в событии (первое “подсобытие”), а  $v_2$  определяется для другого набора частиц в этом же событии (второе “подсобытие”). Разбиение по подсобытиям возможно, например, путем разделения события на две области по псевдобыстроте:  $\eta < 0$  and  $\eta > 0$ .

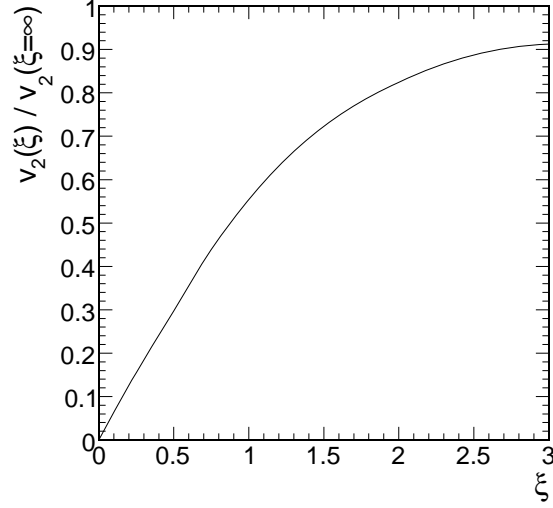
Распределение разности  $\Delta\Psi_n$  между измеренным углом  $\Psi_n$  и “истинным” углом  $\Psi_0$  не зависит от значения  $\Psi_0$ , и, в отсутствие “непоточковых” корреляций частиц, имеет вид [54, 55]:

$$\frac{dw}{d(n\Delta\Psi_n)} = \frac{1}{2\pi} \left[ e^{-\frac{\xi^2}{2}} + \xi \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cos(n\Delta\Psi_n) \left[ e^{-\frac{\xi^2 \sin^2(n\Delta\Psi_n)}{2}} \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\xi \cos(n\Delta\Psi_n)}{\sqrt{2}} \right) \right) \right] \right], \quad (1.10)$$

где  $w$  - весовой множитель. Безразмерный параметр  $\xi$  зависит от множественности в событии и от величины анизотропии, он определяет разрешение по углу плоскости реакции:  $\Psi_n(\xi \rightarrow \infty) = \Psi_0$ .

На рисунке 1.14 показано разрешение измерения коэффициента  $v_2$ : отношение ( $\equiv R$ ) “измеренной” величины,  $v_2(\xi) = \langle \cos 2(\varphi - \Psi_2) \rangle$ , к “истинному” значению,  $v_2(\xi \rightarrow \infty) = \langle \cos 2(\varphi - \Psi_0) \rangle$  [54, 55]. Эта зависимость имеет универсальную форму для разных абсолютных значений  $v_2$ .

**Метод кумулянтов** Анизотропный поток может быть также измерен без прямого восстановления угла плоскости реакции. Так как импульсы всех частиц скоррелированы с углом плоскости реакции, они косвенно должны коррелировать между собой [55, 56, 57]. Если азимутальное распределение частиц хорошо описывается эллиптической формой (1.7) и непоточковые корреляции малы, коэффициент азимутальной



**Рис. 1.14:** Разрешение измерения коэффициента эллиптического потока  $v_2(\xi)/v_2(\xi \rightarrow \infty)$  как функция параметра  $\xi$ .

анизотропии может быть получен с использованием двухчастичных азимутальных корреляции без введения угла плоскости события  $\Psi_0$ ,

$$\begin{aligned}
 \langle \cos 2(\varphi_1 - \varphi_2) \rangle &= \frac{1}{N_0^2} \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi_1 \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi_2 \cos 2(\varphi_1 - \varphi_2) \frac{d^2 N}{d\varphi_1 d\varphi_2} \\
 &= \frac{1}{N_0^2} \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi_1 \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi_2 \cos 2((\varphi_1 - \Psi_0) - (\varphi_2 - \Psi_0)) \frac{dN}{d\varphi_1} \frac{dN}{d\varphi_2} = v_2^2. \quad (1.11)
 \end{aligned}$$

Преимущество метода кумулянтов заключается в том, что он позволяет автоматически учесть возможную анизотропию детектора. С другой стороны, в данном методе каждая из гармоник азимутального распределения определяется независимо, без учета того, что гармоники связаны друг с другом через плоскость реакции. При определении  $v_2$  с помощью угла плоскости реакции связь между гармониками даёт возможность проверки результатов на согласованность, чего нет в кумулянтном методе. Статистические неопределенности, а также систематические ошибки, связанные с непотоковыми эффектами, в методе определения угла плоскости события и в кумулянтном методы сравнимы, так как оба метода основаны на использовании двухчастичных азимутальных корреляций.

Отметим, что для вышеописанных методов достаточно критичным является предположение о том, что коллективный эллиптический поток – доминирующий источник корреляций частиц. Однако, существуют другие физические источники азимутальных корреляций – такие, как требование сохранения полного импульса, распады резонансов, кулоновское, сильное или квантовое взаимодействие в конечном состоянии, а также рождение (мини)струй [58]. Значительная чувствительность двухчастичных азимутальных корреляций к непотоковым вкладам привела к необходимости разработки новых методов определения  $v_2$ , основанных на многочастичных корреляциях [57]. Основное преимущество кумулянтов высокого порядка заключается в том, что в случае, когда потоковые корреляции сильнее непотоковых, вклады последних

в  $v_2$ , выделенные из высших поправок, подавлены фактором множественности в событии  $N_0$ .

Так, кумулянт 4-го порядка для частиц эллиптического потока может быть определен следующим образом:

$$c_2[4] \equiv \langle \cos 2(\varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3 - \varphi_4) \rangle - \langle \cos 2(\varphi_1 - \varphi_3) \rangle \langle \cos 2(\varphi_2 - \varphi_4) \rangle - \langle \cos 2(\varphi_1 - \varphi_4) \rangle \langle \cos 2(\varphi_2 - \varphi_3) \rangle . \quad (1.12)$$

Если есть корреляции только с плоскостью реакции (т.е. многочастичные корреляции факторизуются, как в уравнении (1.11)), тогда

$$c_2[4] = -v_2^4 . \quad (1.13)$$

Если коэффициент  $v_2$  определен двухчастичным коррелятором (1.11), вклад непотоковых корреляций имеет порядок  $1/\sqrt{N_0}$ . Непотоковые вклады в  $v_2$ , выделенные из коррелятора 4-го порядка,

$$v_2 = (-c_2[4])^{1/4} , \quad (1.14)$$

и нормированные на  $1/N_0^{3/4}$ , подавлены фактором  $1/N_0^{1/4}$ .

**Метод нулей Ли-Янга** В методе нулей Ли-Янга [59] вводится производящая функция комплексной переменной  $r$ :

$$G^\theta(ir) = \langle e^{irQ^\theta} \rangle, \quad (1.15)$$

где  $Q^\theta$  — вектор потока и  $\theta$  произвольный угол,

$$Q^\theta = \sum_j^N \cos 2(\varphi_j - \theta). \quad (1.16)$$

Величина  $v_2$ , проинтегрированная по  $p_T$ , связана с минимумом  $r_0^\theta$  модуля производящей функции  $|G^\theta(ir)|$ ,

$$v_2^\theta\{\infty\} \equiv \frac{j_{01}}{N_0 r_0^\theta}, \quad (1.17)$$

и дифференциальная величина дается комплексным выражением

$$\frac{v_2^\theta(p_T)\{\infty\}}{N_0 v_2\{\infty\}} \equiv \text{Re} \left( \frac{\langle \cos 2(\varphi - \theta) e^{ir_0^\theta Q^\theta} \rangle}{\langle Q^\theta e^{ir_0^\theta Q^\theta} \rangle} \right) . \quad (1.18)$$

Здесь  $j_{01} = 2.405$  — положение первого минимума функции Бесселя  $J(x)$ . Преимущество метода нулей Ли-Янга заключается в том, что он наилучшим образом восстанавливает  $v_2$ , если имеются значительные непотоковые корреляции. Однако этот метод плохо работает для событий с малой множественностью.

## 1.4.2 Оценка необходимой статистики для измерения эллиптического потока

Оценка необходимой статистики для измерения коэффициента эллиптического потока  $v_2$  как функции поперечного импульса  $p_T$  для различных сортов адронов на MPD была проведена на основе моделирования соударений тяжелых ионов с помощью генератора событий HYDJET++ [60]. Конечное адронное состояние в HYDJET++ представляет собой суперпозицию мягкой и жесткой компонент. Эти компоненты независимы, и их вклад в полную множественность зависит от энергии и центральности взаимодействия, а также от выбора свободных параметров модели. Жесткая компонента учитывает рождение партонных струй в среде и их последующую адронизацию. Мягкая компонента учитывает рождение “термального” адронного состояния, сформированного на гиперповерхности собственного времени в соответствии с параметризованными уравнениями релятивистской гидродинамики. При этом учитывается полный набор адронных резонансных состояний. Хотя HYDJET++ оптимизирован для очень высоких энергий коллайдеров RHIC и LHC, на практике он может быть использован в широкой области энергий вплоть до  $\sqrt{s_{NN}} \sim 10$  ГэВ.

При переходе от высоких энергий к промежуточным, вклад жесткой компоненты HYDJET++ уменьшается, тогда как мягкая компонента начинает описываться многопараметрической аппроксимацией данных. Для энергий NICA входные модельные параметры мягкой компоненты HYDJET++ были оптимизированы на основе анализа данных по спектрам пионов и фемтоскопическим корреляционным радиусам в соударениях Pb+Pb на SPS. Нормировка проинтегрированного по  $p_T$  коэффициента эллиптического потока на величину  $v_2 = 0.027$  была проведена в соответствии с экспериментальными данными (1.13).

На рисунке 1.15 показана  $p_T$ -зависимость коэффициента эллиптического потока  $v_2$  для заряженных пионов, каонов и протонов в соударениях Au+Au при  $\sqrt{s} = 9$  GeV на пару нуклонов,  $|\eta| < 1$ . Число входов в гистограммы и статистические ошибки соответствуют различному числу смоделированных событий HYDJET++:  $10^3$ ,  $10^4$ ,  $10^5$  и  $10^6$ . Максимальное статистически достижимое значение  $p_T$  (при измерении  $v_2$  как функции  $p_T$ ) для первых  $10^4$  событий составляет  $\sim 1.5$  ГэВ/с для протонов и  $\sim 1$  GeV/с для пионов и каонов. Для первых  $10^5$  событий достижимая область  $p_T$  может быть расширена до  $\sim 2$  ГэВ/с для протонов и  $\sim 1.5$  GeV/с для пионов и каонов. Для измерения  $v_2$  идентифицируемых адронов с достаточной статистикой вплоть до  $p_T/n_q = 1$  ГэВ/с (где  $n_q$  - число конституентных кварков в данном адроне, так что  $p_T = 3$  ГэВ/с для протонов и  $p_T = 2$  ГэВ/с для пионов и каонов) необходимо  $10^6$  событий. Чтобы измерить  $v_2$  пионов и каонов с малой статистической ошибкой при  $p_T = 3$  ГэВ/с, необходимо  $\sim 10^7$  событий.

Приведенные оценки соответствуют физике первых дней работы MPD при ожидаемой светимости NICA. Таким образом, при длительных измерениях можно ожидать, что статистические ошибки измерений дифференциального  $v_2$  (не только для пионов, каонов и протонов, но и для большинства других адронов, таких, как мезонов  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ , барионов  $\Lambda$ ,  $\Xi$ ,  $\Omega$  и т.д.) будут значительно меньше систематических ошибок. Основным источником систематических ошибок в определении  $v_2$  будут погрешности методов реконструкции эллиптического потока (см. предыдущий раздел 1.4.1). Рисунок 1.16 показывает параметр разрешения плоскости реакции  $\xi \sim \sqrt{2N_0}v_2$  в уравнении (1.10) как функцию множественности адронов для различных значений проинтегрированного по  $p_T$  коэффициента  $v_2$ . Для ожидаемых значений  $v_2 \sim 0.02 - 0.03$

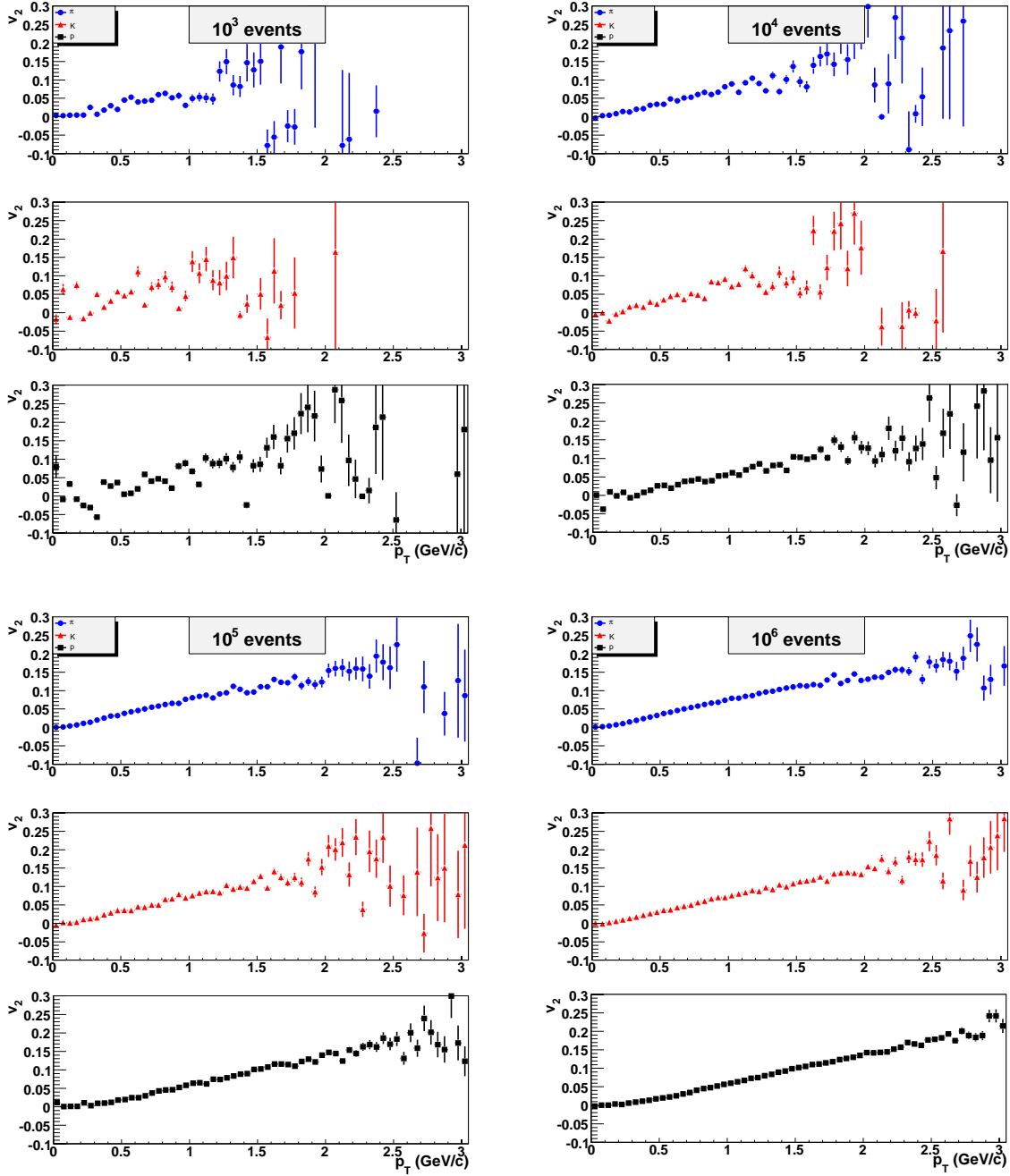
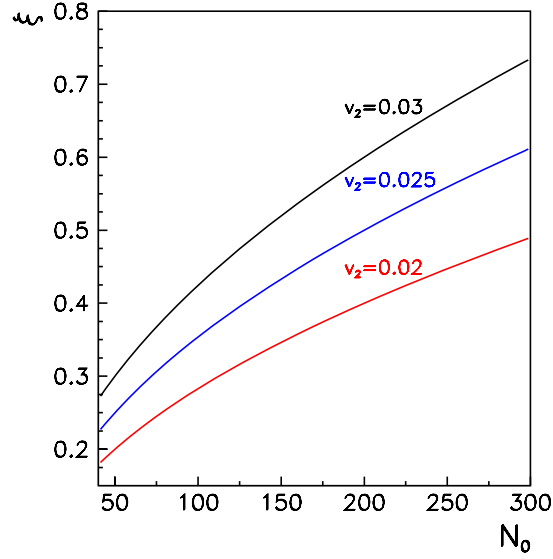


Рис. 1.15:  $p_T$ -зависимость коэффициента эллиптического потока  $v_2$  для заряженных пионов, каонов и протонов в соударениях Au+Au при  $\sqrt{s} = 9$  GeV на пару нуклонов,  $|\eta| < 1$ . Слева направо и сверху вниз:  $10^3$ ,  $10^4$ ,  $10^5$  и  $10^6$  событий HYDJET++.

и средней множественности заряженных адронов в области акцептанса центральной части MPD  $N_0 \sim 100 - 200$  (в зависимости от центральности), оцениваемое значение  $\xi \sim 0.3 - 0.6$ . Оно соответствует типичному разрешению измерения  $v_2$  (отношению измеренного  $v_2$  к "истинному"  $v_2$ ) на уровне  $\sim 0.2 - 0.3$  (см. рисунок 1.14), которое должно быть учтено как поправочный фактор в уравнении (1.9). Отметим, что для уменьшения систематической ошибки измерения анизотропного потока желательно использование комбинации различных методов.





**Рис. 1.16:** Параметр разрешения плоскости события  $\xi$  в уравнении (1.10) как функция множественности адронов для значений  $v_2 = 0.03$ ,  $0.025$  и  $0.02$  (сверху вниз).

В заключении, существуют различные методы измерения анизотропного потока. Поскольку каждый метод имеет свои преимущества и ограничения, желательно применение комбинации разных методов (реконструкция угла плоскости реакции, метод кумулянтов и метод нулей Ли-Янга) для уменьшения систематической ошибки в измерении  $v_2$ . Ожидается, что в акцептансе MPD коэффициент эллиптической анизотропии  $v_2$  может быть определен с достаточной статистической точностью вплоть до  $p_T/n_q = 1$  ГэВ/с ( $p_T = 3$  ГэВ/с для протонов и  $p_T = 2$  ГэВ/с для пионов и каонов) по первому миллиону событий Au+Au при энергии NICA  $\sqrt{s} = 9$  GeV на пару нуклонов.

Таким образом, уже на ранних этапах работы NICA, MPD будет способен эффективно измерить анизотропный поток идентифицируемых частиц для ожидаемых значений множественности и коэффициента эллиптического потока.

## 1.5 Фемтоскопия (импульсные корреляции)

Импульсные корреляции двух или более частиц при малых относительных импульсах в их системе центра масс (сцм) широко используются для изучения пространственно-временных характеристик процессов генерации частиц уровня фм =  $10^{-15}$  м, так называемый метод корреляционной фемтоскопии (см. обзоры [61, 62, 63, 64, 65, 66, 67, 68]).

Фактически, фемтоскопические корреляции благодаря кулоновскому взаимодействию в конечном состоянии (ВКС) между излученными электроном или позитроном и оставшимся ядром в бета-распаде известны более 70 лет (см. [69] для ознакомления с дискуссией о похожести и различиях между фемтоскопическими корреляциями в бета-распаде и при рождении большого числа частиц). Фемтоскопические корреляции вследствие влияния квантовой статистики (КС) при генерации тождественных частиц уже наблюдались более 50 лет назад, эффект проявлялся как увеличение генерации пар тождественных пионов с малыми относительными углами (ГГЛП эффект). Основы методики современной корреляционной фемтоскопии были установлены Копыловым и Подгорецким в начале семидесятых годов прошлого века. Кроме пространственно-временных характеристик области генерации частиц, фемтоскопические корреляции позволяют извлекать также различную информацию о сильном взаимодействии при низких энергиях между заданными частицами, которое сложно изучить другими методами [67].

### 1.5.1 Формализм двухчастичных корреляций

Идеальная двухчастичная корреляционная функция  $\mathcal{R}(p_1, p_2)$  определяется как отношение измеренного двухчастичного распределения к опорному распределению, которое наблюдалось бы при отсутствии эффектов КС и ВКС. На практике, обычно опорное распределение строится методом перемешивания частиц из разных событий при использовании критериев отбора одинаковых с экспериментальными, нормирую корреляционную функцию на единицу при достаточно больших относительных скоростях. Применение этой процедуры хорошо обосновано при изучении столкновений высоких энергий, включая ядра, так как они характеризуются достаточно большими множественностями рожденных частиц, и при отсутствии влияния КС и ВКС на корреляции частиц при малых относительных скоростях, можно пренебречь влиянием кинематических законов сохранения и динамики рождения.

Обычно предполагают, что на корреляции двух частиц испущенных с малыми относительными скоростями влияют только взаимные эффекты КС и ВКС, и что импульсной зависимостью одночастичных вероятностей испускания можно пренебречь, то есть если 4-импульсы частиц  $p_1$  и  $p_2$  меняются только под действием КС и ВКС (*предположение мягкости*). Это первое допущение, кроме того при изучении редких событий с большими флуктуациями плотности фазового пространства, за исключением ионных реакциях с низкими энергиями, в которых частицы рождаются в сильном кулоновском поле остаточных ядер; можно использовать квантовое адиабатическое (факторизационное) приближение [70, 71, 72]. Последнее предположение требует, чтобы среднее пространственно-временное расстояние между точками генерации частиц было гораздо больше, чем средний пространственно-временной размер самого источника, что было подтверждено для ионных столкновений.

Корреляционная функция затем определяется из квадрата правильно симметризованной амплитуды Бете-Салпитера в непрерывном спектре состояний двух частиц  $\Psi_{p_1 p_2}^{S(-)}(x_1, x_2)$ , усредненном по 4-координатам  $x_i = \{t_i, \mathbf{r}_i\}$  источников и по полному спину  $S$  двухчастичной системы [73, 74, 75, 76]. В предположении почти свободного распространения двухчастичной системы с малой эффективной массой, можно отделить свободное движение сцм через незначущий фазовый множитель. В результате этого приближения, амплитуда преобразовывается в амплитуду  $\psi_{\tilde{q}}^{S(-)}(\Delta x) = [\psi_{\tilde{q}}^{S(+)}(\Delta x)]^*$ , зависящую только от относительных 4-координат  $\Delta x \equiv x_1 - x_2 = \{t, \mathbf{r}\}$  и обобщенного относительного импульса  $\tilde{q} = q - P(qP)/P^2$ , где  $P = p_1 + p_2$ ,  $q = p_1 - p_2$  и  $qP = m_1^2 - m_2^2$ ; в двухчастичной сцм  $\mathbf{P} = 0$ ,  $\tilde{q} = \{0, 2\mathbf{k}^*\}$ , и  $\Delta x = \{t^*, \mathbf{r}^*\}$ .

При равных временах испускания двух частиц в их сцм ( $t^* \equiv t_1^* - t_2^* = 0$ ), упрощенная несимметризованная амплитуда Бете-Салпитера  $\psi_{\tilde{q}}^{S(+)}(\Delta x)$  совпадает со стационарным решением  $\psi_{-\mathbf{k}^*}^{S(+)}(\mathbf{r}^*)$  задачи рассеяния, имеющая при больших расстояниях  $r^*$  асимптотическую форму в виде суперпозиции плоской и расходящихся сферических волн (знак минус вектора  $\mathbf{k}^*$  соответствует обратному временному направлению процесса испускания; также необходимо поменять промежуточные и "детектированные" каналы, последний необходимо рассматривать как входной канал рассеивания.)

Следует отметить то, чтобы упростить вычисления, упрощенная амплитуда Бете-Салпитера обычно заменяется на амплитуду в приближении одинаковых времен испускания  $\psi_{-\mathbf{k}^*}^{S(+)}(\mathbf{r}^*)$ . Для невзаимодействующих частиц, упрощенная несимметризованная амплитуда Бете-Салпитера совпадает с плоской волной  $e^{i\tilde{q}x/2} \equiv e^{-i\mathbf{k}^*\mathbf{r}^*}$ , которая не зависит от относительного времени в двухчастичной сцм и также совпадает с соответствующей амплитудой в приближении одинаковых времен испускания. Наоборот, амплитуда двух взаимодействующих частиц имеет явную зависимость от  $t^*$  – эффект взаимодействия исчезает при  $|t^*| \rightarrow \infty$ . Однако, было показано [73, 74], что влиянием неодинаковых времен испускания можно пренебречь при условии  $|t^*| \ll m(t^*)r^{*2}$ , когда  $m(t^* > 0) = m_2$  и  $m(t^* < 0) = m_1$ . Это условие обычно удовлетворяется для тяжелых частиц, например для каонов или ядер. Но даже для пионов, приближение  $t^* = 0$  только приводит к небольшой переоценке (обычно менее, чем несколько процентов) сильного ВКС и не влияет на доминирующее при нулевых расстояниях ( $r^* \ll |a|$ ) кулоновское ВКС [73, 74, 75, 76].

В приближении *равных времен испускания*, корреляционная функция имеет следующий вид:

$$\mathcal{R}(p_1, p_2) \doteq \sum_S \tilde{\rho}_S \langle |\psi_{-\mathbf{k}^*}^{S(+)}(\mathbf{r}^*)|^2 \rangle_S. \quad (1.19)$$

Для тождественных части, амплитуда в (1.19) входит в симметризованном виде:

$$\psi_{-\mathbf{k}^*}^{S(+)}(\mathbf{r}^*) \rightarrow [\psi_{-\mathbf{k}^*}^{S(+)}(\mathbf{r}^*) + (-1)^S \psi_{\mathbf{k}^*}^{S(+)}(\mathbf{r}^*)]/\sqrt{2}. \quad (1.20)$$

Усреднение в (1.19) сделано по 4-координатам  $x_1, x_2$  источников в соответствии с двухчастичной функцией испускания  $G_S(x_1, p_1; x_2, p_2)$  при данном полном спине  $S$  двух частиц;  $\tilde{\rho}_S$  – соответствующая вероятность заселения,  $\sum_S \tilde{\rho}_S = 1$ . Для неполяризованных частиц со спинами  $s_1$  и  $s_2$  вероятность  $\tilde{\rho}_S = (2S + 1)/[(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)]$ . В общем случае, корреляционная функция чувствительна к поляризации частиц. Например, если две частицы со спинами  $1/2$  первоначально испускаются с поляризациями  $\mathcal{P}_1$  и  $\mathcal{P}_2$ , тогда  $\tilde{\rho}_0 = (1 - \mathcal{P}_1 \cdot \mathcal{P}_2)/4$ ,  $\tilde{\rho}_1 = (3 + \mathcal{P}_1 \cdot \mathcal{P}_2)/4$  [73, 74].

## 1.5.2 Методы фемтоскопии

### Тождественные частицы

Для тождественных пионов или каонов, влияние сильного ВКС обычно мало, а влияние кулоновского ВКС можно, в первом приближении, учесть ([77] и ссылки внутри работы). Поэтому соответствующий корреляционный эффект определяется только симметризацией КС, то есть амплитуды Бете-Салпитера должны быть заменены на правильно симметризованные комбинации плоских волн. В результате получаем  $\mathcal{R}(p_1, p_2) = 1 + \langle \cos(q\Delta x) \rangle$ .

Предполагая, например, что для (полностью не зависящей от импульса) доли  $\lambda$  пар, частицы испускаются независимо одночастичными источниками, которые находятся в покое и отличаются только 4-координатами их центров, характеризующихся гауссовыми пространственно-временными дисперсиями  $r_0^2, \tau_0^2$ , где для оставшейся доли  $(1 - \lambda)$ , связанной с очень долго живущими источниками ( $\eta, K_s^0, \Lambda, \dots$ ), относительное расстояние  $r^*$  между точками испускания в сцм пары очень большое и приводит к чрезвычайно узким ненаблюдаемым корреляциям, корреляционную функцию можно написать в следующей виде:

$$\mathcal{R}(p_1, p_2) = 1 + \lambda \exp(-r_0^2 \mathbf{q}^2 - \tau_0^2 q_0^2). \quad (1.21)$$

Мы видим, что характерными чертами корреляционной функции тождественных частиц со спином 0 является присутствие интерференционного максимума при малых  $|\mathbf{q}|$ , которое характеризует обратное пространственно-временное расстояние между точками испускания частиц, и следующее за ним горизонтальное плато при существенно больших  $|\mathbf{q}|$ .

Для on-shell соотношение  $q_0 P_0 = \mathbf{qP}$  приводит к тому, что  $q$ -зависимость корреляционной функции становится существенно 3-мерной (в частности, в сцм пары  $q\Delta x = -2\mathbf{k}^* \mathbf{r}^*$ ), и, таким образом, невозможно осуществить однозначное Фурье восстановление пространственно-временных характеристик процесса генерации. Однако, в реалистической модели можно использовать зависимость от направления и скорости корреляционной функции для определения как и длительности испускания, так и формы области генерации [61, 62], а заодно и понять детали динамики процесса генерации (такие как коллективное течение; см. обзоры [65, 66, 67, 68]). Для этого, корреляционную функцию можно анализировать в терминах поперечной – out ( $x$ ), боковой – side ( $y$ ) и продольной – longitudinal компонент вектора относительного импульса  $\mathbf{q} = \{q_x, q_y, q_z\}$  [78, 79, 80, 81, 82, 83]; “out” и “side” обозначают поперечные компоненты вектора  $\mathbf{q}$ , поперечное направление параллельно поперечной компоненте 3-импульса пары. Соответствующие им корреляционные ширины обычно параметризуются в терминах гауссовых корреляционных (интерферометрических) радиусов  $r_i$ , то есть, для бозонов со спином 0

$$\mathcal{R}(p_1, p_2) = 1 + \lambda \exp(-r_x^2 q_x^2 - r_y^2 q_y^2 - r_z^2 q_z^2 - 2r_{xz}^2 q_x q_z), \quad (1.22)$$

а зависимость радиусов от быстроты пары и поперечного импульса изучается. Параметр силы корреляций  $\lambda$  может сильно отличаться от единицы благодаря вкладу от долгоживущих резонансов, неправильной идентификации частиц или из-за влияния когерентных эффектов. В (1.22) предполагается азимутальная симметрия процесса генерации. В общем случае, то есть в случае корреляционного анализа по отношению к плоскости реакции, все три перекрестных члена  $q_i q_j$  дают вклад.

Хорошо известно, что корреляции частиц при высоких энергиях обычно измеряют только маленькую часть пространственно-временного объема области генерации, так как они слабо чувствительны к их увеличению, связанному с быстрым продольным движением источников частиц. Фактически, благодаря ограниченным распадным импульсам источника порядка несколько сотен MeV/c, корреляционные частицы с почти одинаковыми скоростями испускаются уже двигающимися в одном направлении источниками и, так же из находящихся недалеко друг от друга пространственно-временных точек. Примерами проявления такой динамики являются резонансы, цветные струны или гидродинамическое расширение. Чтобы существенно прояснить эффект продольного движения, корреляции можно анализировать в терминах инвариантной переменной  $Q = 2k^* \equiv (-\tilde{q}^2)^{1/2}$  и компонент разности 3-импульсов в с.ц.м пары ( $\mathbf{q}^* \equiv \mathbf{Q} = 2\mathbf{k}^*$ ) или в продольной системе центра масс (ПСЦМ) [84]. В ПСЦМ каждая пара испускается перпендикулярно плоскости реакции, так что обобщенный относительный 3-импульс  $\tilde{\mathbf{q}}$  совпадает с  $\mathbf{q}^*$ , за исключением *out*-компоненты  $\tilde{q}_x = \gamma_t q_x^*$ , где  $\gamma_t$  — фактор Лоренца пары в ПСЦМ.

### Нетождественные частицы

Эффект ВКС позволяет нам извлечь пространственно-временные характеристики генерации частиц также с помощью корреляций нетождественных частиц.

Корреляционная функция для нетождественных частиц по сравнению с функцией для тождественных содержит принципиально новую информацию об относительной пространственно-временной асимметрии в процессе испускания частиц [85]. Так как эта информация содержится в двухчастичной амплитуде ВКС благодаря нечетным элементам в  $\mathbf{k}^* \mathbf{r}^* \equiv \mathbf{p}_1^* (\mathbf{r}_1^* - \mathbf{r}_2^*)$ , ее можно получить при изучении корреляционных функций  $\mathcal{R}_{+i}$  и  $\mathcal{R}_{-i}$  в положительной и отрицательной проекции  $k_i^*$  в заданном направлении  $\hat{i}$ , или при изучении отношения  $\mathcal{R}_{+i}/\mathcal{R}_{-i}$ . Например,  $\hat{i}$  может быть или в направлении скорости пары или в любых направлениях: поперечном (x), боковом (y), или продольном (z). В ПСЦМ, получаем  $r_i^* = r_i$ , вместо  $r_x^* \equiv \Delta x^* = \gamma_t (\Delta x - v_t \Delta t)$ , где  $\gamma_t$  и  $v_t$  — Лоренц фактор и скорость пары в ПСЦМ. Можно видеть, что асимметрия в поперечном направлении (x) зависит как и от пространственной  $\langle \Delta x \rangle$ , так и от временной  $\langle \Delta t \rangle$  асимметрий. В случае доминирующего кулоновского ВКС, пересечение отношения корреляционной функции напрямую связано с асимметрией  $\langle r_i^* \rangle$ , нормированной на Боровский радиус пары:

$$\mathcal{R}_{+i}/\mathcal{R}_{-i} \approx 1 + 2\langle r_i^* \rangle/a. \quad (1.23)$$

Различие между корреляционными функциями  $\mathcal{R}_+$  и  $\mathcal{R}_-$  приводит к сложным оценкам асимметрии  $\langle r_i^* \rangle$ , так как ее статистические ошибки не минимизированы. Наименьшая статистическая ошибка из возможных достигается при наложении веса  $|\hat{k}_i^*| = |\cos \psi_i|$  в каждой паре, вносящей вклад в построение  $\mathcal{R}_+$  или  $\mathcal{R}_-$ . Эта ошибка соответствует аппроксимации методом наименьших квадратов или методом моментов (приводящая к виду  $2\langle r_i^* \rangle/a = \langle \hat{k}_i^* \rangle/3$ ). Она также уменьшает и статистическую ошибку зависимости  $\mathcal{R}_+$  от  $\mathcal{R}_-$  на множитель  $(4/3)^{1/2}$  (соответствующий 33% увеличению статистики) [86].

Кроме того, информации об асимметрии содержится в моментах первой степени  $\langle \hat{k}_i^* \rangle$ , также можно извлечь важную информацию об анизотропии  $\mathbf{r}^*$ -разделения источников частиц и из более высоких степеней. Таким образом, было предложено

систематическое раскрытие корреляционной функции в терминах декартовой или сферической гармоник, и изучение соответствующих  $(2l + 1)$  коэффициентов реального  $Q$ -зависимого углового момента для каждой степени  $l = 0, 1, \dots$  [87, 88].

Оказывается, что поперечные корреляционные асимметрии между пионами, каонами и протонами, наблюдаемые в столкновениях тяжелых ионов в CERNе и BNL, находятся в согласии с практически не зависящим от заряда рождением мезонов и, предполагая, что  $m_1 < m_2$  при отрицательном  $\langle \Delta x \rangle = \langle x_1 - x_2 \rangle$  и/или положительном  $c\langle \Delta t \rangle = c\langle t_1 - t_2 \rangle$  будут уровня нескольких фм [67, 89]. Фактически, они находятся в количественном согласии с транспортной моделью RQMD, так же как и с волновой параметризацией гидро-взрыва, так и с предсказывающей доминирующую сферическую часть асимметрией, полученными вследствие больших поперечных потоков.

В тепловом приближении, средняя тепловая скорость меньше для более тяжелых частиц, которая стремится к 0 при положительном пространственном сдвиге благодаря потоку к меньшему размеру. В результате,  $\langle x_\pi \rangle < \langle x_K \rangle < \langle x_p \rangle$ . Наблюдение корреляционных асимметрий вместе с иерархией по массе сдвигов в "поперечном" направлении можно затем рассматривать, как один из самых прямых сигналов о глобальном коллективном поперечном потоке [67].

## Корреляционные измерения сильного взаимодействия

Корреляционные измерения можно использовать для улучшения нашего знания о сильном взаимодействии для различных двухчастичных систем. При изучении столкновений существенно тяжелых ядер, эффективный радиус  $r_0$  области рождения может быть существенно больше, чем размер потенциала сильного взаимодействия. Вклад ВКС является, таким образом, независимым от формы потенциала [90]. При маленьких значениях  $Q = 2k^*$  и при данном полном спине  $S$ , ВКС определяется  $s$ -волновой амплитудой рассеяния  $f^S(k^*)$  [73, 74]. В случае, когда  $|f^S| > r_0$ , вклад ВКС будет порядка  $|f^S/r_0|^2$  и будет доминировать по сравнению с эффектом КС. В противоположном случае, чувствительность корреляционной функции к амплитуде рассеяния будет определяться линейным элементом  $f^S/r_0$ .

Возможность корреляционного измерения амплитуд рассеяния была показана в [67] на основе предварительного анализа коллаборации NA49 при изучении корреляционных данных  $\pi^+\pi^-$ -системы при использовании транспортной модели RQMD. Для этого случая, кроме измерения  $r^*$ -размера, в RQMD корреляционную функцию  $\mathcal{R}(Q; s_r, s_f)$  был введен размер сильного взаимодействия  $s_f$ , меняющий размер первоначальной  $s$ -волновой амплитуды рассеяния  $\pi^+\pi^-$ :  $f(k^*) \rightarrow s_f f(k^*)$ ; что приблизительно соответствует первоначальной длине рассеяния  $f_0 = 0.23$  fm. Оказалось, что аппроксимирующий параметр  $s_f = 0.6 \pm 0.1$  значительно меньше единицы (см. обсуждение возможных систематических ошибок в [75, 76]). Подобное, но в чем-то более слабое изменение масштаба ( $\sim 0.8$ ) получили также в недавнем эксперименте по измерению времени жизни пиониама, при распадах  $K_{l4}$  и  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ , так же как при двух-петлевых вычислениях киральной пертурбативной теории со стандартным значением кваркового конденсата [75, 76]. Этот корреляционный метод был также использован для оценки синглетных  $\Lambda\Lambda$  и  $p\bar{\Lambda}$   $s$ -волновых длин рассеяния [67, 91].

### 1.5.3 Фемтоскопия в исследовании фазовых переходов и критической точки на NICA.

Эксперименты коллаборации RHIC продемонстрировали, что горячее и плотное вещество с партонным ансамблем, так называемой “сильно сцепленной кварк-глюонной плазмой”, было сформировано в столкновениях ультра-релятивистских тяжелых ионов при энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [92, 93, 94, 95]. Наблюдались такие эффекты как, ослабление струй (jet-quenching), подавление чармония (charmonium suppression), масштабирование эллиптического потока кварковых номеров (elliptic flow quark-number scaling), увеличение выхода странных частиц (strangeness enhancement) и т.д., которые обычно рассматриваются как сигналы фазового перехода в фазу деконфайнмента. Информацию о пространственно-временной эволюции горячего и плотного вещества, образованного при столкновении тяжелых ионов, можно также извлечь с помощью корреляционной фемтоскопии. Корреляции зависят от пространственно-временного расстояния, разделяющего точки испускания и относительный импульса частиц. Пространственно-временные относительные расстояния “измеряются” в точках, где частицы перестают взаимодействовать, и становятся свободными. Этот момент наступает при очень больших фазах столкновения, гораздо позже того, как образовалась и исчезла КГП или любое другое экзотическое состояние материи, за исключением прямых фотонов, которые могут рождаться из КГП. Кроме того, такие сигналы, как гемеотрический рост области реакции и специфические черты коллективного потока, рожденного градиентами давления КГП оставляют след в конечном состоянии, как очень специфические пространственно-временные корреляции, влияющие на спектры импульсов и корреляционные радиусы. Было продемонстрировано [96], что спектры частиц, интерферометрические объемы (корреляционные радиусы) и усредненные плотности фазового пространства, измеренные в любое время при распространении адрон-резонансного газа, почти сохраняются при адиабатическом и химически замороженном развитии. Изучение фемтоскопических корреляций, таким образом позволит нам подтвердить модельные предсказания для ранних стадий и эволюции файербола. Ожидается, что фазовый переход первого рода сильно задержит развитие файербола [97]. Однако, пионные корреляционные радиусы, измеренные в широком диапазоне энергий (от энергий AGS до RHIC), демонстрировали неожиданно слабую зависимость от энергии (“RHIC головоломка ХБТ”, Fig. 1.17) и не показали каких-либо точек разрыва [98, 99, 100, 101, 102, 103, 104, 105, 106, 107]. Попытки описать корреляционные радиусы вместе с наблюдаемыми импульсами ( $v_2$ ) стимулировали развитие гидродинамических моделей. Таким образом, согласно недавним гидродинамическим вычислениям, фемтоскопические радиусы, спектры частиц и эллиптический поток можно описать либо используя первоначальные гауссовские профили плотности [108] или включая комбинацию: пре-теплового ускорения, более жесткого уравнения состояния, и добавляя корреляции вязкости [109]. Дальнейшее развитие связано с использованием непрерывного сценария адронизации на базе новой гидро-кинетической модели [110].

Оказалось, что состояние, наблюдаемое при столкновениях тяжелых ионов, соответствует КХД вычислениям на решетке для фазового перехода 2-го рода: быстрый, но мягкий, кроссовер при высокой температуре  $T$  и стремящийся к нулю барионный химический потенциал  $\mu_B$  [111, 112, 113]. Различные модели предсказывают сильный переход 1-го рода при  $T \sim 0$  м больших  $\mu_B$  [25, 114]. Можно, таким образом, ожидать существование “критической точки” (КТ) на КХД фазовой диаграмме

$\mu_B(T)$  (точка второго порядка, где кончается линия перехода 1-го рода). Существующие численные методы вычислений на КХД решетке столкнулись с трудностями для  $\mu_B > 0$ , таким образом приведя к теоретическим неопределенностям в предсказании положения критической точки. Планируется, что целью экспериментальной программы будет поиск положения КТ путем уменьшения сталкивающихся энергий ( $\sqrt{s_{NN}}=5-50$  ГэВ, соответствующие  $\mu_B=0,6-0,15$  ГэВ), модернизация существующей экспериментальной установки SPS (NA49, NA61) ( $E_{lab}=20-158$  АГэВ, соответствующие  $\sqrt{s_{NN}}=6,3-17,3$  ГэВ), приобретение нового и модернизация старого оборудования для проведения исследований FAIR (CBM) ( $E_{lab}=5-35$  АГэВ) и NICA (MPD) ( $\sqrt{s_{NN}}=4-11$  ГэВ). Основной физической задачей NICA является определение местонахождения критической точки через экспериментальное детектирование ее признаков. Теория предсказывает такие признаки критической точки:

1. немонотонное поведение некоторых наблюдаемых величин;
2. увеличение флуктуаций вблизи КТ, то есть рост затем уменьшение флуктуаций при увеличении энергии и  $\mu_B$  при прохождении КТ;
3. неравновесное конечное состояние, ожидаемое после охлаждения через фазовый переход 1-го рода, приводящий к негауссовым флуктуациям.

Различные неожиданные результаты при низких энергиях наблюдались в эксперименте NA49 в SPS: немонотонное поведение  $K^+/\pi^+$ , “рог” при  $\sqrt{s_{NN}} = 7$  ГэВ, и “провал” протонного прямого потока. Сканирование по энергии, которое будет выполнено в экспериментах RHIC, FAIR, NICA, SPS с целью изучения изменений необычных свойств среды в зависимости от энергии пучка, то есть будут ли изменяться или “выключаться” проявления ее партонных свойств? Планируется изучать при сканировании по энергии следующие наблюдаемые:

1. выходы и отношение частиц,
2. спектры частиц ( $p_t$ , быстрота...),
3. рождения частиц со странностью ( $K/\pi...$ ),
4. различные типы флуктуаций и корреляций ( $\langle p_t \rangle$ , фемтоскопия),
5. потоки ( $v_1, v_2, v_4...$ ) с тождественными частицами.

Одним из признаков является резкое изменение поведения наблюдаемых величин при увеличении  $\mu_B$ . Ожидается, что численные флуктуации будут лучше сохраняться в течении эволюции горячей материи на последней стадии адронного газа, так что, например, флуктуации  $K/\pi$  будут иметь большую вероятность сохраниться (то есть наблюдаться) по сравнению с флуктуациями  $\langle p_t \rangle$ .

Увеличение времени испускания благодаря фазовому переходу 1-го рода должно отразиться на увеличении отношения  $R_{out}/R_{side}$ . Однако, такое увеличение не наблюдалось (Рис. 1.17) ни при энергиях эксперимента RHIC, ни при энергиях GS-SPS. Причины отсутствия эффекта объяснялись выше; возможные причины при низких энергиях могут быть следующими:

1. уменьшение относительного вклада КГП при низких энергиях;



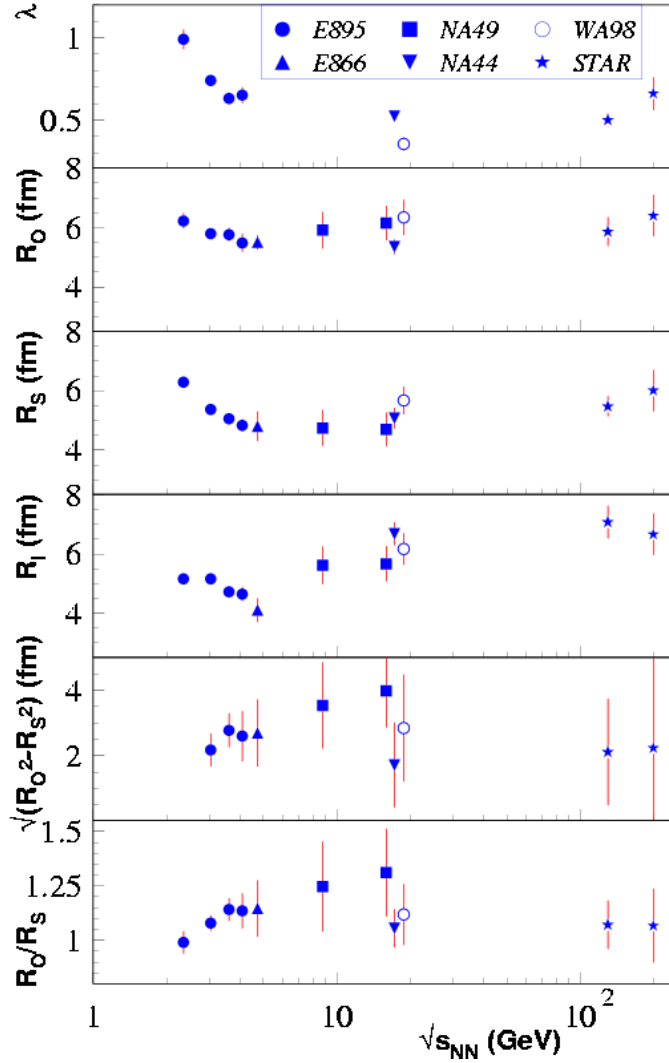
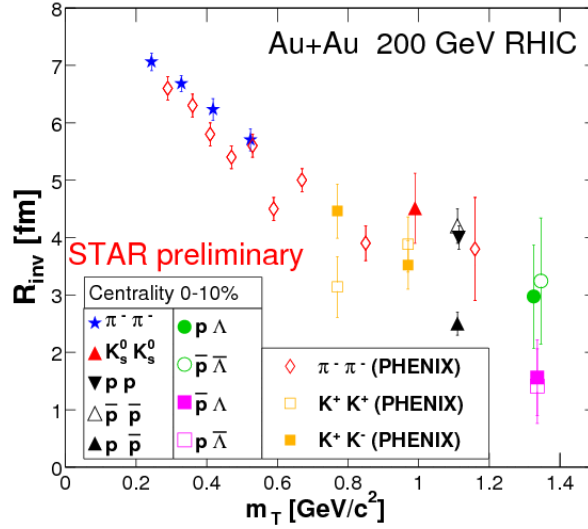


Рис. 1.17: Зависимость от энергии корреляционных радиусов для центральных столкновений  $Au+Au$  ( $Pb+Pb$ ) при средних быстротах.

2. преобладание маленьких пространственно-временных расстояний между источниками частиц по сравнению с большими расстояниями в видимых фемтоскопических корреляциях (при аппроксимации гауссовых корреляционных радиусов)

Эти причины указывают на то, что для извлечения информации о больших размерах, связанных с КПП, необходимо использовать более сложные методы чем те, которые применялись в прошлых экспериментах. Это может быть метод изображения (imaging technique) [115] или мультипараметрическая аппроксимация, заменяющая простую 3-х мерную гауссову аппроксимацию. Все эти методы требуют большого объема экспериментальных данных. Важную информацию можно также получить из детального анализа угловых корреляций по отношению к плоскости реакции [65] и разложение на сферические гармоники [116]. Эти измерения дадут подробную информацию о пространственно-временной структуре испускающей системы. Требуя большую статистику, такие эксперименты будут только возможны для очень боль-



**Рис. 1.18:**  $m_T$  зависимость инвариантных корреляционных радиусов для центральных столкновений Au+Au при средних быстротах, полученных для пар различных частиц.

шого количества типов частиц. Большая светимость, планируемая в эксперименте NICA, будет ключевой для этих задач. Фемтоскопические корреляции теперь могут изучаться с новыми более точными детекторами, обеспечивающими большой объем статистических данных. Частицы, которые планируют изучить в экспериментах SPS, представлены в Таблице 1.2. Гауссовы корреляционные радиусы были определены для различных комбинаций тождественных и нетождественных частиц (см, например, Fig. 1.18). Следует отметить, что на каонные корреляции менее влияют распады резонансов и, таким образом, этот факт позволит нам достичь меньших пространственно-временных размеров более прямым способом, чем это было бы для пионов. Список двухчастичных систем, которые могут быть исследованы методами фемтоскопии в эксперименте MPD представлен в Таблице 1.3.

Что является характерными чертами эксперимента MPD по фемтоскопии по сравнению с экспериментами SPS(NA61), RHIC(STAR) и FAIR(CBM)?

1. Акцептанс в коллайдерных экспериментах (STAR, MPD) слабо зависят от энергии, тогда как для экспериментов с фиксированной мишенью (NA61, CBM) они сильно зависят от энергии при фиксированной геометрии мишени. Еще одним преимуществом коллайдерных экспериментов является меньший размер самих детекторов. В частности, измеряемые импульсы частиц и соответствующее время пролетной базы для системы TOF при фиксированной мишени эксперимента CBM примерно в 10 раз больше, чем базы в эксперименте MPD, что очевидно влияет на стоимость детектора.
2. Планируемая светимость коллайдера NICA будет примерно на 2 порядка величины больше, чем светимость экспериментов на RHIC. Это позволит нам измерить более широкие спектры комбинаций частиц и решить более широкий спектр физических задач по сравнению с самыми низкими энергиями экспериментов на RHIC.

Таблица 1.2: Средняя множественность заряженных мезонов при 20, 30 и 40 АГэВ из экспериментов SPS. Центральные (7%) взаимодействия Pb+Pb.

$E_{\text{lab}}, A$ $\sqrt{s_{NN}}, \text{ГэВ}$	20 6,3	30 7,6	40 8,8
$\langle \pi^+ \rangle$ $\pi^+, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$ FMC : $\pi^+, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$	184,5 ± 0,6 ± 13[117] — 63,0 ± 1,0	239 ± 0,7 ± 17[118] — 79,0 ± 1,0	293 ± 3 ± 15[119] 96,6 ± 0,4 ± 6[119] 98 ± 1,0 ± 6
$\langle \pi^- \rangle$ $\pi^-, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$ FMC : $\pi^-, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$	217,5 ± 0,6 ± 15[117] 81,0 ± 0,35[117] 81,0 ± 1,0	275 ± 0,7 ± 19[118] 94 ± 0,37[118] 94 ± 1,0	322 ± 3 ± 16[119] 106,1 ± 0,4 ± 6[119] 106, ± 0,5
$\langle \pi^0 \rangle$ $\pi^0, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$ FMC : $\pi^0, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$	— — 76,0 ± 1,0	— — 92,0 ± 1,0	— — 100,0 ± 0,5
$\langle K^+ \rangle$ $K^+, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$ FMC : $K^+, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$	40,0 ± 0,8 ± 2,0[117] 15,2 ± 0,45[117] 15,0 ± 0,5	55,3 ± 1,6 ± 2,8[118] 19,4 ± 0,51[118] 19,0 ± 0,5	59,1 ± 1,9 ± 3[119] 20,1 ± 0,3 ± 1[119] 20,0 ± 0,5
$\langle K^- \rangle$ $K^-, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$ FMC : $K^-, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$	10,4 ± 0,12 ± 0,5[117] 4,80 ± 0,055[117] 4,0 ± 0,05	16,1 ± 0,2 ± 0,8[118] 6,8 ± 0,15[118] 7,5 ± 0,5	19,2 ± 0,5 ± 1,0[119] 7,58 ± 0,12 ± 0,4[119] 8,0 ± 0,5
$\langle \phi \rangle$ $\phi, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$	1,91 ± 0,45[117, 120] 0,0010 ± 0,0005[117, 120]	1,65 ± 0,17[117, 120], 0,055 ± 0,012[117, 120]	2,50 ± 0,25[117, 120] 0,07 ± 0,01[117, 120]
$\langle p \rangle, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$ $p, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$	— —	— —	— 41,3 ± 1,1[121]
$\langle \bar{p} \rangle, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$ $\bar{p}, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$	— —	— —	— 0,32 ± 0,03[122]
$\langle \Lambda \rangle$ $\Lambda, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$	28,0 ± 1,5[123, 120] —	41,9 ± 2,1 ± 4,0[123, 120] 16,5 ± 0,2[123, 120]	43,0 ± 1,9 ± 3,4[124] 14,4 ± 0,6 ± 1[124]
$\langle \bar{\Lambda} \rangle$ $\bar{\Lambda}, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$	0,16 ± 0,03[125] —	0,50 ± 0,04[123, 120] —	0,66 ± 0,04 ± 0,06[124, 120] 0,37 ± 0,04 ± 0,04[124, 120]
$\langle \Xi^- \rangle$ $\Xi^-, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$ FMC : $\Xi^-, \frac{dn}{dy}_{y \approx 0}$	1,5 ± 0,13[120] 0,93 ± 0,13[120] 0,75 ± 0,10	2,48 ± 0,19[120] 1,17 ± 0,13[120] 1,0 ± 0,1	2,41 ± 0,15 ± 0,24[126, 127, 120] 1,07 ± 0,06[126, 127, 120] 1,2 ± 0,1
$\langle \Omega + \bar{\Omega} \rangle$	—	—	0,14 ± 0,03 ± 0,04[128]

Взаимодействие в конечном состоянии (ВКС) между парами нетождественных частиц даст нам информацию о среднем относительном пространственно-временном интервале между точками испускания двух разных частиц в их системе покоя [85]. Интересно изучить частицы, которые адронизируются при различных условиях, например, барионы с мультистранностью  $\Xi$ ,  $\Omega$ , которые, как ожидается, адронизируются на начальных этапах эволюции, и пионы, адронизирующиеся на последней стадии.

Измерения инклюзивных сигналов, например, отношения  $K/\pi$ , можно успешно расширить с помощью корреляционной фемтоскопии спектров различных частиц. Если некоторая особенность будет наблюдаться в пространстве импульсов, значит некоторое необычное поведение должно также отразиться и на особенностях координатного пространства. Часть диаграммы КХД с низкой температура, большой  $\mu_B$  характеризуются большими барионными плотностями (которые могут быть сигналом о фазовом переходе). Эти большие плотности должны отражаться в координатном пространстве и являться потенциально наблюдаемыми для фемтоскопических методов. Фемтоскопические радиусы могут быть использованы для оценки плотности

**Таблица 1.3:** Двухчастичные системы, которые, в принципе, могут быть измерены в энергетическом диапазоне эксперимента NICA.

	$\pi^+$	$\pi^-$	$\pi^0$	$K^+$	$K^-$	$K^0$	$p$	$n$	$\Lambda$	$\bar{\Lambda}$	$\Xi$
$\pi^+$	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
$\pi^-$		+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
$\pi^0$			+	+	+	+	+	+	+	+	+
$K^+$				+	+	+	+	+	+		
$K^-$					+	+	+	+	+		
$K^0$						+	+	+	+		
$p$							+	+	+		
$n$								+	+		
$\Lambda$									+		
$\bar{\Lambda}$											
$\Xi$											

частиц, так же как и для изучения совершенно новых эффектов (см Главу 1.7).

## 1.6 Электромагнитные наблюдаемые (фотоны и электроны)

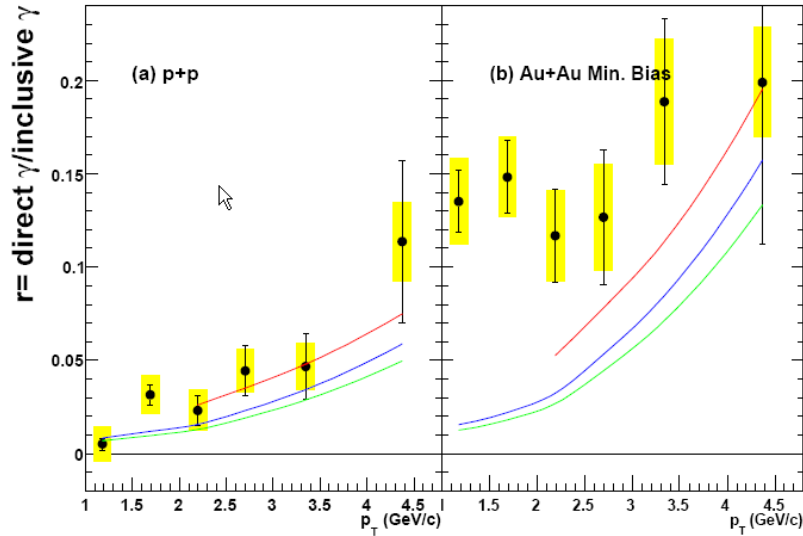
Электромагнитные пробники — виртуальные (проявляющиеся в виде пар  $e^+e^-$  или  $\mu^+\mu^-$ ) и реальные фотоны — являются важным и мощным средством диагностики горячей и плотной материи, образующейся в столкновениях релятивистских тяжелых ионов. Эти пробные частицы чувствительны к двум фундаментальным свойствам, характеризующим кварк-глюонную плазму (КГП) и предсказанным численными расчетами в рамках КХД на решетке: переходу деконфайнмента в кварки и глюоны и восстановлению киральной симметрии [129, 130, 131]. Поскольку дилептоны и фотоны взаимодействуют только электромагнитным образом, их средний свободный пробег велик по сравнению с размерами системы, образовавшейся в этих столкновениях. Таким образом, они не деформируются взаимодействиями в конечном состоянии и сразу после рождения могут вылетать из области взаимодействия, не претерпев никакого воздействия и неся с собой к детекторам информацию о состоянии и свойствах среды во время своего рождения. Электромагнитные пробники испускаются в течение всей пространственно-временной эволюции процесса столкновения, начиная с первичных ядро-ядерных столкновений на ранней стадии и кончая адронными распадами после вымораживания. Таким образом, они очень информативны, но измерить это богатое информационное содержание и проанализировать результаты крайне трудно, ибо для этого необходимо четко разграничить различные источники — виртуальные или реальные протоны в состоянии теплового равновесия. Такое излучение является непосредственным следом образовавшейся материи [132, 133]. Рассматриваются два достаточно отчетливых источника:

а) тепловое излучение, испускаемое сильновзаимодействующей КПП в ранней фазе процесса столкновения. Здесь присутствуют такие элементарные процессы как аннигиляция кварков в виртуальные фотоны ( $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$ ) или аннигиляционный ( $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ ) и квантово-хромодинамические комптоновские каналы ( $qg \rightarrow q\gamma$  или  $gq \rightarrow \bar{q}\gamma$ ) с рождением реальных фононов. Идентификация такого сигнала является доказательством фазы деконфайнмента, а также обеспечивает возможность прямого измерения одного из фундаментальнейших свойств плазмы — температуры, которая легко определяется по обратному склону ее ожидаемого экспоненциального спектра. В качестве наиболее подходящих окон для наблюдения теплового излучения от фазы кварк-глюонной плазмы в теории выделяют дилептоны в диапазоне масс  $m_{l^+l^-} = 1-3$  ГэВ/ $c^2$  [134, 135] или реальные фотоны в диапазоне  $p_T = 1-3$  ГэВ/ $c$  [136].

б) тепловое излучение испускается и адронным газом высокой плотности в поздней фазе процесса столкновения. Основной элементарный процесс здесь — это аннигиляция пиона в дилептоны с самым коротким временем жизни и передачей взаимодействия  $\rho$ -мезоном посредством векторной доминантности ( $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+l^-$ ). Эта компонент, контролируемая полюсом при  $\rho$ -массе электромагнитного форм-фактора пиона, вносит вклад прежде всего в область малых масс ( $m_{l^+l^-} < 1$  ГэВ/ $c^2$ ), в окрестности и ниже  $\rho$ -массы [136]. Она всегда должна присутствовать, потому что система приходит в конечном счете к адронной фазе, и была легко идентифицирована в увеличении дилептонов малой массы, открытых на ускорителе SPS в середине девяностых годов прошлого века [137, 138]. Измерение дилептонов представляет известную трудность. Здесь существуют две основные проблемы. Одна из них — огромный комбинаторный фон некоррелированных лептонных пар. Он возникает

из-за того, что поскольку одиночные лептоны не сохраняют никакой информации о своей материнской частице, все лептоны образуют пары со всеми антилептонами в одном и том же событии и образуют спектр инвариантных масс. Поэтому такой фон квадратично зависит от множественности частиц и сильно увеличивается при включении в него лептонов с малым  $p_T$ . В измерениях пар  $e^+e^-$  основными источниками комбинаторного фона являются распады Далитца и конверсия  $\pi^0$ . вторая проблема — физический фон. Фотоны и дилептоны могут испускаться различными источниками и потому, прежде чем заявлять об обнаружении какого-либо нового эффекта, обязательно нужно хорошо представлять себе ожидаемый вклад от всех известных источников фона. В результате электромагнитных распадов адронов после вымораживания рождается большое количество гамма-квантов. Эти гамма-кванты или лептоны не несут информации о возбужденных системах и обычно вычитаются (“адронный коктейль”).

## Тепловые фотоны



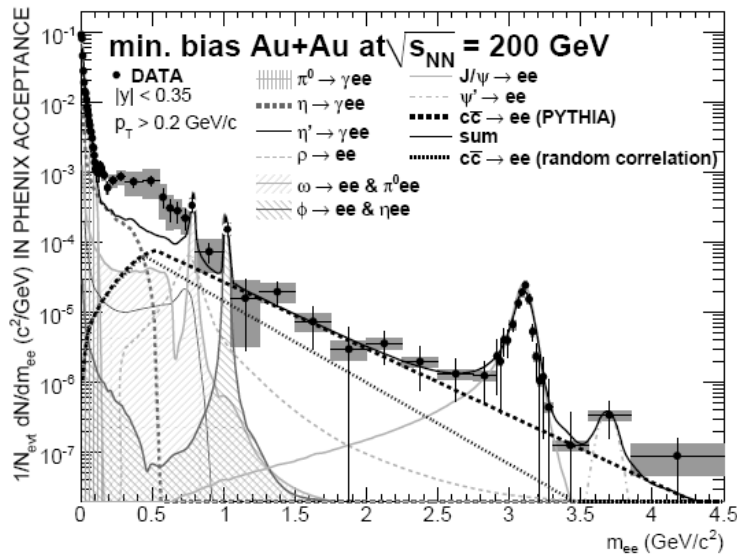
**Рис. 1.19:** Зависимость доли компоненты прямых фотонов от  $p_T$  в процессах (a)  $p + p$  и (b)  $Au + Au$  (мин. смещение) при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ. Величины ошибок и полоса ошибок представляют соответственно статистическую и систематическую неопределенности. Кривые взяты из расчетов по  $NLO$   $pQCD$  [139]

Однозначная идентификация тепловых фотонов из КГП является очень сильным сигналом деконфайнмента и обеспечивает прямое измерение температуры плазмы. Абсолютные выходы, полученные интегрированием вероятности вылета по пространственно-временной эволюции столкновения, были рассчитаны несколькими авторами и здесь достигнут значительный прогресс [140, 141, 142]. Результаты указывают на достаточно хорошо установленные особенности. При температурах близких к фазовому переходу тепловые фотоны из партонных и адронных процессов имеют близкие скорости рождения аналогично поведению скоростей рождения дилептонов, что, возможно,

является еще одним проявлением кварк-адронной дуальности. В более сложных расчетах диапазон поперечных импульсов  $p_T = 1-3$  ГэВ/с кажется наиболее подходящим окном, через которое излучение КПП может наблюдаться заметно отчетливее чем все другие вклады в центральных столкновениях  $Au + Au$ .

Начальные измерения в экспериментах WA80 и CERES с использованием S-пучка при 200 АГэВ дали только верхние границы на уровне 15% от общего выхода для любого источника за пределами известных адронных распадов. Последующие измерения в эксперименте WA98 показали избыток фотонов в столкновениях  $Pb + Pb$  при 158 АГэВ. Группа эксперимента PHENIX, проводимого на установке RHIC, недавно представила интересный и оригинальный анализ результатов. В этом эксперименте измерялось рождение прямых фотонов в столкновениях  $p + p$  и  $Au + Au$  при 200 ГэВ в широком интервале поперечных импульсов ( $p_T$ ). На рисунке 1.19 показаны полученные доли компоненты виртуальных прямых фотонов в зависимости от  $p_T$  в столкновениях  $p + p$  и  $Au + Au$ . В столкновениях  $Au + Au$  наблюдается их явный избыток по сравнению с расчетами по NLO pQCD, а результат, полученный в столкновениях  $p + p$ , согласуется с расчетами по NLO pQCD.

### Диэлектронный континуум в ядерных столкновениях



**Рис. 1.20:** Спектр инвариантных масс  $e^+e^-$ , измеренный в эксперименте PHENIX в периферийных столкновениях  $Au + Au$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ и средней быстройте. Данные показаны в сравнении с ожидаемым выходом от легких мезонов и полуплептонных распадов с открытым очарованием. Статистические (прямоугольники) и систематические (квадраты) ошибки даны на отдельном графике [143].

Дилептоны с малыми инвариантными массами измерялись в ядерных столкновениях в трех различных областях энергии: 1-2 АГэВ на установках DLS (BEVALAC) и HADES (GSI), 40 и 158 АГэВ на ускорителе SPS (ЦЕРН), а также  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ на установке RHIC. В трех экспериментах по измерению лептонных пар, проводимых в ЦЕРН на ускорителе SPS в начале 90-х годов (CERES, HELIOS-3 и NA38) почти одновременно обнаружили увеличение рождения дилептонов (либо  $e^+e^-$ , либо

$\mu^+\mu^-$ ) в реакциях, вызванных S, в очень широком диапазоне инвариантных масс от  $m_{ll} \sim 200$  МэВ до  $J/\psi$  [144].

После этого увеличение дилептонов с малой массой наблюдалось при всех изученных энергиях и системах, хотя неясно, отражает ли это увеличение одну и ту же физику во всех случаях. Измерения при двух низких значениях энергии проводились по крайней мере в двух экспериментах. Единственный в настоящее время эксперимент, где возможно измерение дилептонов с малой массой при энергиях RHIC — это PHENIX (Рис. 1.20).

Перспективы MPD по изучению электромагнитных пробников будут представлены в разделе 6.3.



## 1.7 Экзотическая физика на MPD

### 1.7.1 Изучение плотной ядерной материи в проекте NICA

Одна из главных целей экспериментов с пучками тяжелых ионов является открытие и изучение новой формы КХД материи кварк-глюонной плазмы (КГП) [145]. В последние годы достижения в теории привели к значительным усложнениям КХД фазовой диаграммы, в частности, к появлению критической точки [146]. Обнаружение критической точки при промежуточной температуре и плотности рассматривается как наиболее важная цель проектов FAIR и NICA. Область малых температур и экстремальной барионной плотности рассматривается как с трудом достижимая в лабораторных условиях, поскольку она вероятно реализуется в природе в нейтронных звездах. При высокой плотности и низкой температуре ожидается фазовый переход первого рода и существование фазы цветной сверхпроводимости [147]. Положение системы на фазовой диаграмме определяется энергией и массой сталкивающихся ядер или значением прицельного параметра столкновения.

Кумулятивный эффект открытый в 1970 году [148] рассматривается флуктуация плотности ядерной материи. Ряд свойств кумулятивных процессов, таких как повышенный выход странности, сходны со свидетельствами появления КГП. Однако ассоциирование кумулятивных процессов с КГП представляется сомнительным в виду следующих соображений. Во первых, высокие плотности могут быть реализованы в кумулятивных процессах в форме короткоживущих флуктуаций “флуктонов”, (термин введен Д.И. Блохинцевым [149]). Во вторых, частицы в таких флуктуациях могут быть сильно виртуальны и иметь относительно большие импульсы. В третьих, эти многонуклонные флуктуации локальны и не могут рассматриваться как среда (хотя возможно существование плазменных капель [150]). Используя кумулятивный эффект мы можем получить эффективный триггер для образования вещества экстремальной плотности ядерной материи.

Этот перспективный эксперимент может дать нам первое представление о том как заполнять требуемую область фазовой диаграммы выбором специальных критериев. В этом смысле он может рассматриваться как пилотный эксперимент, результаты которого приведут к более расширенной экспериментальной программе. Гарантированным результатом предлагаемой экспериментальной программы является исследование свойств практически неизвестного флуктон-флуктонного взаимодействия.

#### Основная идея

Мы предлагаем создать триггер на фотонах (пионах, каонах) при средних значениях быстроты и максимальных поперечных импульсах сталкивая легкие ядра (от лития до углерода), см. Рис.1.21. Вследствие кинематических ограничений такой триггер будет отбирать только флуктон-флуктонные (ФФ) взаимодействия.

Такой отбор увеличивает отношение сигнал (флуктон-флуктонное столкновение) к фону (другие возможные ион-ионных столкновения) на несколько порядков. Чем ближе энергия триггерной частицы к максимальной энергии ядер, тем должна быть ниже внутренняя энергия остаточной барионной системы. Следовательно, время жизни такой системы должно быть значительным. Высокая плотность более малой по размерам системы достаточна для того чтобы говорить о среде потому что длина свободного пробега уменьшается с ростом плотности. После реализации предлагае-

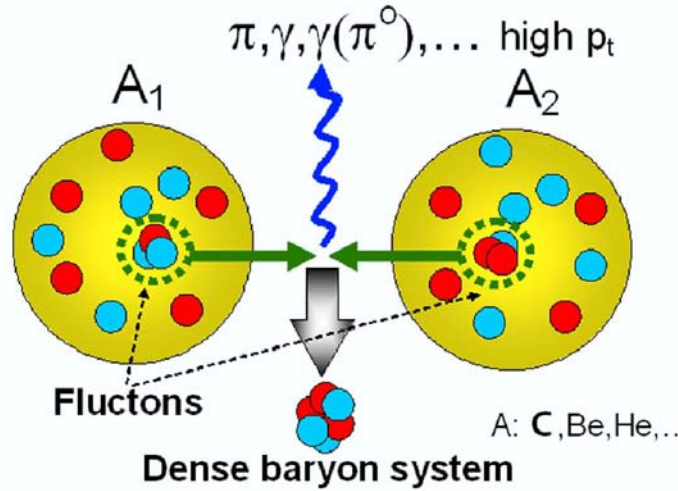


Рис. 1.21: Схема процесса флуктон-флуктонного столкновения

мого триггера мы планируем начать программу исследований свойств плотной мультиматериальной системы в конечном состоянии. Предсказанные свойства (такие, например, как сверхпроводимость [147] или увеличение выхода странности [41]) плотной барионной системы должны быть проверены экспериментально. Кроме этого, планируется изучать изоспиновые состояния системы и ее пространственно-временные характеристики. Возможен поиск экзотических частиц, таких как дибарионы. В этой связи, важно упомянуть исследовательские программы обсуждаемые в середине 80-тых годов по поводу кумулятивных процессов [151]. Некоторые из этих предложений (хотя и с модификациями) и список вопросов до сих пор остаются нерешенными проблемами. Предлагаемый ниже список задач должен быть разделен на следующие части. В первых двух задачах должна быть проверка эффективности триггера; следующие три - последствия различных симметрий и последние два посвящены абсолютно новым явлениям в плотной материи.

### Предлагаемая программа измерений и общие требования к детектору

Детектор должен быть оснащен триггером на флуктон-флуктонное взаимодействие. Возможность создания такого эффективного триггера была экспериментально доказана в ИТЭФ на экспериментальной установке FLINT (FLuctonINTeraction) Реализация триггера основана на регистрации фотонов с большим  $p_t$  в области средних быстрот. Максимальное значение кумулятивного числа достигало на первой стадии эксперимента  $X_1 + X_2 \sim 5$ , см. Рис.1.22. Здесь  $X_1$  и  $X_2$  минимальные количества нуклонов рассеиваемых и мишени соответственно.

Кроме фотонного возможны схемы триггера с регистрацией высокоэнергетичного пи-мезона, каона или  $\phi$ -мезона. Список детекторных подсистем для различных задач приведен в таблице 1.4.

#### 1. кластеризация

Один из ожидаемых эффектов - барионная кластеризация в импульсном пространстве. Если сталкиваются легчайшие ядра и большинство нуклонов являются частями флуктона, то распределение относительных импульсов участ-

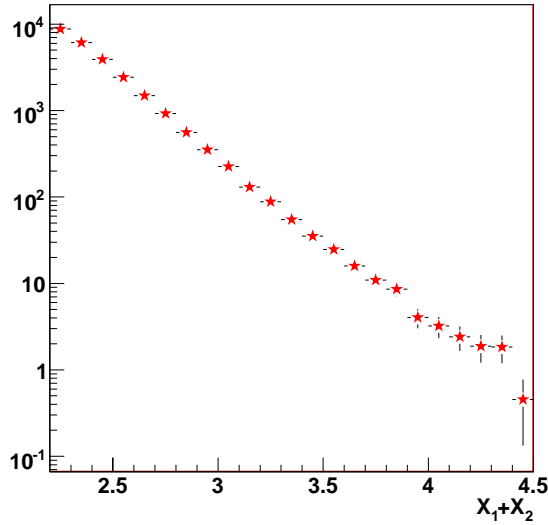


Рис. 1.22: Фотонный спектр  $X_1 + X_2$ .

вующих барионов должны стать более узкими чем в распределении полных импульсов барионных пар.

Для более тяжелых ядер, например углерода, должен наблюдаться изгиб в распределении относительных импульсов. Этот изгиб разделяет пары включенные в плотную и холодную барионные системы от других пар, подобно изгибу в спектре нуклонов в области, где наблюдается отличие между спектаторами и остальными частицами. Спектаторы сталкивающихся ядер (тех для которых кластеризация тривиальна) должны быть исключены из этого анализа. Позиция кластера в импульсном пространстве модельно независима.

Ожидается, что кластер должен находиться в области средних быстрых. Таким образом, должны быть идентифицированы и измерены импульсы барионов при  $y \sim 0$   $0 < p_t < p_{trig}$ .

## 2. фемтоскопия

Ожидаемым проявлением плотной барионной материи может быть также кластеризация барионов в координатном пространстве и увеличение времени жизни кластеров по сравнению с временем эмиссии частиц вне кластера. Это следствие может быть экспериментально проверено с помощью корреляционного метода (фемтоскопии). Разницы в корреляционных функциях  $\pi$ ,  $K$ ,  $\phi$ ,  $\gamma$  позволяют нам исследовать эволюцию кварковой материи. Фемтоскопические измерения в предлагаемом исследовании нуждаются в контроле плотности и времени жизни образованных барионных систем. Разделяя вторичные барионы на те, что включены в плотные кластеры, сформированные флуктон-флуктонным взаимодействием ( $N_c$ ) и другие ( $N_p$ ) (спектаторы не рассматриваются), можно ожидать иерархию размеров  $r(Nc1, Nc2) < r(Np, Np) < r(Nc, Np)$ .

## 3. изотопическая симметрия

В плотных системах фермионов с нарушенной симметрией имеется тенденция к ее восстановлению. В частности, отношения сечений выхода частиц - компонент

некоторого изомультиплета должно быть близко к единице [152]. Это заключение тривиально для изосимметричных ядер, но становится нетривиальным для  $He^3 + He^3$  столкновений и для асимметричного триггера (например По заряженным пионам или каонам). Экспериментальная программа включает измерения  $p/n, \pi^+/\pi^-$  отношений.

#### 4. странность

Другая нарушенная симметрия ( $SU(3)$ ) также имеет тенденцию к восстановлению в условиях высокой барионной плотности. Это возможно при одинаковых выходах различных компонент барионного октета. Однако при увеличении выхода (например)  $\Lambda$  - барионов должно сопровождаться увеличением выхода каонов (сохранение странности). При энергиях сталкивающихся ядер в несколько ГэВ/нуклон дефицит энергии должен быть согласован с минимальной массой мишени (кумулятивное число) [153]. Выход странных частиц более вероятен чем для частиц с нулевой странностью из-за кинематических условий (то же кумулятивное число). Если дополнительные каоны приводят кумулятивное число к величине превышающей сумму масс сталкивающихся ядер, то такой случай представляет особый интерес, так как при этом выход  $\Lambda$  возможен только при существовании пентакварка, например  $(qqqq\bar{s})$  или (и) дибариона  $(qqqqqq\bar{s})$ . Увеличение выхода странных частиц рассматривается как указание на кварк-глюонную плазму в результате процесса подобному  $gg \rightarrow s\bar{s}$  [41]. Идентификация вершины слабого распада играет важную роль в регистрации странных барионов ( $\Lambda, \Xi^-$ ). Типичное расстояние между первичной вершиной и точкой распада  $\sim 1$  см. Такая специфика приводит к дополнительным требованиям к вершинному детектору. Восстановление  $\Sigma^0$  (разделение  $\Sigma^0$  и  $\Lambda$ ) требует идентификации фотона. Идентификация  $\Sigma^-$  требует идентификации нейтронов, а  $\Sigma^+$  требует идентификации нейтральных пионов.

#### 5. векторные мезоны

В кумулятивных процессах ожидается увеличение выхода резонансов и частиц с большими значениями спина. В частности, отношение выхода векторных мезонов к скалярным должно увеличиваться с кумулятивным числом (эффект предсказан А.М. Балдиным) [154].

#### 6. экзотика

Как следствие из требований принципа Паули, роль экзотических состояний должна увеличиваться в условиях плотной фермионной среды. В частности, образование дикварков будут предпочтительнее рождения дибарионных резонансов. Легкие пентакварки типа  $(4qs)$  или дибарионы типа  $(7qs)$  должны распадаться в нуклоны и фотоны.

#### 7. мультифермионные корреляции

Мультибозонные и мультифермионные эффекты должны появляться в плотной среде [155].

## Оценка возможностей триггера

Эффективность триггера (см. Таб. 1.5) оценивалась из экспериментальных данных собранных коллаборацией FLINT в ИТЭФ с детектором 4 $\pi$  геометрии при светимости около  $10^{30} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ .

**Таблица 1.4:** Детекторные подсистемы для разных программных задач (++) необходимые (+) желательные

	ECAL	Вершина	Трекинг	Время пролета	Нейтрон
Триггер	++				
Кластер	++		++	++	+
Фемто	++		++	++	+
Изосимметрия	++	+	++	++	++
Странность	++	++	++	++	+
Мезоны	++	+	++	++	
Экзотика	++	+	++	++	+
Мультифермионы	++	+	++	++	+

**Таблица 1.5:** Ожидаемые числа событий как функция барионного содержания для  $10^6$  сек работы

$X_1 + X_2$	5	6	7
NICA	$10^5(\text{CC}); 10^4(\text{HeHe})$	$3 \cdot 10^3(\text{CC}); 3 \cdot 10^2(\text{HeHe})$	$10^2(\text{CC}); 10(\text{HeHe})$
RHIC	$10^3(\text{CC}); 10^2(\text{HeHe})$	30 (CC)	

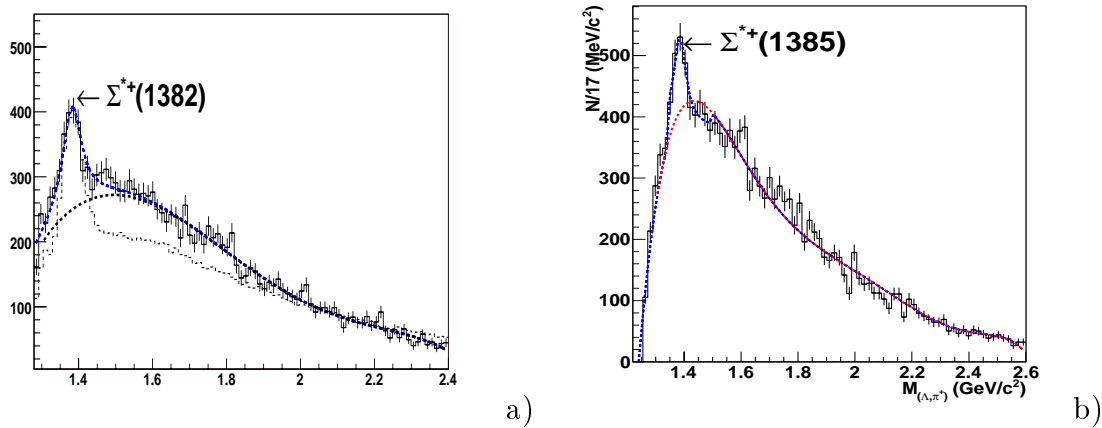
Оценки объема данных, необходимых для измерения параметров источника (фемтоскопии) со статистическими ошибками меньше 10%,  $\sim 2 \cdot 10^3$  событий.

### 1.7.2 Странные мультибарионные состояния

Наблюдение странных мультибарионных состояний представляет собой интересную возможность изучения свойств холодной плотной барионной материи и непертурбативной КХД [156, 157, 158, 159, 160, 161, 162, 163, 164, 165, 166, 167, 168].

Экспериментальные данные по столкновениям тяжёлых ионов ([167, 168]) показывают, что отношение  $K^+/\pi^+$  больше при энергиях BNL–AGS, чем при самых высоких энергиях CERN–SPS и даже при энергиях RHIC. Экспериментальное отношение  $\Lambda/\pi^+$  в реакции  $pC$  примерно в два раза выше, чем эта же величина в реакциях  $pp$  или  $pC$  в рамках модели FRITIOF при той же энергии [169]. Однако, не существует достаточных экспериментальных данных относительно рождения странных гипернов в адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях в области импульсов 4-50 ГэВ.

Недано было предсказано существование дискретных ядерных связанных состояний  $\bar{K}^0 p$  в рамках феноменологической модели Каонного Ядерного Кластера (Kaonic Nuclear Cluster, KNC), основанной на экспериментальной информации о длинах рассеяния  $\bar{K}^0 N$ , об атоме каонного водорода и о резонансе  $\Lambda^*(1405)$  [161, 162, 163, 164].



**Рис. 1.23:** а) Спектр  $\Lambda\pi^+$  для всех комбинаций при ширине бина  $12 \text{ МэВ}/c^2$ . б) Спектр  $\Lambda\pi^+$  в аксептансе MPD при ширине бина  $17 \text{ МэВ}/c^2$ . Прерывистая кривая - экспериментальный фон, профитированный полиномом.

Хотя такие состояния были предсказаны Высечем [165] некоторое время назад, лишь недавно доступность экспериментальных установок (КЕК [163, 164, 170], DISTO [171], FOPI [172], DAFNE [173, 174], and OBELIX [175]), в особенности - для изучения такого рода экзотических ядер, привела к первым экспериментальным результатам, которые инициировали оживлённую дискуссию и проект AMADEUS [176].

В работе [177] было показано, что рождение странности в протонной аннигиляции на ядрах и на водороде связаны с возможным формированием кварк-глюонной плазмы.

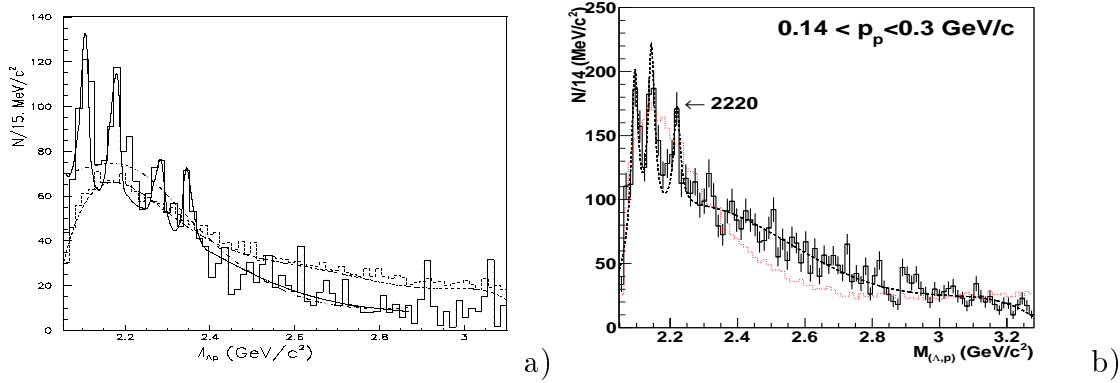
Следуя [167, 168], мы полагаем, что вышеупомянутый экспериментальный факт имеет место благодаря формированию 'капли' КГП.

Экспериментальное свидетельство в пользу дибарионов в системе  $(\Lambda p)$  впервые поступило от наблюдения узких резонансов с  $S = -1$  с помощью метода пропановой пзырьковой камеры [178, 179, 169] при импульсе пучка в  $7 \text{ ГэВ}/c$  [180], [181] и  $10 \text{ ГэВ}/c$  [182, 183], соответственно.

Согласно А.Галу [166], вопрос о ядерных состояниях  $\bar{K}^0$  пока далёк от своего экспериментального разрешения, так что необходимо дополнительное специально посвящённое этой задаче систематическое исследование.

### Спектры $(\Lambda, \pi^+)$ и $(\Lambda, p)$

**(Спектры  $\Lambda, \pi^+$ )** На рис. 1.23 показано распределение эффективных масс  $\Lambda\pi^+$  для всех 19534 комбинаций при ширине бина  $17 \text{ МэВ}/c^2$  при  $10 \text{ ГэВ}/c$  [181, 182, 183, 184, 185, 186, 187]. Размер бина сопоставим с экспериментальным разрешением. Верхняя прерывистая кривая (рис. 1.23,а) представляет сумму фона и функции Брейта-Вигнера. Фон (нижняя прерывистая кривая) представлен полиномом 8 порядка. Прерывистая гистограмма на рисунках изображает фон, смоделированный на основе модели FRITIOF. Разрешение по массе  $\Delta M/M = 0.7\%$ , ширина распада  $\Gamma \approx 45 \text{ МэВ}/c^2$ . Сечение рождения  $\Sigma^{*+}(1382)$  рано примерно  $1.1 \text{ мб}$  ( $600$  событий в пике,  $13\sigma$ ) для взаимодействия  $p + C$ , что в  $1.5$  раза превышает оценённое сечение. Этот наблюдаемый резонанс  $\Sigma^{*+}(1382) \rightarrow \Lambda\pi^+$  послужил хорошей проверкой данному методу. Геометрическая эффективность для распадов гиперонов приводит



**Рис. 1.24:** а) Спектр  $\Lambda p$  с идентифицированными протонами в области импульсов  $0.35 < P_p < 0.90$  GeV/c; б) Спектр  $\Lambda p$  для остановленных протонов в области импульсов  $0.14 < P_p < 0.3$  GeV/c. Прерывистая гистограмма соответствует событиям, смоделированным FRITIOF.

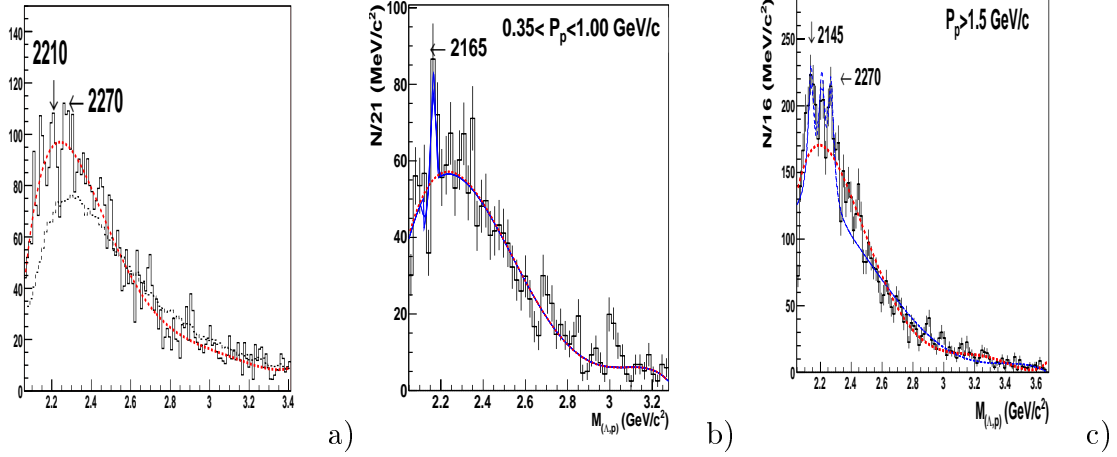
к общей вероятности детектирования в 25% для  $\Lambda$  и для гиперонов  $\Sigma^{*+}(1382)$ .

На рис. 1.23, б показан тот же спектр  $\Lambda\pi^+$  для 14102 комбинаций при геометрическом акцептансе детектора MPD(TPC) [188] и ширине бина  $16$  МэВ/ $c^2$  при импульсе  $\sqrt{s}=4.4$  ГэВ/c для реакций  $p+C$ . Прерывистая кривая представляет собой сумму полинома 8 порядка и одной функции Брейта-Вигнера (350 событий в пике,  $7.2\sigma$ ). Геометрическая эффективность для распадов гиперонов приводит к общей вероятности детектирования в 19 % для  $\Lambda$  и 15% - для гиперонов  $\Sigma^{*+}(1382)$ . Эти значения акцептансов уже содержат и относительную вероятность распада.

**(Спектры  $\Lambda, p$ )** В опубликованных докладах [181, 182, 183, 184, 185, 186, 187] инвариантная масса комбинации ( $\Lambda p$ ) с идентифицированными фотонами дана для интервала импульсов  $0.350 < P_p < 0.900$  ГэВ/c. Сплошная кривая представляет собой сумму фона, полученного полиномиальным методом, и четырёх кривых Брейт-Вигнеровских (BW) резонансов (Fig.1.24, а). Наблюдается значительное повышение в области масс 2100 ( $6.9\sigma$ ), 2175 ( $4.9\sigma$ ), и 2285 ( $3.8\sigma$ ) МэВ/ $c^2$ . Так же есть небольшие пики при массах of 2225 ( $2.2\sigma$ ) and 2353 ( $2.9\sigma$ ) МэВ/ $c^2$ .

На рис. 1.24, б) показано распределение инвариантных масс 4669( $\Lambda p$ ) комбинаций при ширине бина  $14$  МэВ/ $c^2$  для остановленных протонов в области импульсов  $0.14 < P_p < 0.30$  ГэВ/c. Прерывистая кривая представляет сумму полинома 8 порядка и четырёх Брейт-Вигнеровских кривых с  $\chi^2 = 30/25$ , полученным результатом фита. Имеются значительные повышения в области масс 2100 ( $5.7\sigma$ ), 2150 ( $5.7\sigma$ ), 2220 ( $6.1\sigma$ ), 2310 ( $3.7\sigma$ ) и 2380 ( $3.5\sigma$ ) МэВ/ $c^2$ . Значительный пик в области массы 2220 MeV/ $c^2$  ( $6.1\sigma$ ),  $B_K = 120$  МэВ, согласуется с предсказанием модели KNC [161] для канала  $K^-pp \rightarrow \Lambda p$ .

Распределение эффективных масс  $\Lambda p$  для 4523 комбинаций с импульсом релятивистского протона в области  $P > 1.5$  ГэВ/c показано на рис. 1.25 а), где события с неразделёнными ( $\Lambda K_s^0$ ) убраны. Сплошная кривая - полином 6 порядка ( $\chi^2/n.d.f = 271/126$ ). Фон для этого анализа экспериментальных данных основан на FRITIOF



**Рис. 1.25:** а) Спектр  $\Lambda p$  для релятивистских протонов с импульсом  $P_p > 1.5 \text{ GeV}/c$  при ширине бина  $11 \text{ MeV}/c^2$ . б) Спектр  $\Lambda p$  с идентифицированными протонами в области импульсов  $0.35 < P_p < 0.90 \text{ GeV}/c$  для акцептанса MPD. в) Спектр  $\Lambda p$  с релятивистскими протонами в области импульсов  $P_p > 1.5 \text{ GeV}/c$  для акцептанса MPD. Прерывистая гистограмма - моделирование с помощью FRITIOF.

и полиномиальном методе. Имеются значительные повышения в области масс 2150 ( $4.4\sigma$ ), 2210 ( $3.8\sigma$ ), 2270 ( $3.4\sigma$ ), 2670 ( $3.1\sigma$ ), и 2900 ( $3.1\sigma$ )  $\text{MeV}/c^2$ . Наблюдаемые пики для комбинаций с импульсом релятивистского протона  $P > 1.5 \text{ GeV}/c$  согласуются с пиками для комбинаций с однозначно идентифицированными протонами ( $0.350 < P_p < 0.900 \text{ GeV}/c$ ) и с остановленными в камере протонами  $0.14 < P_p < 0.30 \text{ GeV}/c$ .

Рис. 1.25, б) показывает спектр  $\Lambda p$  для 1421 комбинаций в области импульсов  $0.350 < P_p < 0.900 \text{ GeV}/c$  с геометрическим акцептансом детектора MPD(TPC) [188] при импульсе  $\sqrt{s}=4.4 \text{ GeV}/c$  для реакций  $p+C$ . Есть только один пик при массе 2165  $\text{MeV}/c^2$  ( $4.5\sigma$ ).

Рис. 1.25, в) показывает спектр  $\Lambda p$  для 14102 комбинаций с релятивистским протоном в области импульсов  $P_p > 1.5 \text{ GeV}/c$  с геометрическим акцептансом детектора MPD(TPC) [188] при импульсе  $\sqrt{s}=4.4 \text{ GeV}/c$  для реакций  $p+C$ , где события с неразделёнными ( $\Lambda K_s^0$ ) не убраны. Есть значительное повышение в области масс 2145 и 2270  $\text{MeV}/c^2$  ( $4.5\sigma$ ). Таким образом, акцептанс MPD(TPC) позволяет наблюдать значительные сигналы в области масс  $M_{\Lambda p} > 2130 \text{ MeV}/c^2$  и импульсов -  $P_p > 0.35 \text{ GeV}/c$ .

## Предложение

Ряд важных особенностей или экзотических странных состояний были наблюдаемы [183, 184, 185, 186, 187] в спектре эффективных масс для подсистем:  $(\Lambda, \pi^\pm)$ ,  $(\Lambda, \gamma)$ ,  $(\Lambda, \pi^+, \pi^-)$ ,  $(\Lambda, p)$ ,  $(\Lambda, p, p)$ ,  $(\Lambda, \Lambda)$ ,  $(\Lambda, p, \pi^-)$ ,  $(\Lambda, K_s^0)$ ,  $(K_s^0 \pi^\pm)$  и  $(K_s^0 p)$ . Идентифицированы известные состояния  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^{*+}$  (1385),  $\Xi^-$  и  $K^{*\pm}$  (892) из PDG, что является хорошим тестом для этого метода. Обнаружено усиленный выход для всех идентифицированных гиперонов.

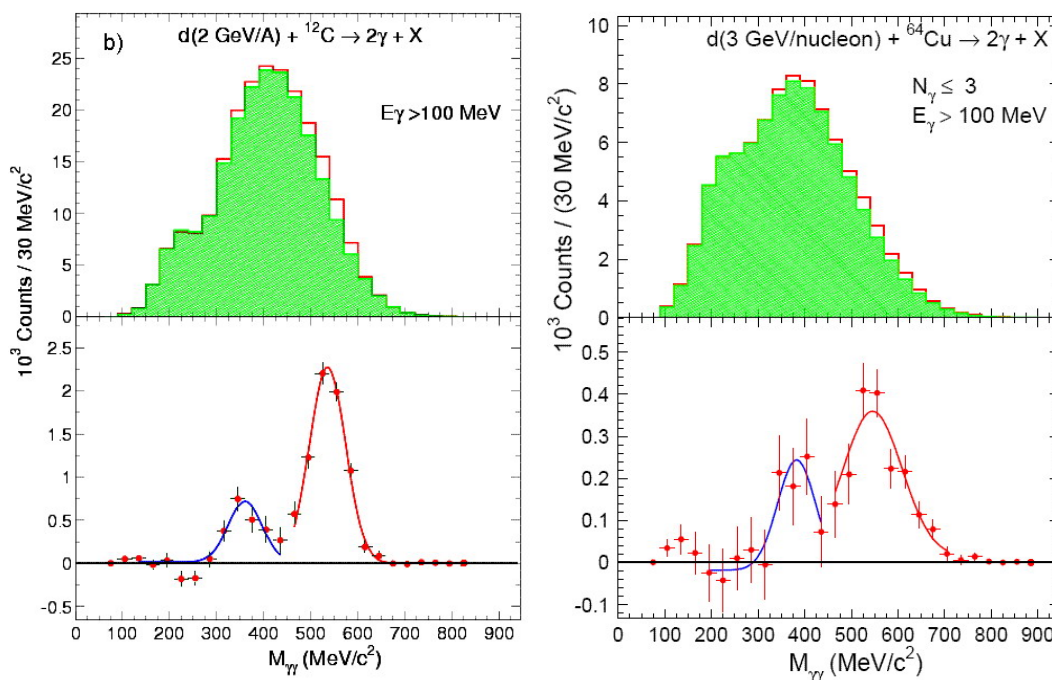
Поиск и изучение экзотических странных мультибарионов в подсистемах  $\Lambda$  and  $K_s^0$  на установках MPD(NICA, JINR), CBM(FAIR, GSI), p07(JPARC, KEK),



OBELIX(CERN) и AMADEUS(DAFNE, INFN) может предоставить информацию об их природе и свойствах, и может стать проверкой для полученных данных РВС. Необходимы эксперименты с более высокой статистикой и с разрешением по массе  $\approx 1\%$ .

### 1.7.3 Исследование двухфотонных распределений

Важным источником информации является двухфотонный распад легких мезонов. В частности,  $\gamma\gamma$  распад легких скалярных мезонов может рассматриваться как хороший инструмент установления его природы. Также скалярный-изоскалярный сектор представляет большой интерес так как большое число состояний, как известно, (включая возможных кандидатов в глюболы) могут быть включены в один мультиплет. К сожалению, существующая экспериментальная информация из  $\pi\pi$  рассеяния весьма противоречива для промежуточных энергий и отсутствуют данные закрывающие эту брешь. Этот факт уже многие годы затрудняет получение окончательных заключений о  $\pi\pi$  рассеянии при малых энергиях или в области сигма-мезона. Интерес к исследованию рождения фотонных пар находится в списке актуальных проблем.



**Рис. 1.26:** Распределения инвариантных масс  $\gamma\gamma$  пар с (вверху) и без (внизу) удаления фона. Левые и правые рисунки получены при энергиях 2.75 ГэВ и 3.83 ГэВ на нуклон соответственно. Представленные кривые есть гауссовская аппроксимация экспериментальных точек.

1. Для прояснения природы и дальнейших исследований резонансов наблюдаемых в спектрах инвариантной массы  $\gamma\gamma$ -пар в dC-взаимодействиях при 2.75 ГэВ на нуклон и dC-взаимодействиях при 3.83 ГэВ на нуклон (смотрите Рис.1.26) [189]. Коллайдер NICA позволяет сканировать энергетическую и массовую зависимость рождения резонансов в ионных столкновениях.

2. Для исследования ряда свойств спектров инвариантных масс  $\gamma\gamma$ -пар в интервале энергий 270-750 МэВ ограниченной пределами восстановления киральной симметрии [2, 3].
3. Вследствии странности ( $s\bar{s}$ ) в  $\eta$ -мезонах, сравнение рождений  $\eta$  и  $\pi^0$  позволяет прояснить механизм рождения мезонов. Указание на разницу между механизмами рождения  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов была получена из сравнения спектров в околопороговой области [190, 191, 192, 193].
4. Исследования  $\pi^0$ -мезонов представляет интерес с точки зрения возможностей NICA. Сканирование спектра ядро-ядерных столкновений позволяет обнаружить сигналы  $\pi$ -конденсатного состояния: действительно ли свойства пионного вакуума меняются при сильном КХД поле в плотной ядерной материи?

# Глава 2

## Концепция детектора MPD

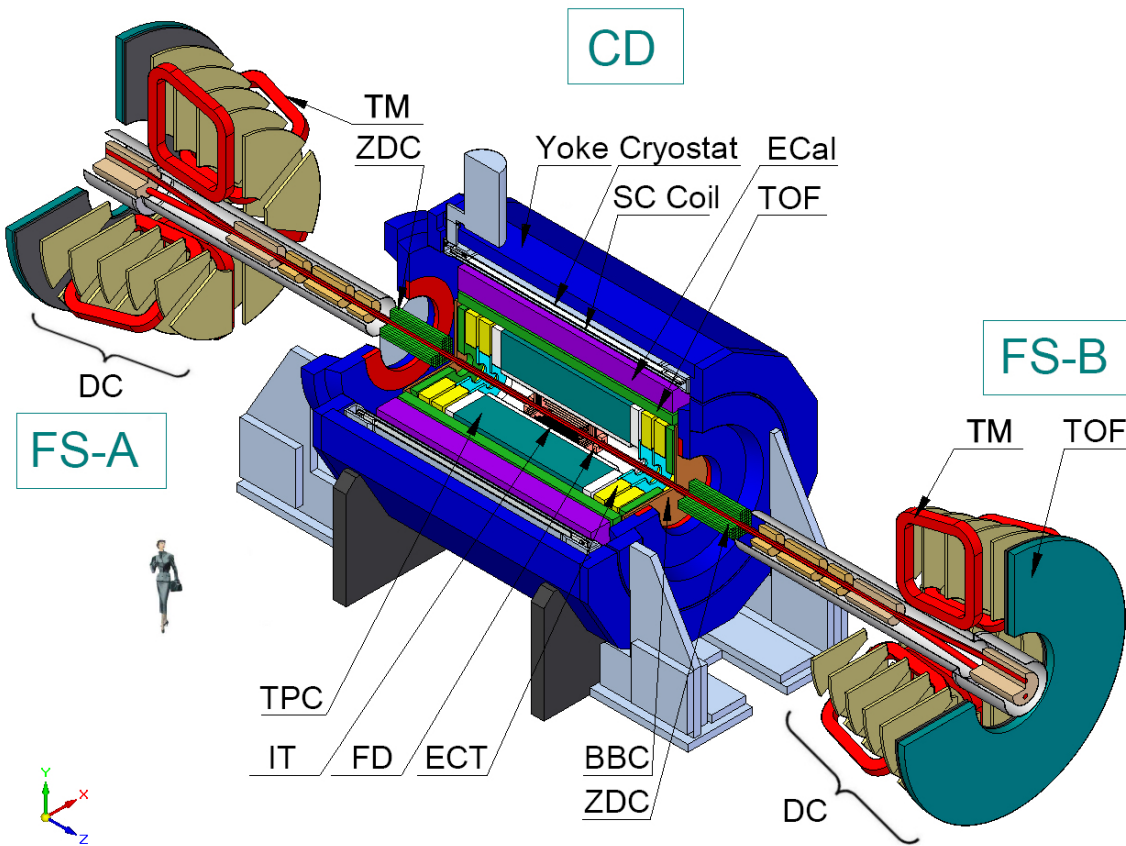
### 2.1 Общий дизайн детектора

Создание детектора, способного использовать все преимущества ускорителя с высокой светимостью NICA, является очень сложной задачей. Для изучения фазовой диаграммы сильно-взаимодействующей материи детектор должен эффективно идентифицировать продукты соударения ядер и измерять их параметры при высоких нагрузках в широком диапазоне фазового пространства. Несомненно, такой детектор должен быть построен с учетом последних достижений в электронике и методике регистрации ядерных частиц. Тем не менее, рекордные параметры установки должны быть достигнуты при умеренной стоимости экспериментальной установки.

В настоящее время не существуют и не планируются экспериментальные установка, которые удовлетворяли бы перечисленным выше требованиям. Установка MPD, отвечающая таким требованиям (Рис. 2.1) состоит из центрального детектора (CD) и двух передних спектрометров FS-A and FS-B, расположенных вокруг ускорительной камеры симметрично относительно центра установки. Размер установки вдоль пучка ограничен магнитными линзами накопительных колец коллайдера и составляет 800 см. Диаметр центрального детектора (400 см) является результатом компромисса между необходимостью достаточной время-пролетной базы и длиной трека для точного определения типа частиц и их импульса, с одной стороны, и жестким требованием к однородности магнитного поля и разумной стоимостью магнитной системы, с другой.

На Рис.2.2 показаны схема и основные размеры центрального детектора. Он состоит из цилиндрической и двух торцевых частей. Все они расположены в магнитном поле. Цилиндрическая часть состоит из различных типов детекторов, расположенных вокруг области столкновения пучков. Основное назначение этих детекторов - определение типа нейтральных и заряженных частиц и их импульса в широком диапазоне псевдобыстрот  $|\eta| \leq 1.2$ . Детекторы в торцевых частях идентифицируют частицы и измеряют их параметры под малыми углами в диапазоне псевдобыстрот ( $1.2 < |\eta| < 2$ ). Два передних спектрометра (FS-A and FS-B), включение которых в состав установки планируется позднее, перекрывают область вылета частиц в области псевдобыстрот от 2.0 до 3.0. Детальное перекрытие всей области псевдобыстрот в реакции столкновения ядер различными элементами детектора MPD представлено на Рис. 2.3.

Ионные пучки сталкиваются внутри прямого отрезка вакуумной камеры ускорителя.



**Рис. 2.1:** Общий вид MPD: CD-центральный детектор, FS-A, FS-B - два передних спектрометра. Подсистемы MPD: сверхпроводящий соленоид (SC Coil) и ярмо магнита, внутренний детектор (IT), трековый детектор на основе тонкостенных трубок, время-проекционная дрейфовая камера (TPC), время-пролетные счетчики (TOF), электромагнитный калориметр (EMC), быстрые передние детекторы (FFD), счетчики столкновения пучков (BBC), калориметр под нулевыми углами (ZDC).

теля, область столкновения пучков имеет размер  $|z| \leq 25$  см.

Цилиндрическая часть MPD Рис.2.2 включает в себя трековую систему и систему идентификации частиц. В качестве основной трековой системы была выбрана время-пролетная дрейфовая камера (TPC). Ее дополняет внутренняя трековая система на основе кремниевых полупроводниковых детекторов (IT), окружающих область соударения пучков. Оба детектора обеспечивают точное восстановление трека частиц и их импульса, а также определение вершин распада частиц. Внутренний детектор представляет 4-слойный октаэдр, составленный из плоских кремниевых пластин со считыванием координаты с обеих сторон и окружающий область взаимодействия пучков.

Прецизионная время-пролетная система (TOF) должна обеспечить идентификацию заряженных частиц с импульсами до 2 ГэВ/с в широкой области псевдобыстрот. Быстрый передний детектор (FFD) обеспечивает стартовый сигнал для время-пролетной системы.

Основное назначение электромагнитного калориметра (EMC) - идентификация электронов и фотонов, а также измерение их энергии. Высокая гранулярность кало-

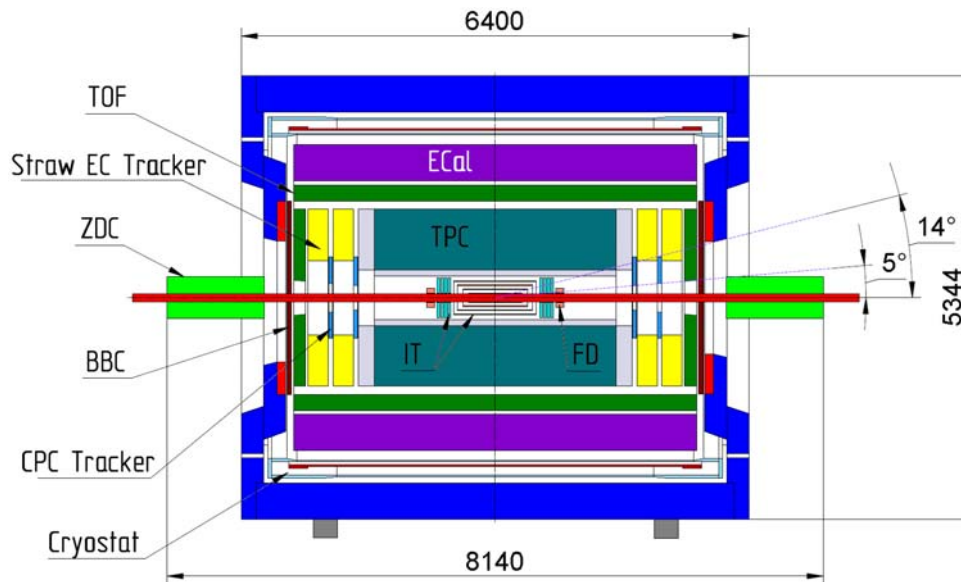


Рис. 2.2: Расположение подсистем в центральной детекторе MPD и их размеры.

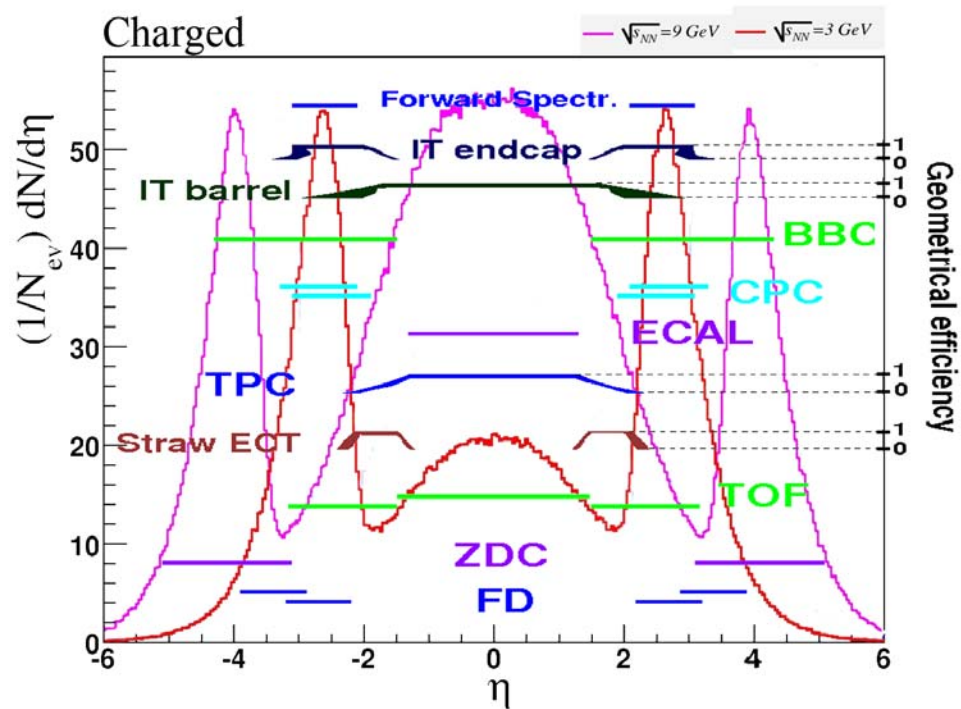


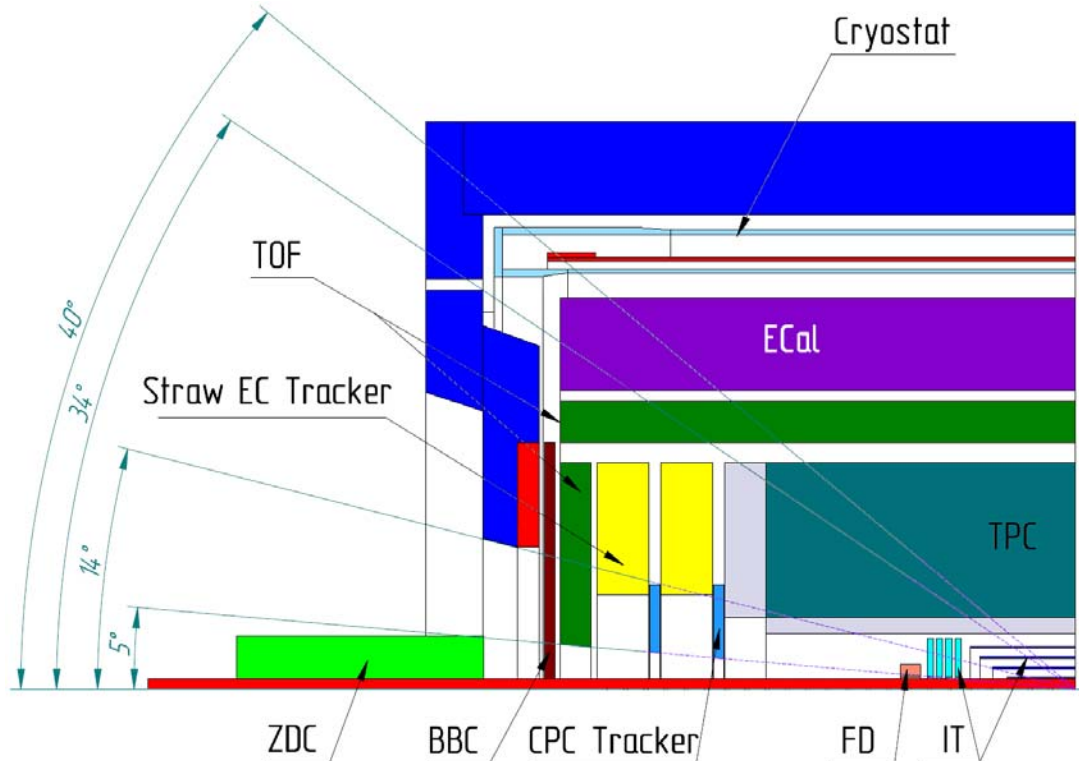
Рис. 2.3: Перекрывание по псевдобыстротам различными подсистемами MPD.

риметра наряду с хорошим энергетическим и временным разрешением существенно улучшает возможности идентификации частиц в детекторе MPD. На данный момент рассматриваются две возможные опции конструкции калориметра: первая на основе кристаллов, вторая основывается на многослойной сборке поглотитель-детектор типа “шашлык”.

Для расширения области регистрации частиц в передней области, где трековая эффективность ТРС уменьшается, предусмотрены торцевые трековые системы (ЕСТ) на основе пропорциональных трубок типа строу. Трековые системы (ЕСТ) расположены на обоих торцах МРД непосредственно за считывающими камерами ТРС. Для регистрации частиц в области псевдобыстрот  $|\eta| > 2$  служат два газовых трековых детектора со считыванием сигналов с катодных плоскостей. Торцевые трековые системы позволяют измерять с хорошей точностью азимутальный угол и импульс частиц.

Для регистрации частиц, испущенных под очень малыми углами, используются быстрые передние детекторы (FFD), счетчики столкновения пучков (BBC) и калориметры под нулевыми углами (ZDC). Перечисленные детекторы используются в триггере, для определения центральности соударения и восстановления точки взаимодействия ядер.

В рассматриваемой структуре МРД можно выделить три области с характерным методом и точностью измерения: центральная часть  $|\eta| < 1.2$ , передняя область  $1.2 < |\eta| < 2$  и область, в которой импульс частиц измеряется довольно грубо  $2 < |\eta| < 3$  (Рис. 2.4).



**Рис. 2.4:** Вид в разрезе одной четверти центрального детектора. Показаны три характерные области углов (псевдобыстрот):  $|\eta| < 1.2$  перекрывается внутренней трековой системой, TPC, цилиндрической частью TOF и ECal, область  $1.2 < |\eta| < 2.0$  - частично перекрывается TPC, Straw ECT, TOF. В области  $2 < |\eta| < 3$  мы имеем Si диски, CPC трековые детекторы и время-пролетную систему (TOF). ZDC, FFD, BBC работают вблизи нулевых углов  $|\eta| > 3$ .

Как уже было отмечено окончательное решение о создании передних спектрометров FS-A and FS-B будет принято после получения первых результатов с центрального детектора и формирования физической программы для этих спектрометров.

## 2.2 Магнит МРД

Магнит установки МРД (см. Рис. 2.1) предназначен для создания в его апертуре однородного магнитного поля с номинальным значением магнитной индукции 0.5 Тл (предельное расчетное значение 1 Тл). Конструктивно магнит состоит из сверхпроводящего соленоида, окруженного многогранным ярмом, замыкающим магнитный поток и участвующим в формировании однородного магнитного поля. Конструкция магнита и его рабочие характеристики подбирались с целью обеспечить высокую точность трекинга.

Для создания области высокой однородности магнитного поля в дрейфовом промежутке ТРС, в магните будут использованы дополнительные компенсационные катушки, расположенные в области полюсных частей магнита, а также и другие коррекционные катушки с малым числом ампер-витков для тонкой настройки однородности по результатам измерений карты поля.

Магнитная индукция 0.5 Тл обеспечит требуемое разрешение для импульсов частиц в диапазоне 0.1-3 ГэВ/с. Для измерения импульсов за пределами этого диапазона предполагается проведение циклов измерений с пониженной или повышенной индукцией магнитного поля.

### Требования к магниту

Для работы ТРС детектора требуется магнитное поле с высокой однородностью:

$$\int_0^{1500} \frac{B_r}{B_z} dz \leq 0.775$$

или для средней однородности

$$\left| \frac{B_r}{B_z} \right| = 5.2 \cdot 10^{-4}$$

Магнитное поле с такой однородностью требуется иметь в дрейфовом объеме ТРС, с размерами 2.2 м диаметром и 3 м длиной.

Для коррекции неоднородности магнитного поля, вызванной отверстиями в торцевых частях ярма (с угловым размером  $15^\circ$ ), будут использованы компенсационные катушки, расположенные как в области отверстий, так и на соленоиде.

### 2.2.1 Однородность магнитного поля

Проблема получения высокой однородности магнитного поля в дрейфовом объеме ТРС была важна как для аналогичных проектов в прошлом, так и для новых проектов (к примеру, для ИЛС).

На однородность магнитного поля оказывают влияние все параметры магнита: геометрия ярма и в особенности его полюсных частей; распределение тока в основной катушке; параметры дополнительных компенсационных катушек расположенных вне основной. На этапе НИОКР было изучено влияние всех известных нам параметров, протестированы различные дизайны полюсов и корректирующих катушек.

Для концептуального проекта был адаптирован магнитный дизайн, включающий компенсационные катушки в области полюса. Форма полюсов выбрана аналогичной

форме, использованной в магните детектора STAR [194]. Также использовано неоднородное распределение тока в соленоиде, как это предлагалось в магнитах детектора STAR и в проекте магнита для детектора на ILC (см. Рис. 2.5).

Неоднородное распределение тока в первом приближении моделировалось дополнительной катушкой, расположенной на поверхности основной, такой же толщины. При решении общей задачи оптимизации магнитного дизайна подбирались все параметры: токи, размеры и положение компенсационных катушек, геометрия полюсных частей. В качестве целевой функции при решении задачи оптимизации использовалось среднее значение неоднородности по объему TPC.

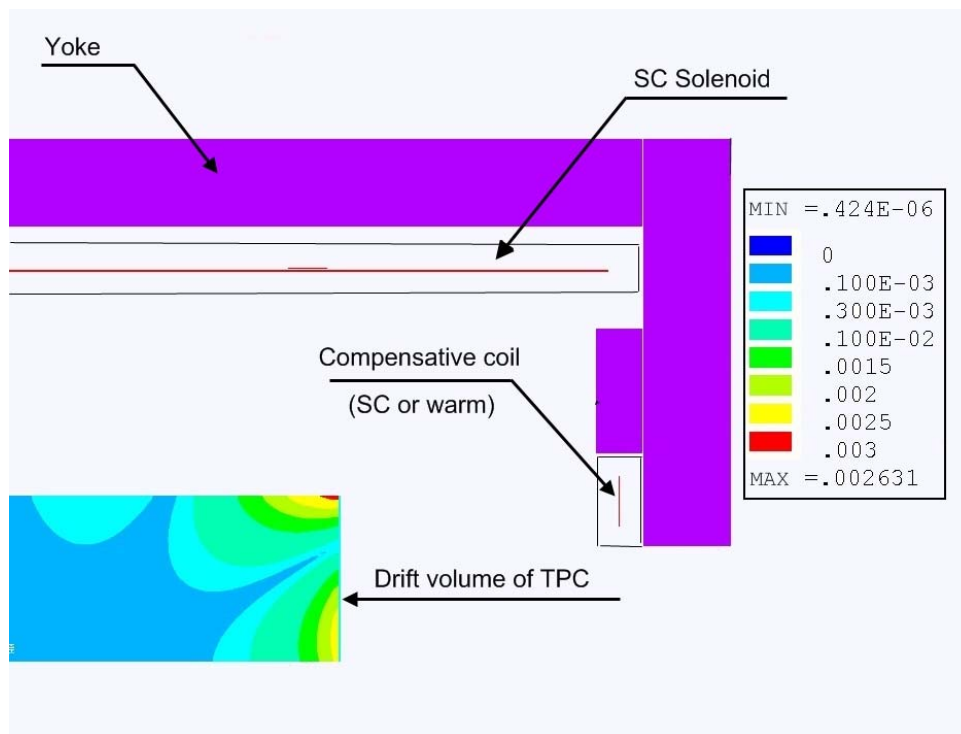


Рис. 2.5: Однородность магнитного поля в дрейфовом объеме TPC.

## 2.2.2 Конструкция магнита

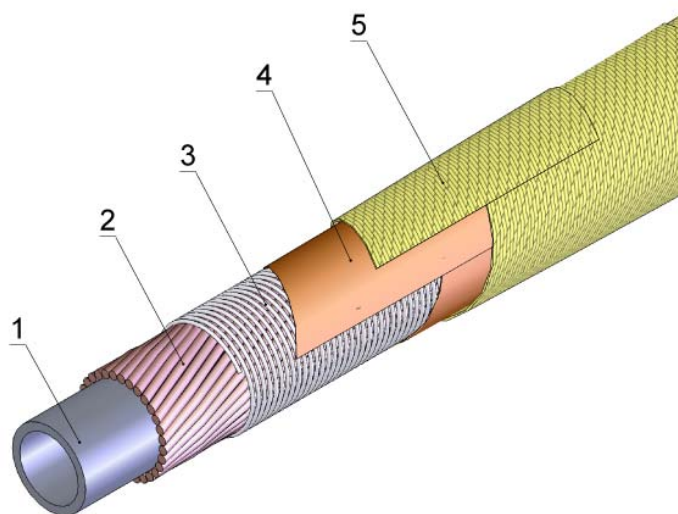
Магнит MPD состоит из сверхпроводящего соленоида и “теплого” железного ярма, что аналогично многим существующим и проектируемым соленоидальным магнитам для детекторов частиц. Конструкция сверхпроводящего соленоида отличается от общепринятой.

В качестве основы для изготовления соленоида выбрана технология с использованием трубчатого композитного сверхпроводящего кабеля, предложенная в ЛФВЭ и хорошо зарекомендовавшая себя в магнитах синхротрона Нуклотрон [195]. Использование указанной технологии позволит отказаться от изготовления прецизионного цилиндра из алюминия для банджа и охлаждения сверхпроводящей обмотки, который требуется в существующих соленоидах для детекторов частиц, а также от дорогостоящих приспособлений для осуществления намотки сверхпроводящего кабеля внутри такого цилиндра. Бандаж обмотки для предлагаемой конструкции можно изготовить другим, значительно более дешевым и доступным образом, а охлажде-



ние обмотки осуществить путем прокачки потока двухфазного гелия внутри охлаждающего канала кабеля. В ЛФВЭ имеется база для производства такого кабеля, требующая лишь модернизации существующего оборудования. Московский регион, и Дубна в частности, обладают необходимыми производственными мощностями для изготовления соленоида и криостата.

Ярмо магнита состоит из центральной многогранной (предварительно 12-гранной) части и двух торцевых элементов. Ярмо планируется изготовить сборным из частей малого веса с привлечением промышленности.



**Рис. 2.6:** Трубчатый сверхпроводящий кабель соленоида МРД: 1 – трубка с каналом для охлаждения; 2 – сверхпроводящий провод с изоляционным покрытием; 3 – синтетическая бандажная нить; 4 – полиамидная лента; 5 – стеклолента, пропитанная компаундом горячего отверждения.

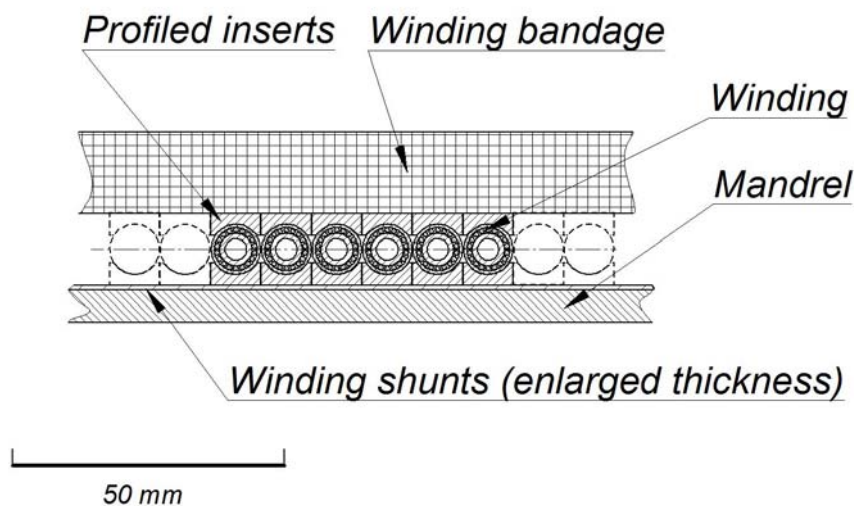
### Обмотка соленоида

Соленоид со средним радиусом обмотки 2.1 м и длиной 5.2 м должен иметь высокую однородность магнитного поля в апертуре в диапазоне изменения поля от 0.3 Тл до 0.7 Тл. Однослойную обмотку планируется изготовить из 10 элементов. Каждый элемент длиной по 0.52 м насчитывает 53 витка трубчатого сверхпроводящего кабеля (см. Рис. 2.6). Основные характеристики кабеля и сверхпроводящих проводов приведены в Табл. 2.1.

Намотка элемента обмотки осуществляется на внутреннюю оправку из нержавеющей стали. Как один из вариантов, каркас соленоида может быть сделан из нескольких колец, соединенных болтами. Каждое кольцо состоит из 6-12 частей, изготовленных из алюминиевого сплава с относительно высокой прочностью и подходящим электрическим сопротивлением. Последнее важно для того, чтобы использовать каркас в качестве первоначальной пассивной системы защиты от перехода. Снизу и сверху обмотки укладываются профилированные медные или алюминиевые вставки, заполняющие пустоты между витками, и закладываются электрические шунты-нагреватели обмотки, которые необходимы для защиты от перегрева при переходе

**Таблица 2.1:** Основные характеристики кабеля обмотки соленоида MPD.

<b>Кабель</b>		
Диаметр охлаждающего канала	м	$4 \cdot 10^{-3}$
Наружный диаметр трубки кабеля	м	$6 \cdot 10^{-3}$
Материал трубки		Cu-Ni
Число СП проводов		18
Шаг транспозиции проводов	м	0.1
Диаметр синтетической бандажной нити	м	$3 \cdot 10^{-4}$
Шаг намотки нити	м	$4 \cdot 10^{-4}$
Наружный диаметр кабеля с изоляцией	м	$9.2 \cdot 10^{-3}$
Длина в элементе	м	699
Общая длина в обмотке	м	6990
Максимальное напряжение растяжения при $I_{max}$	МПа	74.1
<b>Провод</b>		
Диаметр без изоляции	м	$8.5 \cdot 10^{-4}$
Наружный диаметр с изоляцией	м	$1.0 \cdot 10^{-3}$
Материал изоляции		органическая пленка
Сверхпроводник		NbTi/Cu
NbTi/Cu – объемное отношение		1/7.59
NbTi Диаметр сверхпроводящей нити	м	$1 \cdot 10^{-5}$
Максимальный рабочий ток, $I_{max}$	А	415.5



**Рис. 2.7:** Структура обмотки.

обмотки из сверхпроводящего в нормальное состояние. Каждый из шунтов соединен параллельно с одним из СП проводов-секцией соленоида. 18 таких пар соединены последовательно. Эти шунты-нагреватели используются в качестве второй пассивной системы защиты соленоида от перехода.

После намотки секция подвергается термообработке с целью полимеризации эпок-

сидного компаунда. Сборка элементов между собой осуществляется на стапеле. При этом механически соединяются между собой оправки отдельных элементов. Поверх собранных элементов послойно наматывается и подвергается термообработке опорный цилиндр. Затем производится соединение гелиевых охлаждающих каналов соленоидов с его подводными и отводящими гелиевыми трубопроводами, а также электрические соединения между всеми 180 проводами в 10 элементах обмотки. Планируется использовать оригинальный метод соединения сверхпроводящих проводов и кабелей с очень низким сопротивлением в месте спая [196]. Этот метод был предложен в ЛФВЭ и хорошо зарекомендовал себя в магнитах Нуклотрона.

Структура обмотки показана на Рис. 2.7

Основные характеристики обмотки соленоидов приведены в Табл. 2.2.

**Таблица 2.2:** Основные характеристики обмотки соленоидов MPD.

<b>Опорный цилиндр</b>		
Длина	м	5.1
Внутренний радиус	м	2.094
Наружный радиус	м	2.109
Материал	Стеклоткань с компаундом	
<b>Обмотка</b>		
Номинальное (максимальное) магнитное поле, $B_0$	Тл	0.5 (1.0)
Длина	м	5.0
Внутренний радиус	м	2.085
Наружный радиус	м	2.094
Число слоев		1
Число элементов обмотки		10
Число витков кабеля		530
Число витков провода		$18 \times 530$
Максимальный рабочий ток	А	415.5
Конструктивная плотность тока при	А/см <sup>2</sup>	8650
Индуктивность	Гн	316.1
Запасенная энергия при $E$	МДж	27.3
$E/(M1 + M2)$ - - отношение	кДж/кг	16.6
$E/(M1 + M2 + M3)$ - - отношение	кДж/кг	9.83

### Система охлаждения

Обмотка соленоидов охлаждается потоком кипящего гелия, который прокачивается внутри охлаждающего канала кабеля. Всего насчитывается 10 параллельных охлаждающих каналов. Каждый элемент соленоидов подключен параллельно к питающему и отводящему гелиевому коллектору. Рабочая температура обмотки - 4.6 К, номинальный расход жидкого гелия через соленоид около 80 л/час. Холодная масса обмотки составляет около 8 тонн. Охлаждение соленоидов планируется от сателлитного гелиевого рефрижератора с номинальной холодопроизводительностью 200 Вт, который будет установлен в непосредственной близости от MPD. Сателлитный ре-

**Таблица 2.3:** Основные характеристики системы охлаждения соленоида MPD.

<b>Холодная масса при 4.6 К</b>		
Проводник, $M_1$	кг	671
Охлаждающая трубка, $M_2$	кг	976
Медные вставки в пустотах между витками обмотки, $M_3$	кг	1129
Электрический шунт из нержавеющей стали, $M_4$	кг	66
Внутренняя оправка обмотки $M_5$	кг	3140
Опорный цилиндр, $M_6$	кг	1870
Всего	кг	7850
<b>Охлаждение</b>		
Метод		Принудительная циркуляция двухфазного $He$
Рабочая температура	К	4.6
Тепловая нагрузка при рабочих условиях	Вт	$\leq 37$
Тепловая нагрузка при заведении энергии	Вт	$\leq 73$
Номинальный массовый расход гелия	кг/с	$2.73 \times 10^{-3}$
Число параллельных охлаждающих каналов		10
Номинальный перепад давления в канале	кПа	20
Допускаемое давление в охлаждающем канале	МПа	10
Затраты времени на охлаждение от 300 К до 4.5 К	час	$\leq 50$
Расход гелия на охлаждение тоководов		отсутствует

фрижератор будет интегрирован в общую систему криогенного обеспечения комплекса NICA/MPD по линиям сжатого и обратного гелия, жидкого и газообразного азота, а также жидкого гелия. Расчетное значение потребления жидкого гелия в сателлитном рефрижераторе не превышает 20 л/час. Потребление жидкого гелия на охлаждение тоководов не планируется. Основные характеристики системы охлаждения соленоида приведены в Табл. 2.3.

### Источник электрического питания

Для электрического питания магнита MPD требуется источник постоянного тока на 500 А с напряжением до 16 В. Ввод тока в криостат осуществляется с помощью одной пары тоководов, не требующих для своего охлаждения расхода паров гелия. Тоководы охлаждаются за счет теплового контакта с тепловым экраном и опорным цилиндром. Источник питания снабжен системой индикации нормальной зоны по методу контроля баланса напряжения в плечах мостиковой схемы и системой эвакуации запасенной в магните энергии на гасящее сопротивление.

### Система защиты от перехода

Защита магнита от перегрева при его переходе из сверхпроводящего состояния в нормальное состояние решается с помощью секционирования соленоида и равномерного выделения энергии во всей обмотке. Для этого обмотка электрически разделена на

18 секций по числу изолированных проводов в кабеле. Запасенная в магните энергия диссипируется как на внешнем сопротивлении, так и в каркасе соленоида и на 18 шунтах - нагревателях, расположенных на внутреннем радиусе обмотки. Внешнее сопротивление  $R_e = 0.481$  Ом ограничивает максимальное напряжение относительно земли величиной  $\pm 100$  В. Шунты делят обмотку на 18 одинаковых секций, в каждой из которых последовательно соединен между собой один из проводов кабеля каждого из 10 элементов обмотки. Шунт электрически параллельно подсоединен к сверхпроводящему проводу своей секции и имеет хороший тепловой контакт со сверхпроводящим кабелем по всей его длине, что обеспечивает высокую скорость распространения нормальной зоны в обмотке. При величине сопротивления каждого шунта  $R_s = 0.27$  Ом постоянная времени процесса диссипации энергии не превысит 60 с даже без учета сопротивления в нормальной зоне:

$$\tau_1 = L/(R_e + \Sigma R_s) = 316.1/(0.481 + 18 \cdot 0.27) = 59.18 \text{ с}$$

Оценка максимальной температуры нагрева обмотки в результате её перехода в нормальное состояние выполнена при следующих допущениях: вся запасенная в соленоиде энергия диссипируется в сверхпроводящих проводах, мельхиоровой трубке и медных вставках; скорость распространения нормальной зоны  $v = \infty$ .

$$\Delta T \approx E/(M \cdot C)$$

где:  $E$  запасенная энергия при максимальном токе  $I_{max}$ ,  $M = M_1 + M_2 + M_3$ ,  $M_1 = 671$  кг - масса СП провода,  $M_2 = 976$  кг масса мельхиоровой трубки,  $M_3 = 1129$  кг масса медных вставок,  $C = 102$  J/(кг·К) среднее значение теплоемкости.

$$\Delta T \approx 27.3 \cdot 10^6 / (2776 \cdot 102) \approx 96.4 \text{ K}, \quad T_{max} \leq 100 \text{ K}, \quad E/M \approx 9.83 \text{ kJ/}$$

Во время заведения тока в соленоид будет наблюдаться ток и в шунте. Ток в шунте будет вызывать дополнительное тепловыделение в обмотке, величина которого пропорциональна скорости заведения тока. При допустимом значении тепловыделения в одном шунте 2 Вт минимальная допустимая длительность заведения максимального тока в соленоид составит 2.8 часа.

$$\tau = \sqrt{(E \cdot 2L / (\Sigma Q_s \cdot \Sigma R_s))}, (s),$$

где  $E$  запасенная энергия,  $L$  индуктивность соленоида.

$$\tau = \sqrt{(27.3 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 316.1) / (18 \cdot 2 \cdot 18 \cdot 0.27)} = 9932s$$

Основные характеристики системы эвакуации энергии из соленоида приведены в Табл. 2.4.

**Система индикации и контроля параметров.** Установка должна быть оснащена системой автоматического сбора, индикации и управления следующими параметрами: криогенная температура - 30 каналов; давление - 6 каналов; вакуум - 4 канала; уровень гелия в сборнике сателлитного рефрижератора - 1 канал и др.

**Таблица 2.4:** Основные характеристики системы эвакуации энергии.

Защита		
Минимальное время ввода энергии	час	$\leq 2.8$
Максимальная температура обмотки после пробоя	К	$\leq 100$
Количество шунтов		18
Сопротивление шунта	Ом	0.27
Максимальное напряжение	В	$\pm 100$
Сопротивление внешнего резистора	Ом	0.481

**Криостат.** Цилиндр подвешен к фланцу наружного кожуха криостата на 24 спицах (по 12 с каждого торца). Диаметр спицы - 10 мм, её длина при комнатной температуре - 150 мм. Теплоприток к гелию по каждой из 24 спиц не превысит 0,342 Вт при наличии промежуточного охлаждения спиц с помощью теплового моста с тепловым экраном при 80 К. Суммарный теплоприток к опорному цилиндру по спицам не превысит 8,2 Вт. Общая тепловая нагрузка при 4,5 К  $\leq 37$  Вт. Основные характеристики криостата для соленоида MPD приведены в Таблице 2.5.

**Таблица 2.5:** Основные характеристики криостата.

Криостат		
Длина	м	5,4
Диаметр Al теплового экрана при 80 К:		
Внутренний экран	м	4,08
Наружный экран	м	4,31
Диаметр вакуумного кожуха		
Внутренняя оболочка	м	4,0
Наружная оболочка	м	4,4
Число подвесок		24
Масса вакуумного кожуха	кг	9960
Масса Al теплового экрана	кг	1600

**Ярмо** Конструкция ярма магнита MPD предполагается аналогичной конструкции ярма магнита детектора STAR. Ярмо будет собираться из частей, размеры и вес которых должны обеспечить простоту и безопасность их транспортировки и сборки ярма. Число граней в ярме будет выбрано из требований на однородность поля.

## 2.3 Время-проекционная камера

### 2.3.1 Технические требования

Время-проекционная камера (ТРС) является основным трековым детектором МРД в центральной области быстрот. Совместно с внутренней трековой системой, системой времени пролета и электромагнитным калориметром, ТРС обеспечивает точное измерение импульса заряженных частиц, их идентификацию и определение вершины взаимодействия, а также разделение двух треков и измерение потерь энергии  $dE/dx$  для заряженных адронов и лептонов в интервале псевдобыстрот  $|\eta| < 1.2$  и поперечных импульсов  $p_t > 100$  MeV/c.

Электромагнитный калориметр будет обеспечивать, в сочетании с данными с ТРС, идентификацию электронов. ТРС должна позволять измерять  $dE/dx$  с высоким разрешением, достаточным для идентификации электронов с эффективностью более 90% и фактором подавления пионов более  $10^3$ . Регистрация треков заряженных частиц в области псевдобыстрот более 1.2 обеспечивается ТРС и торцевым трекером на основе дрейфовых трубок. Для того, чтобы достичь требуемое разрешение по импульсу и эффективность идентификации частиц в этой области псевдобыстрот, торцевые элементы ТРС и располагаемая на них электроника считывания должны иметь минимально возможное количество вещества. Количество вещества торцевых элементов и электроники считывания не должно превышать 15% радиационной длины.

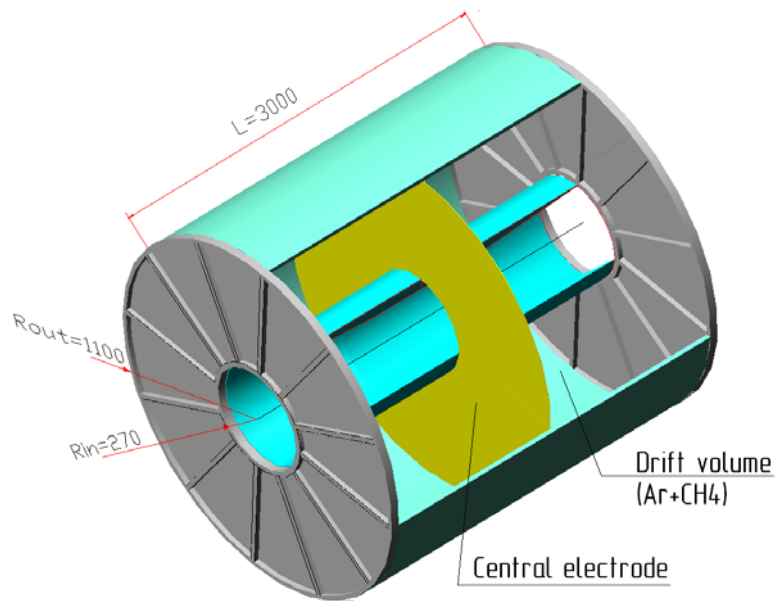
Из приведенных выше требований следует, что ТРС должна обеспечивать:

- высокую эффективность регистрации треков в интервале псевдобыстрот  $|\eta| < 1.2$ .
- разрешение по импульсу заряженных частиц 2% в области значений поперечных импульсов 300 МэВ/c.
- двухтрековое разрешение порядка 1 см для разделения треков частиц с относительным импульсом несколько МэВ/c.
- для идентификации адронов и лептонов разрешение по  $dE/dx$  должно быть лучше 8% [197].

Все эти требования должны быть обеспечены для  $Au + Au$  взаимодействий при проектной светимости  $10^{27} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  и соответствующей этой величине светимости частоте взаимодействий около 7 кГц. Множественность вторичных частиц составляет при этом  $\sim 800$  для центральных взаимодействий при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ.

Схематично ТРС представлена на рис. 2.8. Длина ТРС составляет 3 м, а диаметр - 2.2 м. Конструктивно ТРС выполнена по “обычной” структуре, широко используемой в других экспериментах. [197, 198, 199, 200]. Активный газовый объем ТРС образуется двумя коаксиальными цилиндрическими поверхностями со встроенными в них с обоих торцов падовыми плоскостями. Однородное электрическое поле в активном объеме, необходимое для дрейфа электронов, формируется с помощью тонкого центрального электрода, концентрических полевых цилиндров и торцевых считывающих плоскостей. Однородность электрического поля является важным фактором, поскольку точность реконструкции трека составляет менее 1 мм, а длина дрейфа электронов достигает 1,5 м.

Для регистрации информации о треках заряженных частиц в ТРС используются многопроволочные пропорциональные камеры (MWPC) с катодным считыванием. Заряд наводится на падах и его величина измеряется в зависимости от времени. Ве-



**Рис. 2.8:** *Схема MPD TPC.*

личина заряда измеряется с помощью предусилителя-формирователя с последующей оцифровкой. Для каждого сегмента трека измерение времени дрейфа обеспечивает определение координаты вдоль оси камеры, а сигналы с падов - в плоскости MWPC. Наведенный заряд распределяется между несколькими соседними падами, что позволяет восстанавливать точки трека с точностью до малых долей ширины пада.

Каждый торец камеры оборудован 12 секторами MWPC (всего 24 сектора на обеих сторонах). Покрываемая площадь составляет около  $8.0 \text{ м}^2$ . Камеры выполнены в виде одинаковых модулей, закрепляемых на алюминиевых торцевых плоскостях и специализированном поддерживающем колесе, сопряженном с торцевыми плоскостями. Для того, чтобы иметь разумную величину загрузки и обеспечить требуемые точность  $dE/dx$  и пространственное разрешение сигналы будут считываться с 80000 падов разных размеров. Пады группируются в два сектора. Внутренний сектор падов покрывает область с наивысшей плотностью треков вблизи внутреннего радиуса TPC и должен быть оптимизирован для достижения высокого двухтрекового разрешения. Внешний сектор оптимизирован для измерений  $dE/dx$  для надежной идентификации частиц. Основные параметры TPC представлены в Таблице 2.6.

### Дрейфовый объем

Радиальные размеры TPC должны быть согласованы величиной напряженности магнитного поля. Импульсное разрешение зависит от длины трека заряженной частицы, поэтому желательно иметь насколько возможно меньшим внутренний радиус и большим - внешний. Также для представленной структуры MPD малый внутренний радиус желателен для точного сопряжения треков в камере с треками во внутренней трековой системе. Ожидаемая плотность треков в акцептансе TPC в центральных Au+Au столкновениях позволяет заключить, что внутренний радиус величиной 35 см является приемлемым. Длина треков в TPC должна быть достаточной для достижения требуемого импульсного разрешения при величине поперечного импульса до 3 ГэВ/с в магнитном поле 0.5 Тл.



Таблица 2.6: Основные параметры MPD TPC.

Параметр	Величина
Длина TPC	340 см
Внешний радиус	110 см
Внутренний радиус	27 см
Внешний радиус дрейфового объема	100 см
Внутренний радиус дрейфового объема	35 см
Длина дрейфового объема	150 см (каждой половины)
Катод	Мембрана в центре
Напряженность электрического поля	$\sim 140$ В/см
Напряженность магнитного поля	0.5 Тл
Дрейфовый газ	90% Ar+10% метана при атмосферном давлении + 2 мбар
Скорость дрейфа	5.45 см/мкс
Время дрейфа	$\sim 28$ мкс
Поперечная диффузия	230 мкм/см <sup>0.5</sup> при магнитном поле 0.5 Тл
Продольная диффузия	360 мкм/см <sup>0.5</sup>
Число камер считывания	24 (12 на торцевую плоскость)
Множественность (центральное столкновение)	$\sim 800$
Число падов	$\sim 80000$
Число падов после подавления нулей	$< 10\%$
Размер пада	4x10 мм <sup>2</sup> во внутреннем секторе 6x12 во внешнем секторе
Пространственное разрешение	$\sigma_z \sim 1$ мм, $\sigma_x \sim 0.6$ мм, $\sigma_y \sim 0.8$ мм
$dE/dx$ разрешение	$\sim 8\%$
Максимальная частота событий	$\sim 5 - 7$ кГц ( $L \cdot 10^{27} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ )
Время формирования сигнала электроники	$\sim 180$ нс (FWHM)
Отношение сигнал/шум	20:1
Динамический диапазон сигналов	10 битов
Частота сэмплинга	12.5 МГц
Глубина сэмплинга	350 временных бинов

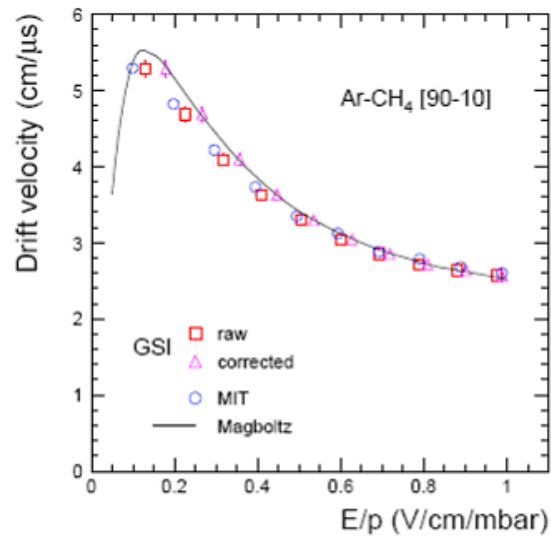
## Газовая смесь

Активный объем TPC заполняется газовой смесью (P10) 90% аргона и 10% метана при избыточном давлении 2 мбар. Избыточное давление должно быть незначительным насколько это возможно для уменьшения многократного рассеяния в газе TPC.

Приведенная выше газовая смесь широко используется в TPC [198, 199, 201]. Ее привлекательность в том, что она обеспечивает высокую скорость дрейфа, достигающую максимума при низком электрическом поле. При напряжении, отвечающем максимуму скорости дрейфа, скорость дрейфа стабильна и нечувствительна к малым изменениям температуры и давления. Низкие рабочие напряжения значительно упрощают конструкцию активного объема камеры.

Другая подходящая газовая смесь, основанная на неоне (90% Ne, 10% CO<sub>2</sub>), используется в ALICE TPC [199]. Она обеспечивает лучшее разрешение по импульсу

вследствие меньшего многократного кулоновского рассеяния в дрейфовом объеме. Однако, этот газ более дорогой и требуется высокая величина дрейфового поля для поддержания скорости дрейфа выше 2 см/мкс, а также первичная ионизация значительно ниже.



**Рис. 2.9:** *Скорость дрейфа как функция электрического поля.*

Рисунок 2.9 показывает зависимость скорости дрейфа от величины электрического поля для газовой смеси P10 [202]. Скорость дрейфа достигает максимального значения 5.5 см/мкс при поле 140 В/см. Зависимости скорости дрейфа и коэффициента диффузии от концентрации Ar в газовой смеси показаны на рисунках 2.10—2.11. Коэффициент продольной диффузии в смеси Ar/CH<sub>4</sub> слабо зависит от содержания Ar при концентрациях ниже 90%. Его величина составляет 360 мкм/см<sup>0.5</sup> при дрейфовом поле 140 В/см. Константа времени формирования преусилителя должна быть равной дисперсии времени сбора облака электронов от ионизации при максимальной длине дрейфа в ТРС. Константа времени формирователя (полная ширина на полувисоте) должна составлять около 180 нс. Поперечная диффузия зависит от величины магнитного поля. При напряженности магнитного поля 0.5 Тл значение 230 мкм/см<sup>0.5</sup> было определено в работе [197].

Скорость дрейфа электронов изменяется при изменении температуры, давления и состава газа. Система с активной обратной связью будет использоваться для стабилизации скорости дрейфа. Ее работа основана на мониторинге времени дрейфа фотоэлектронов, испускаемых из высоковольтной мембраны ТРС под воздействием импульса излучения ультрафиолетового лазера. Изменения скорости дрейфа электронов будут непрерывно контролироваться с точностью 1 нс, что соответствует пространственной точности 55 мкм. Результаты эксперимента STAR [198] показывают, что изменение напряженности поля на 1 В приводит к изменению времени дрейфа на 0.5 нс на длине дрейфа 80 см. Скорость дрейфа электронов в газе должна быть известна с точностью 0.1% для того, чтобы преобразовать измеренное время в положение в пространстве с требуемой точностью. Вариации во времени сбора электронов

не должны превышать 25 нс. Поэтому требуемая стабильность электрического поля должна быть лучше, чем  $\pm 25$  В.

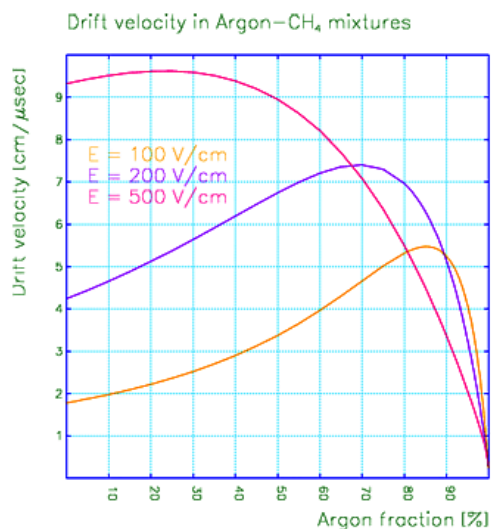


Рис. 2.10: Скорость дрейфа в смеси аргон-СН<sub>4</sub> в зависимости от содержания аргона.

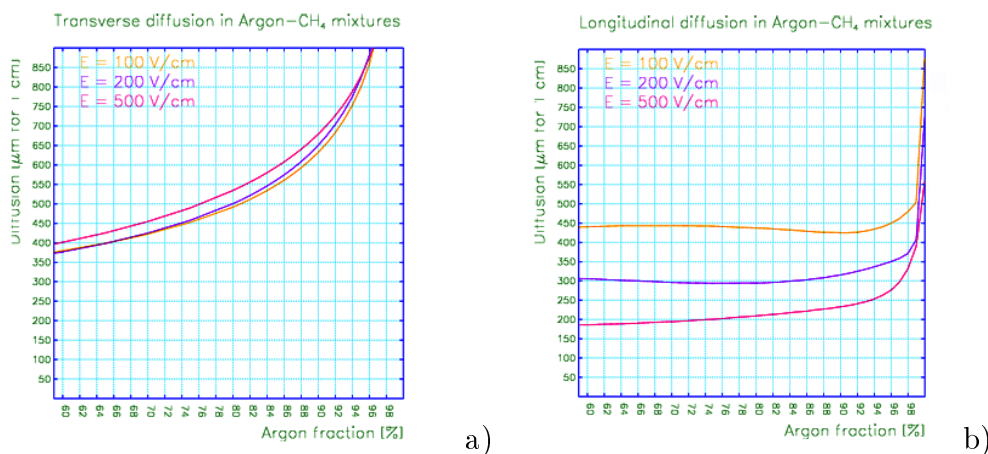


Рис. 2.11: а) Поперечная диффузия в смеси аргон-СН<sub>4</sub> в зависимости от содержания аргона. б) Продольная диффузия в смеси аргон-СН<sub>4</sub> в зависимости от содержания аргона.

### Давление газа

MPD будет детектировать частицы с относительно низкими энергиями, поэтому необходимо обеспечить минимальное количество вещества стенок ТРС, чтобы минимизировать многократное рассеяние. Следовательно, повышение давления газа и толщины стенок активного объема ТРС неприемлемо. Избыточное давление газа в дрейфовом объеме камеры не будет превышать 2 мбар.

## Магнитное (B) и электрическое (E) поле в ТРС

ТРС используется для измерения импульса заряженных частиц и угла вылета из вершины взаимодействия.  $z$  координата (вдоль оси пучка) определяется из измеренного времени дрейфа и известной скорости дрейфа.  $r\varphi$  координата определяется путем интерполяции сигналов, наведенных на падах катода. На каждом треке, пересекающем весь активный объем, в ТРС будут зарегистрированы около 50 точек.

Траекторией движения заряженной частицы в объеме ТРС является спираль, а ее проекция на торцевую плоскость - дуга окружности. Измерение сагитты этой дуги определяет радиус кривизны, который пропорционален поперечному импульсу частицы. Точность определения поперечного импульса связана с точностью измерения сагитты  $\delta s[\text{мм}]$  соотношением  $\Delta p/p = 0.027p\delta s/(l^2B)$ , где  $B[\text{Тл}]$  - модуль напряженности магнитного поля и  $l[\text{м}]$  - длина проекции траектории. Для МРД соответствующая ошибка в измерении сагитты составляет 280 мкм.

Скорость дрейфа электронов в газе как функция электрического  $E$  и магнитного  $B$  полей описывается уравнением Ланжевена:

$$\vec{v}_d = \frac{\mu}{1 + (\omega\tau)^2} \left( \vec{E} + (\omega\tau) \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{|\vec{B}|} + (\omega\tau)^2 \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B})\vec{B}}{|\vec{B}|^2} \right)$$

где  $\mu$  - подвижность электронов,  $\omega$  - циклотронная частота и  $\tau$  - средний свободный пробег между столкновениями с молекулами газа. В идеальном ТРС,  $E$  и  $B$  строго параллельны друг другу. В реальности наблюдаются отклонения полей от однородности, а также конечный угол между  $E$  и  $B$  из-за наклона активного объема ТРС в магните.

Вследствие цилиндрической симметрии ТРС и магнита преобладающими в возникновении азимутальных сдвигов являются радиальные компоненты полей. Азимутальный сдвиг в торце, обусловленный радиальной компонентой магнитного поля, определяется выражением:

$$\Delta r\varphi = \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \int_z^{z_{max}} \left( \frac{B_r}{B_z} \right) dz$$

Количественная оценка допустимых неоднородностей поля может быть определена из приведенного выше выражения положив его равным допустимой погрешности в измерении сагитты.

$$\int_z^{z_{max}} \left( \frac{B_r}{B_z} \right) dz = \Delta s \frac{1 + (\omega\tau)^2}{\omega\tau} = 0.775$$

$\omega\tau=2.34$  для 90%Ar + 10%CH<sub>4</sub> смеси и  $B=0.5$  Т

Это соответствует средней величине

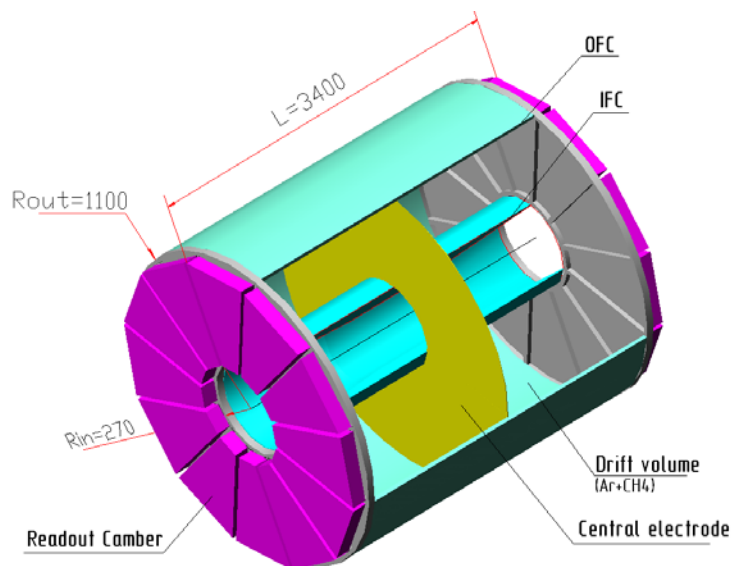
$$\left| \frac{B_r}{B_z} \right| = 5.2 \cdot 10^{-4}.$$

Допустимая неоднородность электрического поля имеет тот же порядок

$$\left| \frac{E_r}{E_z} \right| = 5.2 \cdot 10^{-4}.$$

## Корпус камеры и плоскость катода

Чувствительный объем ТРС заключен между внешним и внутренним ограничителями электрического поля (OFC и IFC), диаметры которых равны соответственно 2.2 м и 0.54 м, а на расстоянии 1.5 м от центрального электрода (мембраны) падовыми плоскостями. Боковые ограничители электрического поля конструктивно тесно связаны с корпусом камеры и ее боковыми стенками. Поэтому в дальнейшем мы будем употреблять обозначения корпус камеры или стенка камеры.

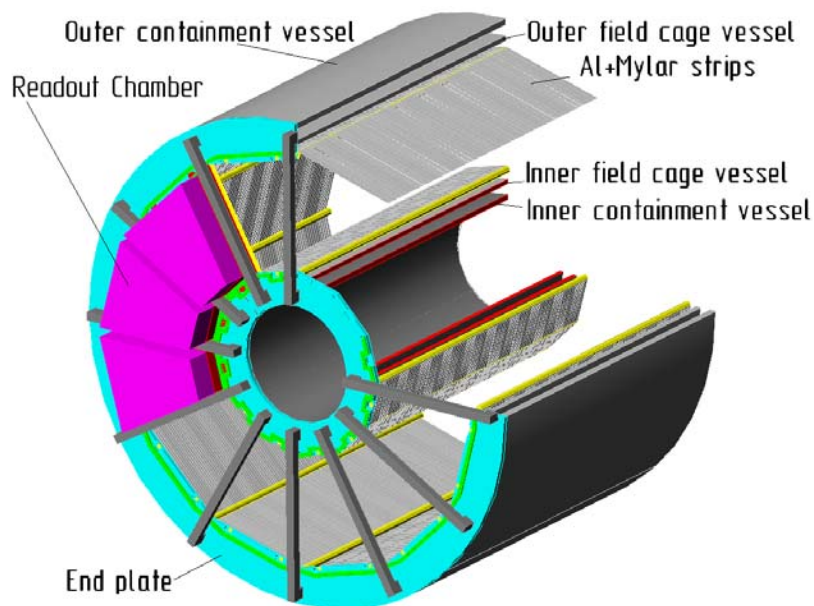


**Рис. 2.12:** Общий вид ТРС. Объем между внешним (OFC) и внутренним (IFC) корпусами камеры, тонкий центральный электрод, торцевые электроды и пады считывания обеспечивают минимальное рассеяние частиц.

Основная задача ограничителей электрического поля в устройстве ТРС – обеспечить однородное электростатическое поле, чтобы первичные заряды, возникающие в цилиндрическом объеме, наполненном особо чистым газом, двигались к считывающим торцевым устройствам даже на большом (1.5 м) расстоянии. Ввиду симметрии, характерной для экспериментов со сталкивающимися пучками, ТРС построена как сдвоенная конструкция с одним общим высоковольтным центральным электродом (HV) для обеих половин камеры.

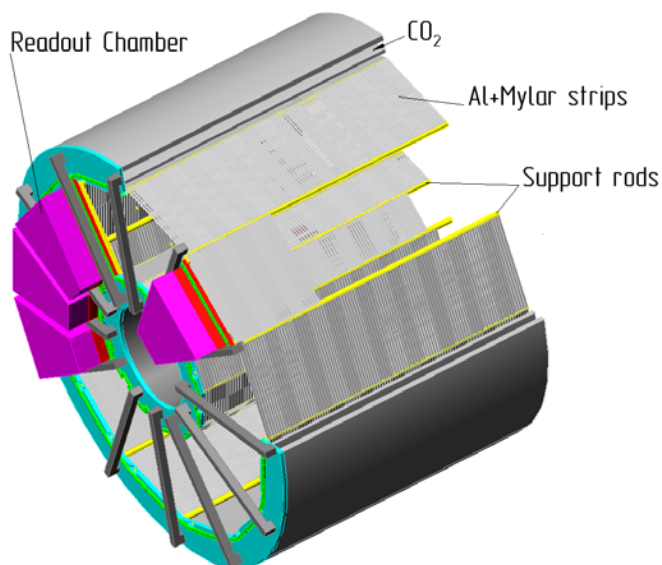
Центральный электрод и два делителя потенциала, параллельные оси камеры, обеспечивают однородные поля для дрейфа зарядов. Величина дрейфового поля выбирается исходя из свойств дрейфового газа, свойства которого, в свою очередь, влияют на скорость дрейфа и диффузии электронов от первичной ионизации. В результате, при дрейфовой длине 1.5 м для смеси P10 в качестве дрейфового газа, чтобы обеспечить скорость дрейфа 5.5 см/мкс, на высоковольтный электрод необходимо подавать напряжение порядка 20 кВ. В целом, за исключением размеров, наша конструкция похожа на то, что используется в экспериментах STAR [198] и ALICE [199]. Основной корпус камеры окружен изолирующей газовой рубашкой и защитным корпусом (оболочкой), как это показано на Рис. 2.13. Защитный корпус обеспечивает безопасную работу персонала и минимум вещества на пути частиц. Внешняя поверхность защитного корпуса покрыта тонкой алюминиевой фольгой в качестве экрана.

Основная функция ограничителя поля OFC - вдоль границы чувствительной об-



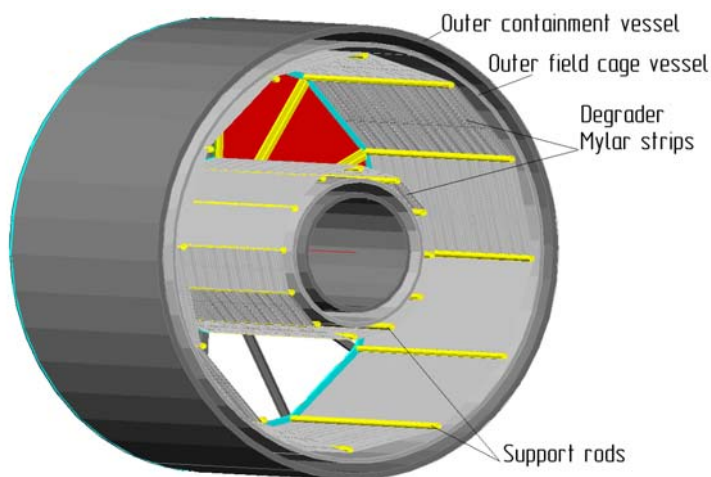
**Рис. 2.13:** Разрез внешнего (OFC) и внутреннего (IFC) корпусов показывают узкие 3-5 см промежутки до защитных корпусов, наполненные изолирующим газом.

ласти камеры запереть электрический потенциал таким образом, чтобы на одной стороне OFC было однородное электрическое поле, а на другой стороне нулевой потенциал. Собственно корпус камеры должен быть герметичным, чтобы проникновения кислорода и воды было минимальным. Чтобы обеспечить минимум вещества в районе взаимодействия пучков, основным несущим элементом является внешний корпус самой камеры TPC. OFC - это цилиндр длиной 3.0 м и внешним диаметром 2.2 м. На Рис. 2.14 показан общий вид и некоторые детали OFC.



**Рис. 2.14:** Рабочий объем TPC окружен двумя защитными корпусами, наполненными изолирующим газом. Вдоль внутренней и внешней стенок корпуса камеры установлено по 12 стержней, которые поддерживают майларовые ленты с алюминиевым покрытием. Полосы формируют границу электрического поля и обеспечивают минимальные искажения поля.

Главная задача внутреннего ограничителя поля (IFC) - формировать границу электрического поля по внутреннему радиусу чувствительного объема камеры. Стенка же камеры только удерживает газ, механическая прочность обеспечивает отсутствие деформаций под собственным весом. Зазор между стенками корпуса камеры и защитного корпуса заполнен изолирующим газом, например, азотом или  $CO_2$ , также как вокруг внешнего корпуса OFC. Это показано на Рис. 2.14. IFC должен выполнять свои функции, но при этом необходимо иметь минимум радиационной длины для частиц, вылетающих из области взаимодействия. Это обеспечивается выбором материала при изготовлении стенок корпусов. Изготовление IFC несколько проще чем OFC ввиду меньшего диаметра (70 см в сравнении с 2.2 м).



**Рис. 2.15:** Половина ТРС, вид со стороны центрального электрода. Показаны стержни для поддержки майларовых лент, ограничивающих электрическое поле.

Для разработки конструкции мембраны - центрального электрода мы воспользуемся преимуществом в том, что нам известен опыт эксперимента STAR в изготовлении центральной мембраны из каптоновой пленки толщиной 70 мкм, склеиваемой двухсторонней склеивающей лентой. Каптоновая пленка насыщена углеродом и имеет удельное сопротивление  $200-250 \text{ Ом/см}^2$ , обеспечивает достаточный ток для делителей напряжения и дает возможность использовать алюминиевые полосы для лазерной калибровки. Мембрана, натянутая на кольцо, вмонтированное во внешнюю стенку камеры, а не приклеенная к внутренней стенке, позволяет избежать трудностей склеивания с тонкой (6–7 мм) стенкой IFC [197]. По внешнему и внутреннему периметру камеры будет установлено по 12 стержней похожих на те, что используются в ТРС эксперимента ALICE (см. Рис. 2.15). Эти стержни поддерживают майларовые ленты шириной 13 мм, толщиной 30 мкм, покрытые алюминием и обеспечивающие уменьшение потенциала вдоль границы чувствительного объема. 4 полых стержня одновременно служат и световодами для лазерных лучей, один является и делителем напряжения, один используется для подачи напряжения на центральный электрод. Изучается возможность разработать стержни диаметром 25–30 мм для использования вдоль внутреннего периметра (IFC).

## Считывающие камеры ТРС

Система считывания время-проекционной камеры построена на основе многопроволочной пропорциональной камеры (MWPC) с падами. Торцевая падовая плоскость по структуре подобна плоскостям, применяемым в других ТРС, таких как STAR и ALICE. MWPC с падовым считыванием являются модулями считывающих плоскостей ТРС. 12 таких трапецидальных секторов, каждый покрывающий  $30^\circ$  по азимуту, монтируются на торцах активного объема.

Считывающие камеры построены по схеме, широко используемой в ТРС. Камеры состоят из падовой плоскости и трех проволочных плоскостей. Усиливающий и считывающий промежуток состоит из анодной проволочной плоскости и расположенных с одной стороны от нее падовой плоскости и заземленной проволочной плоскости с другой стороны. Третья проволочная плоскость служит в качестве затвора. Эта плоскость контролирует пропуск электронов из дрейфового объема ТРС в MWPC и блокирует образовавшиеся в MWPC положительные ионы от проникновения в дрейфовый объем, где они могут приводить к искажению дрейфового поля.

Все проволочки и ряды падов располагаются в азимутальном направлении для наиболее точного определения импульса частиц с наибольшим поперечным импульсом, треки от которых являются приблизительно радиальными прямыми линиями. Сагитта треков от частиц с большим поперечным импульсом определяется с наибольшей точностью, когда анодные проволочки перпендикулярны прямым радиальным трекам потому, что пространственное разрешение наиболее высокое вдоль анодных проволочек. В другом направлении разрешение определяется расстоянием между проволочками.

Размеры прямоугольных падов должны быть оптимизированы для достижения наилучшего пространственного разрешения для треков с малыми импульсами и лучшего разрешения по  $dE/dx$ . Оптимальная ширина падов в азимутальном направлении определяется величиной промежутка между анодными проволочками и падовой плоскостью. Сигнал от лавины должен наводиться на два или три соседних пада для более точного определения центра распределения. Эти условия выполняются если ширина пада в два раза больше величины зазора между анодными проволочками и падовой плоскостью [199, 203]. Пространственное разрешение зависит от отношения сигнал/шум и угловых характеристик трека. Обычно, оно порядка 20% ширины пада.

Для идентификации заряженных частиц разрешение ионизационных потерь  $dE/dx$  должно быть лучше 8%. Разрешение зависит от длины пада. Длина пада в радиальном направлении для заданной величины разрешения может быть оценена из эмпирического соотношения Allison и Cobb [204]

$$\frac{\Delta dE/dx}{dE/dx} = \frac{0.96}{2.35} N^{-0.46} l^{-0.32}$$

где  $l$  - длина пада и  $N$  - количество точек на трек. Величина  $dE/dx$  разрешения составляет  $\sim 7\%$  для  $N = 40$  рядов падов и  $l = 1.2$  см для длины пада. Считывающая камера имеет симметричную геометрию, как показано на Рис. 2.16.

Зазор между анодной проволочной плоскостью и падовой плоскостью, также как и между катодной проволочной плоскостью равен 2 мм. Сетка затвора расположена на расстоянии 3 мм над катодной проволочной плоскостью. Чтобы уменьшить накопленный заряд на единицу длины анодной проволочки, шаг анодных проволочек



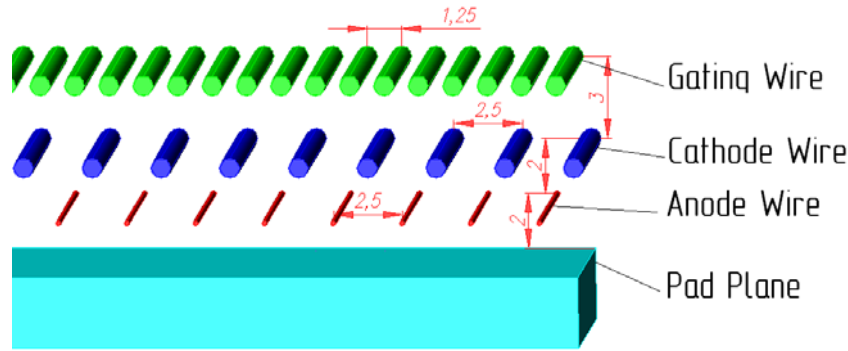


Рис. 2.16: Структура камеры считывания TPC.

должен быть небольшим. Его величина согласуется с длиной пада и равна 2.5 мм. Тот же шаг выбран и для катодной проволочной плоскости. Анодные проволочки и проволочки сетки затвора расположены в шахматном порядке относительно проволочек катода.

Как следует из геометрии пропорциональной камеры, описанной выше, ширина пада в азимутальном направлении должна быть равной 4 мм.

Газовое усиление должно быть достаточно высоким, чтобы получить требуемое пространственное разрешение и отношение сигнал/шум не хуже 20:1. С другой стороны, усиление должно быть достаточно малым для того, чтобы камера находилась в пропорциональном режиме работы и обеспечивала адекватное разрешение  $dE/dx$ . Обычно усиление составляет несколько единиц на  $10^3$ .

Треки заряженных частиц в TPC, полученные в результате моделирования по модели UrQMD центрального Au+Au взаимодействия при  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ показаны на Рис. 2.17. Около 1000 треков заряженных частиц регистрируются TPC, 16% из которых отвечают частицам с поперечным импульсом менее 100 МэВ/с. Эти треки занимают область 10 см вокруг внутренней стенки дрейфового промежутка. Использование более коротких падов в этой области позволит достичь лучшего разделения таких треков при больших углах пересечения.

Падовая плоскость имеет форму трапеции с основаниями 200 мм и 520 мм и высотой 600 мм. Она содержит 14 рядов  $4 \times 10$  мм<sup>2</sup> падов и 40 рядов  $6 \times 12$  мм<sup>2</sup> падов во внутренней и внешней областях, соответственно. Полное число падов в TPC составляет 80000.

Относительное распределение амплитуд импульсов определяется не только функцией отклика пада. Оно зависит от диффузии в газе и от различных характеристик трека, таких как угол относительно оси TPC, длины дрейфа и угла относительно анодной проволочки. Невозможно при конструировании TPC требовать выполнения только одного из необходимых условий и оптимизировать другие путем моделирования. Как показывает опыт ни один из оцененных путем моделирования параметров таких как  $dE/dx$  разрешение, импульсное разрешение и двухтрековое разрешение не обнаруживают сильной зависимости от конструктивных параметров камеры, потому что при моделировании допускаются многие упрощения и усреднения. Необходимо построение прототипа камеры для исследования параметров, определяющих сбор заряда в дополнение к результатам моделирования.

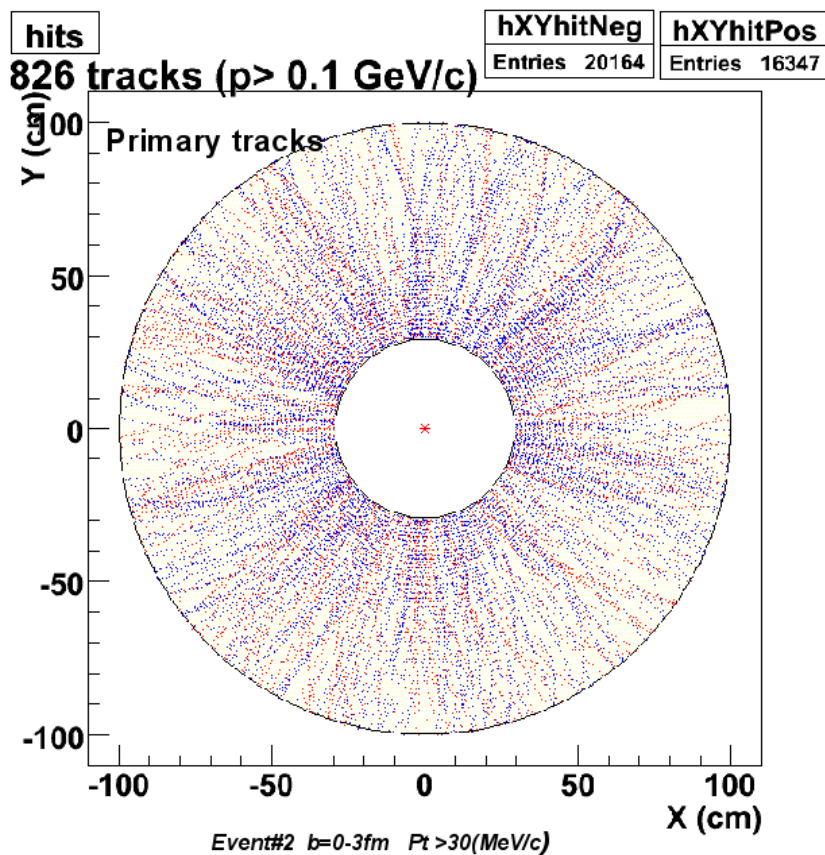


Рис. 2.17: Треки заряженных частиц в TPC для центрального Au + Au взаимодействия (моделирование).

### Испытания и калибровка камеры

Основной система калибровки камеры является ультрафиолетовый лазер, который создает набор треков под точно определенными углами и в известных местах. Эта система позволит проводить on-line измерения скорости дрейфа, чтобы оценить влияние изменения давления газа (из-за изменения атмосферного давления), температуры и вклад  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  и пространственного заряда. Лазерные лучи следуют по направлениям, по которым из области взаимодействия летят частицы с максимальным импульсом и наименьшей кривизной треков, поэтому лучи лазера можно использовать для корректировки ложной кривизны.

Чтобы ошибки определения координат по измерениям в TPC были минимальными, необходимо учесть постоянные и переменные во времени искажения дрейфового пути ионизированного облака. Постоянные искажения являются следствием неоднородности  $B$  и  $E$  полей. Поэтому нужна система калибровки, которая обеспечивает абсолютную координатную привязку и, следовательно, необходимо разработать процедуру, которая вычисляет эти величины на основе первичных данных от падков и распределения сигналов по времени. Искажения, зависящие от времени могут возникнуть вследствие изменений работы системы газоснабжения, окружающей среды (температуры или атмосферного давления), спонтанных нарушений работы систем. Поэтому система калибровки, которая может многократно создавать повторяющиеся опорные треки, нужна для мониторингирования работы камеры. Точность координатной привязки калибровочной системы должна быть существенно лучше, чем простран-

ственное разрешение камеры.

Для этой задачи была выбрана система из двух Nd:YAG импульсных лазеров ультрафиолетового света с энергией коротких (5-10 нс) импульсов 20 мДж и частотой срабатывания 10 Гц. Пучки диаметром 20 мм от каждого лазера расщепляются на четыре пучка и по четырем трубкам направляются в дрейфовый объем ТРС, чтобы, отражаясь от зеркал диаметром 1 мм, формировать 112 тонких калибровочных пучков в каждой половине камеры или 224 пучка во всей ТРС. Такое число пучков по порядку совпадает с тем, что используется для ТРС в экспериментах STAR [205, 206] и ALICE [199] и достаточно, чтобы калибровать ТРС при разных  $\eta$  и  $\varphi$ .

В качестве центрального электрода предложена мембрана из каптона, насыщенного углеродом, на которую наклеена сетка из алюминиевых полос шириной 3 мм. Облака электронов, выбиваемые из этих полос рассеянным лазерным светом в процессе однофотонной ионизации, создают сигнал, похожий на тот, что дают лучи лазера в объеме камеры. Эта сетка перекрывает все сектора электроники считывания на максимальном расстоянии дрейфа, поэтому будут использованы для взаимной привязки секторов считывания по обе стороны электрода. Это наиболее простой способ для такой процедуры [207].

Предполагается, что ТРС до ее монтажа в магните MPD кроме лазерных тестов будет испытана при помощи космических лучей. Во время этих испытаний ТРС при помощи сервисного колеса будет поворачиваться вокруг своей оси. Переменные гравитационные деформации позволят определить работоспособность основанных на CMOS камерах систем мониторинга положения лазерных лучей и дистанционную юстировку зеркал при помощи пьезоэлектрических пикодвигателей. Положение двух прецизионных координатных детекторов — ТРС и Inner Tracker (IT) должно быть измерено во время монтажа с высокой точностью относительно системы магнитов и пучков коллайдера NICA. Чтобы учесть деформации и смещения, которые возникают при включении магнитного поля, взаимное смещение этих детекторов будет постоянно контролироваться системой, похожей на ту, что используется в эксперименте ALICE [199], где лазерные диоды с коллиматором и координатные датчики CMOS установлены на торцевой стенке ТРС, а сферические зеркала смонтированы на IT. Такая система гарантирует точность измерения взаимного смещения до 10 мкм.

Калибровка всех каналов считывания (в интервале  $\sim 20\%$ ) может быть произведена вводом в рабочий объем добавки радиоактивного  $^{83}\text{Kr}$ . Специальные криптоновые тесты периодически выполняются в процессе нормального набора данных. Этот радиоактивный изотоп криптона распадается, испуская электроны Оже энергией в интервале от 10 до 50 кэВ. Нормировка каналов считывания основана на том, что облучение объема камеры однородно.

## Система газообеспечения

Учитывая, что отношение объема MPD ТРС к ее поверхности близко к аналогичному отношению на установке NA49 и только вдвое меньше чем для камеры ALICE и то что объем MPD ТРС равен  $10 \text{ м}^3$ , мы планируем, что при выбранных способах герметизации камеры скорость продува будет  $2\text{-}3 \text{ м}^3/\text{час}$ . Такой поток газа в 10 раз меньше чем на установке STAR ТРС. Это отличие существенно, потому в остальном системы газообеспечения подобны и, как в эксперименте STAR, будет использована газовая смесь P10 ( $90\% \text{Ar} + 10\% \text{CH}_4$ ). Поэтому в нашей разработке газовой системы

кажется обоснованным без существенных изменений опираться на опыт STAR [208]. Все системы (приготовление смеси Р10, обеспечение заданного давления, контроль состава смеси, очистка, наполнение и продув) будут похожи. Очевидно, что существенно меньшая скорость продува упрощает задачу. Но в то же время все системы контроля и управления должны быть разработаны, настроены и испытаны.

	объем/поверхность[м]	O <sub>2</sub> [промилле]
ALEPH	0.55	20
NA49 MTPC	0.47	1-2
ALICE	0.70	<5
STAR	0.56	<25
MPD	0.3	1-2

Таблица 2.7: Отношение объем-поверхность для различных TPC

### 2.3.2 Оценка параметров TPC

#### Моделирование отклика TPC

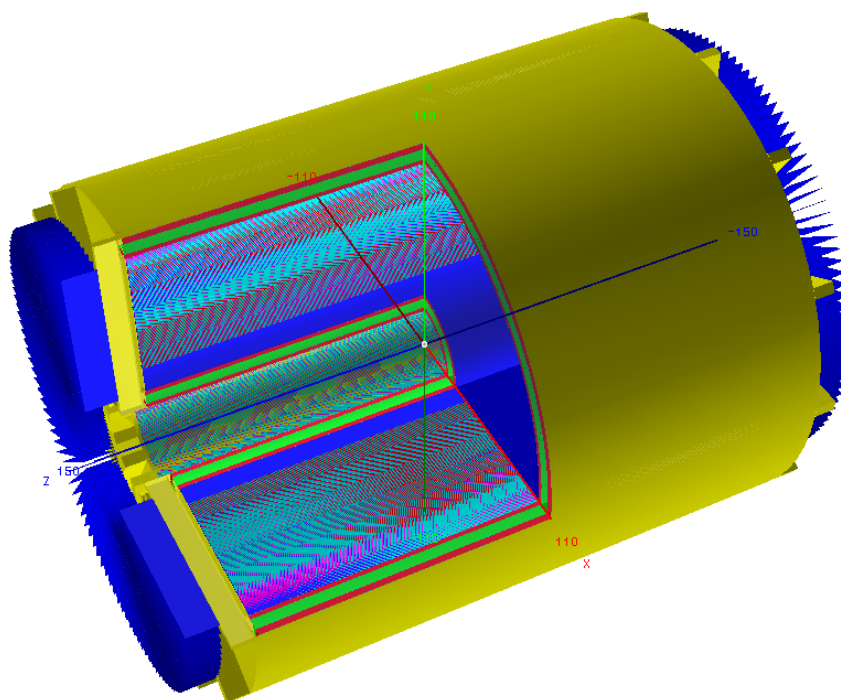


Рис. 2.18: Геометрия TPC в MPD ROOT.

Для исследования рабочих характеристик TPC ряд моделирующих программ был включен в состав пакета программ MPDRoot который включает в себя библиотеки для генерации геометрии детектора и генераторы событий взаимодействия ионов. В дальнейшем треки частиц с помощью пакета GEANT последовательно прослеживаются через все входящие в MPD элементы. Геометрия TPC, описанная при моделировании, представлена на Рис. 2.18. Она включает высоковольтный центральный электрод, расположенный в центре TPC и разделяющий активный объем на

две половины, и две торцевые плоскости считывания. Каждая торцевая плоскость считывания содержит 12 секторов проволочных пропорциональных камер с падовым считыванием. Размер падов выбран равным  $4 \times 7.5$  мм по всему сектору. Пады располагаются в рядах, направленных азимутально перпендикулярно оси сектора.

В результате взаимодействия первичных частиц в газе образуются первичные электроны. (Среднее число первичных электронов, рожденных минимально ионизирующей частицей в смеси P10, составляет 100 электронов на см). Первичные электроны ионизируют атомы газа и в результате возникают вторичные электроны, объединенные в кластеры. Кластеры рассматриваются как точно-подобный объект. Полное число электронов в кластере определяется выражением:

$$N = (E_{tot} - I_{pot})/W_i + 1$$

где  $E_{tot}$  - потери энергии в данном столкновении,  $W_i$  - эффективная энергия образования электрон-ионной пары, и  $I_{pot}$  - первый потенциал ионизации. Распределение числа электронов в кластере показано на рис. 2.19. Поскольку распределение является довольно широким, этот факт должен приниматься во внимание при выборе динамического диапазона предполагаемого для использования ADC.

Каждый электрон прослеживается до падовой считывающей плоскости. Во время дрейфа электроны диффундируют. После дрейфа на длине  $L_{drift}$  электронное облако может быть описано 3-мерным гауссовым распределением:

$$P(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_T} \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_T^2}\right] \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_T} \exp\left[-\frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_T^2}\right] \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_L} \exp\left[-\frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_L^2}\right],$$

где  $(x_0, y_0, z_0)$  - точка образования электрона,  $D_T$  и  $D_L$  - коэффициенты поперечной и продольной диффузии,  $\sigma_T = D_T \sqrt{L_{drift}}$ , и  $\sigma_L = D_L \sqrt{L_{drift}}$ . Величины  $185 \text{ мкм/см}^{0.5}$  и  $320 \text{ мкм}/\sqrt{\text{см}}$  для поперечной и продольной диффузии, соответственно, были использованы при моделировании.

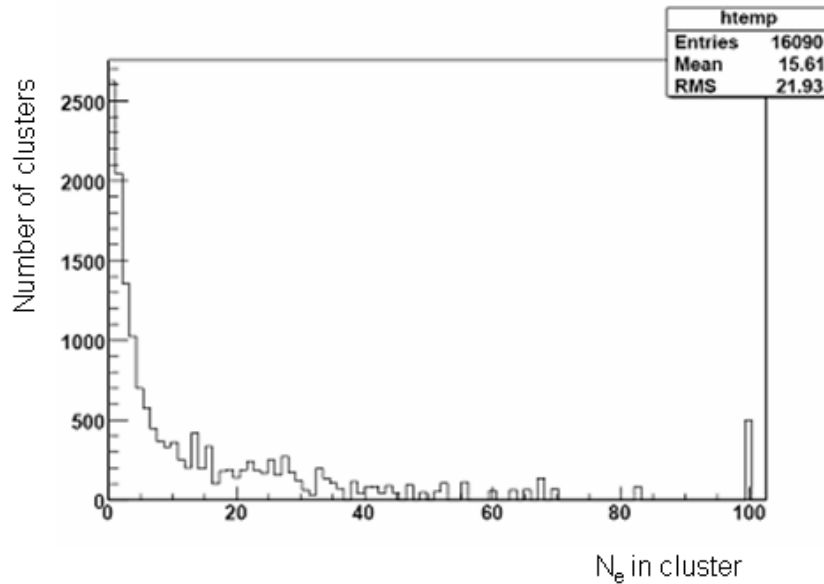


Рис. 2.19: Распределение числа вторичных электронов в кластере.

На рис. 2.20 показано распределение электронов в большом кластере как функция времени дрейфа на длине дрейфа 80 см. Ширина облака составляет около 55 нс ( $\sim 3$  мм). По крайней мере 3 временных бина должны покрывать облако электронов, чтобы определить время дрейфа с  $\sim 20\%$  точностью от величины временного бина. Расширение облака электронов на максимальной длине дрейфа при выбранной функции отклика пада составляет  $\sigma \sim 4.8$  мм (0.089 мкс). Требование, чтобы по крайней мере три временных бина охватывали электронное облако, согласуется с тем, что  $\sim 280$  временных бинов покрывают максимальное время дрейфа. Для достижения двухтрекового разрешения  $\sim 1$  см (0.183 мкс) количество бинов должно около 500.

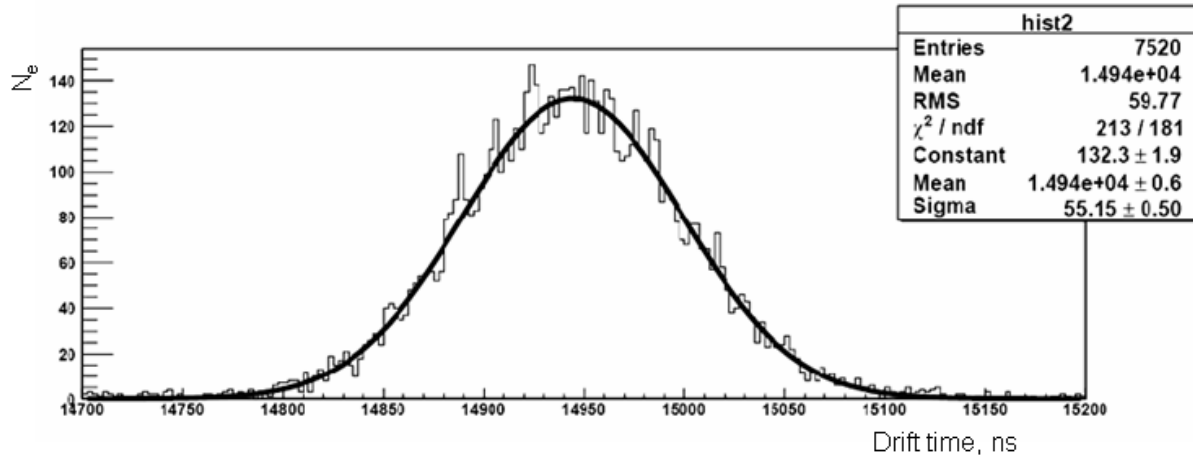


Рис. 2.20: Продольная диффузия кластера электронов.

Электроны, достигшие анодной проволоки считывающей камеры, наводят заряды на падовой плоскости. Распределение этих зарядов на паде характеризует функцию отклика пада, которая является особой характеристикой считывающей камеры, определяющей ее внутреннее разрешение. Она имеет форму распределения Гаусса

$$PRF(x, y) = A \cdot e^{-(x-x_0)^2/2\sigma^2}$$

где  $x_0$  - координата центра пада и  $\sigma$  - внутреннее разрешение. При моделировании внутреннее разрешение было равным  $\sigma=1.97$  мм. Каждый электрон из облака наводит заряды на падах, распределенных согласно функции отклика. Затем эти заряды прослеживаются через предусилитель/формирователь с усилением  $10^4$  константами формирования  $T_{diff}=50$  нс и  $T_{int}=50$  нс. Суммарный отклик определяется сверткой распределений заряда, наведенных каждым электроном из облака. На следующем шаге сигнал обрабатывается 10-битным ADC с порогом 500 электронов и частотой сэмплинга 40 МГц.

На рисунке 2.21 показаны треки заряженных частиц в TPC, прослеженные GEANT в центральном  $Au + Au$  столкновении при  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ.

Полученные описанным выше методом сигналы, наведенные в падовой плоскости, показаны на рис. 2.22 и рис. 2.23 для 5-го и 905-го временного бина, соответственно.

На следующем шаге в множестве наведенных на падах сигналов в пространстве пад-время производится поиск трехмерных хитов (кластеров), которые используются

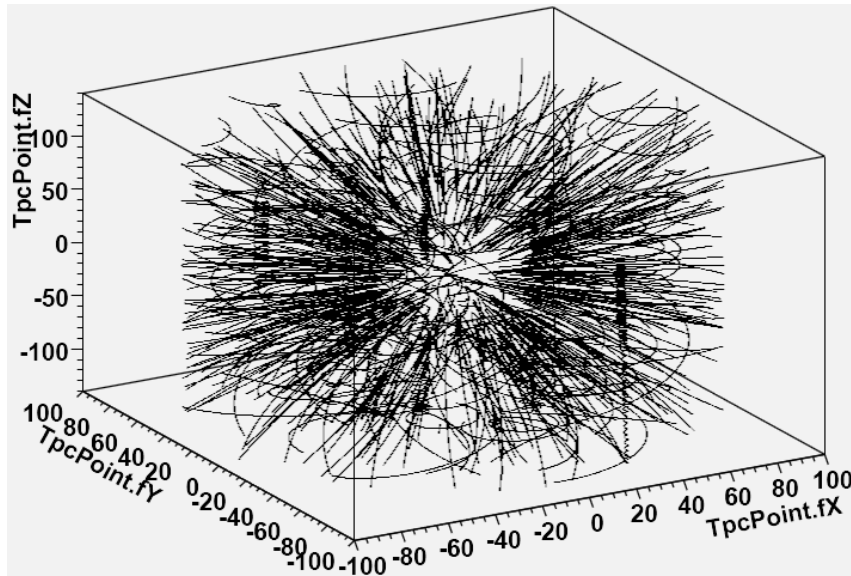


Рис. 2.21: Треки заряженных частиц в объеме TPC для центрального Au + Au столкновения.

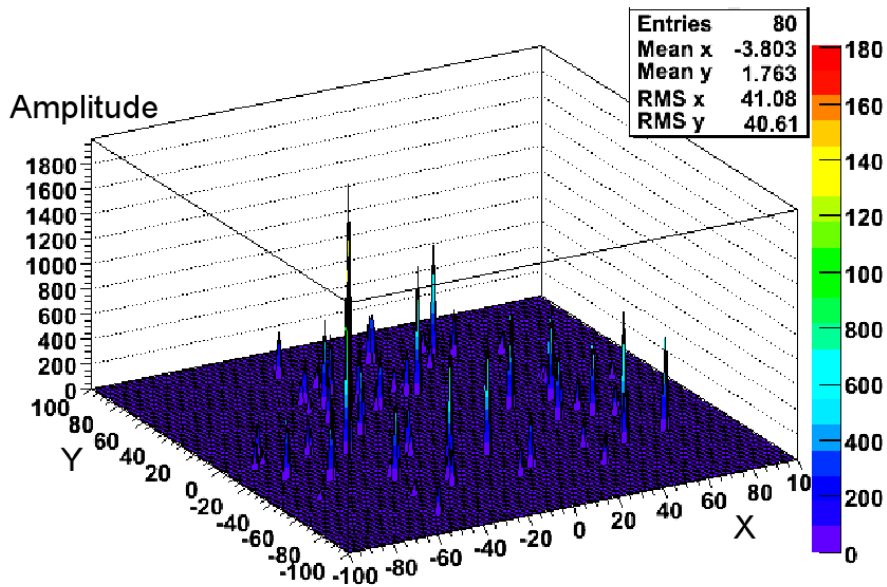


Рис. 2.22: Наведенные на падах сигналы для 5-го временного бина.

для реконструкции точек в пространстве. Используется K-mean алгоритм кластеризации [209], широко применяемый при компьютерном восстановлении сегментированных изображений. Для определения координат точек в пространстве находится центр тяжести амплитуд сигналов на падах, принадлежащих кластеру.

Распределение кластеров, найденных описанным выше методом, показано для половины TPC на рис. 2.24. Что касается фактических ошибок в определении положения пространственных точек, то они приблизительно пропорциональны дисперсиям (вторым центральным моментам) соответствующих кластеров по крайней мере для прямых треков, полностью пересекающих TPC [199]. Точность определения положения кластера зависит от параметров трека и, следовательно, от размера кластера.

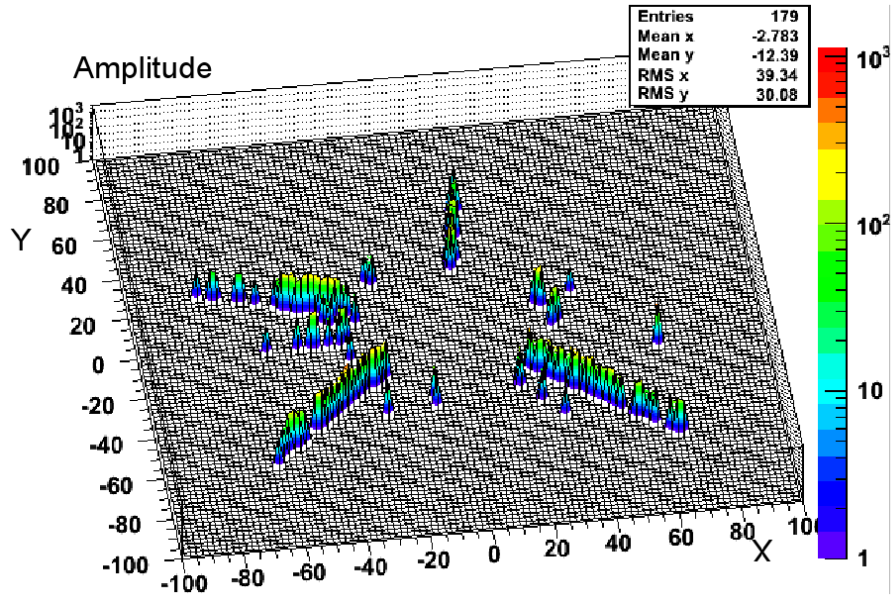


Рис. 2.23: Наведенные на падах сигналы для 905-го временного бина.

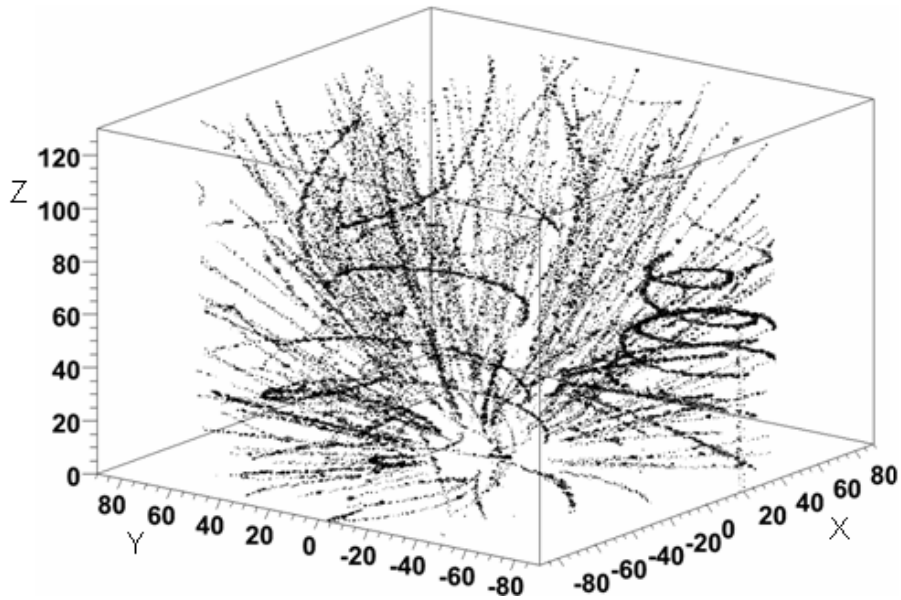


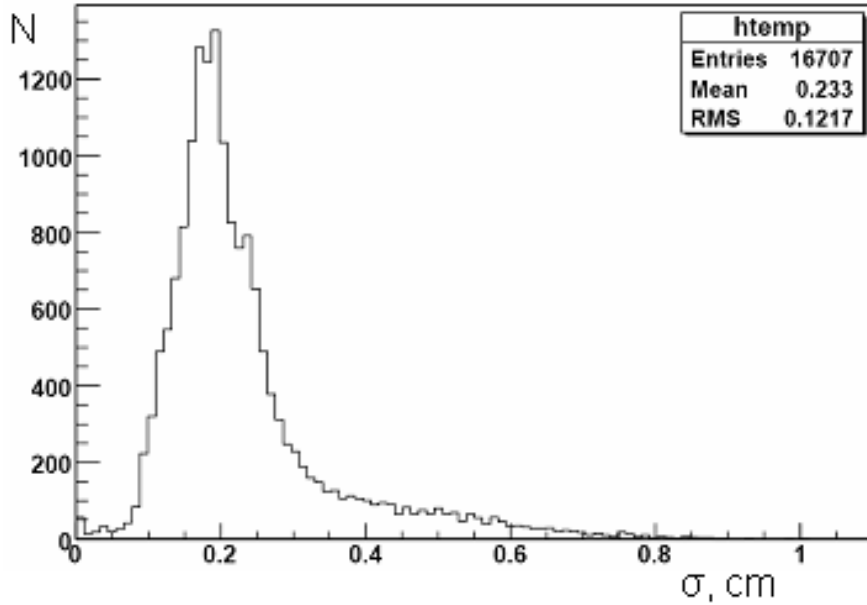
Рис. 2.24: Восстановленные в TPC кластеры для центрального Au + Au столкновения (показана половина TPC.)

Распределение вторых центральных моментов кластеров вдоль ряда падов для одного временного бина показано на Рис. 2.25. Дисперсия размера для большинства кластеров составляет около 3 мм, т.е. сигнал наводится на трех падах.

### Пространственное разрешение

Пространственное разрешение в азимутальном направлении  $\sigma_{r\varphi}$  отдельной пространственной точки, необходимое для достижения требуемого импульсного разрешения, определяется соотношением:





**Рис. 2.25:** Распределение вторых моментов размера кластеров вдоль ряда падов.

$$\frac{\Delta p_t}{p_t^2} = \frac{\sigma_{r\varphi}}{0.3 \cdot B \cdot L^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}}$$

где  $L$  - полная длина видимого трека,  $N$  - число пространственных точек на траектории и  $B$  - магнитное поле. Вклад многократного рассеяния и потерь энергии здесь не учитывается. Для необходимого для эксперимента разрешения по импульсу,  $\sigma_{r\varphi}$  должно иметь величину 620 мкм.

Разрешение  $r\varphi$  определяется выражением: [210, 211]

$$\sigma_{r\varphi}^2 = \sigma_0^2 + \sigma_d^2 / \cos^2 \alpha + \sigma_\alpha^2 (tg\alpha - tg\psi)^2 + \sigma_\alpha^2 tg^2 \alpha \cos^2 \alpha,$$

где  $\sigma_0$  - внутренне разрешение отклика пада,  $\sigma_d^2 = \sigma_t^2 / (N_e h)$ ,  $\sigma_\alpha^2 = d^2 / (12 N_{eff} h)$ ,  $\sigma_t$  - поперечная диффузия электрона после дрейфа до пада,  $h$  - длина пада,  $d$  - шаг проволочек камеры,  $N_e$  - эффективное число электронов на единицу длины,  $N_{eff}$  - эффективное число электронных кластеров в данном сампле, и  $\psi$  - средний угол Лоренца.

Эти три члена соответствуют внутреннему разрешению, определяемому системой считывания ТРС и механическими погрешностями при изготовлении камеры, вкладу диффузии и члену, который учитывает угол между треком и нормалью к направлению ряда падов. При отношении сигнал/шум, равном 20:1, вклад шумов незначителен [197]. Для газовой смеси P10 при атмосферном давлении средняя ионизация от минимально ионизирующей частицы составляет около 100 электронов на см [212]. Эффективное число электронов на проволочке зависит от поперечной диффузии электронов по всей длине с учетом эффекта декластеризации. Этот эффект ведет к увеличению  $N_{eff}$  и улучшению разрешения пока число электронов от декластеризации не станет равным полному числу электронов на единицу длины трека. Для требований нашего эксперимента оценки дают значение  $\sigma_d=201$  мкм,  $\sigma_\alpha=152$  мкм,  $\sigma_0=200$  мкм, и окончательно  $\sigma_{r\varphi}=320$  мкм для треков, перпендикулярных направлению ряда падов, без учета эффекта  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  вблизи анодной проволочек.

Пространственное разрешение вдоль ряда падов было измерено в STAR TPC [197]. Геометрия падов в нашей конструкции подобна геометрии падов во внутреннем секторе считывающей камеры STAR. Мы полагаем, что в нашей конструкции разрешение будет лучше потому, что шаг анодных проволочек уменьшен до 2 мм. Результаты STAR TPC показаны на рис. Figure 2.26c для магнитного поля 0.5 Т. В этих данных разрешение определялось из гауссовского распределения отклонений положения хитов и точек на треке.

На рис. 2.26d показано пространственное разрешение вдоль оси  $z$ . Пространственное разрешение зависит от угла между импульсом частицы и направлением дрейфа (drift угол) и от длины дрейфа. Зависимость пространственного разрешения от drift угла определяется расхождением электронов при дрейфе. Наилучшее разрешение достигается для малых длин дрейфа и малых drift углов. Зависимость пространственного разрешения от длины дрейфа незначительна в виду большого времени формирования сигнала электроники считывания. Для больших drift углов разрешение падает из-за возрастания времени сбора электронов на пад.

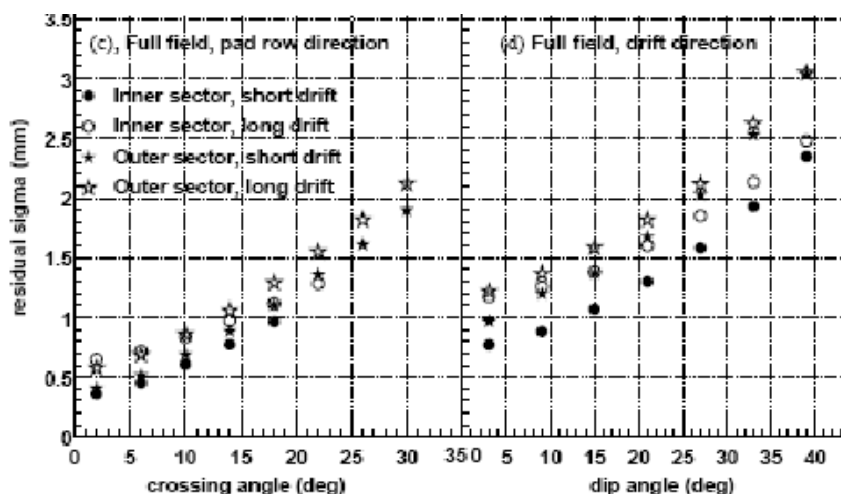
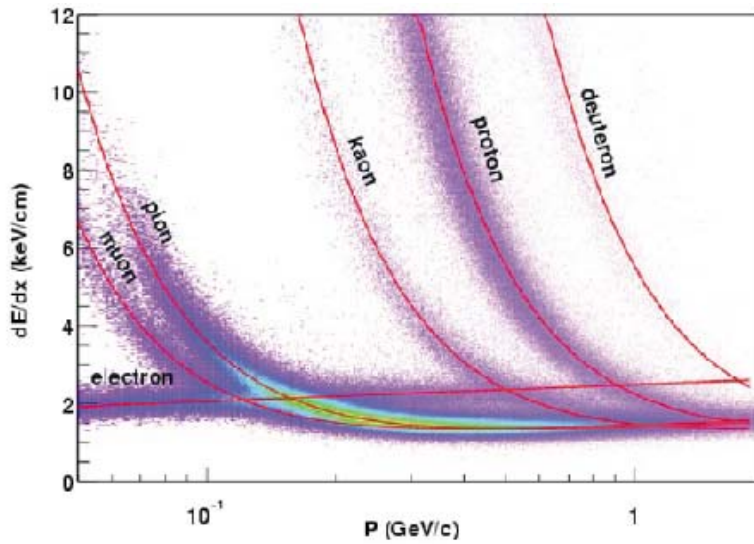


Рис. 2.26: Пространственное разрешение вдоль ряда падов для STAR TPC. The crossing angle - угол между направлением импульса частицы и направлением ряда падов, dip угол - угол между импульсом частицы и направлением дрейфа.

### $dE/dx$ для идентификации частиц

Методика потерь энергии  $dE/dx$ , т.е. измерение средних потерь энергии заряженных в газе TPC, является важным методом для идентификации частиц. Особенно хорошо она работает для частиц с малым импульсом, поскольку для частиц высокой энергии потери энергии слабо зависят от их массы и разрешение значительно ухудшается. Измеренные потери энергии зависят от многих факторов таких, как газовое усиление, нестабильность сигналов электроники считывания и флуктуаций ионизации. Все эти факторы должны отслеживаться и калиброваться. Газовая смесь 90%Ar + 10%CH<sub>4</sub>, используемая в TPC STAR, будет применена и в TPC MPD. К настоящему времени мы не имеем полных результатов моделирования потерь энергии и в наших оценках разрешения мы используем результаты измерений, выполненных STAR. На рисунке 2.27 приведены потери энергии частиц в STAR TPC в зависимости от импульса первичной частицы для магнитного поля 0.25 Т [197]. Разрешение составляет 8%.

При напряженности магнитного поля 0.5 Т разрешение  $dE/dx$  будет лучше за счет уменьшения поперечной диффузии.



**Рис. 2.27:** Распределение потерь энергии для первичных и вторичных частиц в STAR TPC. Магнитное поле - 0.25 Т.

### Эффект пространственного заряда

Положение вторичного электрона в падовой плоскости может быть искажено неоднородностями электрического и магнитного полей и пространственным зарядом положительных ионов в дрейфовом объеме ТРС. Существует два источника положительного заряда в дрейфовом объеме: ионизация от заряженных частиц в газовой смеси и обратный поток положительных ионов из камеры считывания. Обратный поток положительных ионов может быть подавлен с помощью запирающей сетки (фактор подавления должен быть не менее чем  $10^4$ ). Скорость дрейфа положительных ионов на четыре порядка меньше по величине, чем электронов, и поэтому в дрейфовом объеме ТРС может накапливаться постоянный положительный заряд, искажающий дрейфовое поле.

Для оценки эффектов пространственного заряда в ТРС будем использовать методику, развитую в работе S.Palestini et al. [213, 214]. Эта методика применялась для детектора со структурой плоскопараллельного конденсатора, при этом ось координат  $x$  перпендикулярна плоскости пластин и  $D$  - зазор между анодом и катодом. Ионизация создается однородно по всему объему детектора с объемной скоростью  $K$  ионных пар/объем/сек. Электрическое поле  $E$  и пространственный заряд положительных ионов  $\rho$  определяется уравнением непрерывности :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mu E \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\mu}{\epsilon} \rho^2 = K,$$

где  $\epsilon$  - диэлектрическая постоянная,  $\mu$  - подвижность положительных ионов. Если  $K$  - постоянна,  $E$  и  $\rho$  приходят к равновесному состоянию. Решение для равновесного состояния :

$$E(x) = E_0 \sqrt{\frac{(E_A)^2}{(E_0)^2} + \alpha^2 \frac{x^2}{D^2}},$$

где-  $E_A$  - электрическое поле на аноде,  $E_0$  - заданное электрическое поле в отсутствии пространственного заряда,  $\alpha$  - безразмерный параметр

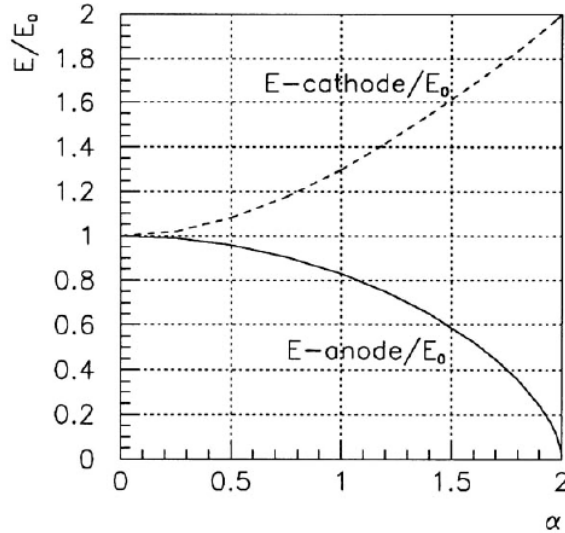
$$\alpha = \frac{D}{E_0} \sqrt{\frac{K}{\epsilon\mu}}$$

На рисунке 2.28 показано отношение  $E_A/E_0$  как функция  $\alpha$ . Влияние пространственного заряда полностью определяется величиной параметра  $\alpha$ .

Скорость дрейфа положительных ионов составляет  $\nu_{ion} \approx 0.213 \cdot 10^3$  см/с для газовой смеси P10, а подвижность -  $\mu = 1.64 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>В/с. Максимальное время дрейфа ионов -  $\sim 0.704$  с.

Используя экспериментальные данные STAR [215] для центральных  $Au + Au$  столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ была получена оценка числа положительных ионов  $1.2 \cdot 10^6$  в ТРС и определена средняя величина равновесного пространственного заряда  $2.4 \cdot 10^9$  положительных ионов при частоте взаимодействий  $6 \cdot 10^3$  событий/с и эффективной плотности инжектируемых ионов  $\sim 1.3 \cdot 10^{-10}$  Кулон/м<sup>3</sup>с. Равновесное значение положительного пространственного заряда достигается в течение 0.7 с после начала экспозиции.

Отвечающая этим значениям величина безразмерного параметра  $\alpha$  равна 0.035 для электрического поля  $E_0$ , равного 130 В/см, и влияние пространственного заряда положительных ионов незначительно. Тем не менее, эффекты пространственного заряда должны приниматься во внимание и вводиться соответствующие поправки на возникающие неоднородности поля [216].



**Рис. 2.28:** Электрическое поле на аноде и катоде как функция параметра  $\alpha$ .

### 2.3.3 Электроника регистрации и считывания.

#### Основные требования.

Регистрирующая электроника должна считывать заряд собранный приблизительно 80000 падами, расположенными в считывающих камерах на торцах ТРС. Токовый сигнал характеризуется быстрым временем нарастания и длинным спадом вследствие движения позитивных ионов.

Основные требования к регистрирующей электронике перечислены в Таблице 2.8.

Таблица 2.8: Основные требования к регистрирующей электронике

Параметр	Значение
Количество каналов	80000
Отношение сигнал-шум	20:1
Динамический диапазон	~1000
Шум (ENC)	$< 1000 e^-$
Усиление	~10 мВ/fC
Наводка	$< 0.3\%$
Время формирования	~180 нс
Частота оцифровки	12.5 МГц
Динамический диапазон сигнала	10 битов
Глубина оцифровки	350 временных отметок
Коррекция спада после 1 мкс	~ 0.1%
Размер события	~1 МВ
Скорость передачи данных	~5 ГВ/с → 50 МВ/с
Потребление	~50 мВт/канал

#### Обзор системы электроники

Регистрирующая электроника MPD ТРС включает в себя около 80000 каналов. Отдельный канал считывания состоит из трех основных частей (Рис. 2.29): зарядочувствительный усилитель/формирователь (PASA), 10-бит малопотребляющий 10–20 MSPS АЦП и FPGA логика, которая осуществляет цифровую обработку сигналов.

Заряд, наведенный на пады ТРС, усиливается и интегрируется в PASA чипе, который основан на зарядочувствительном усилителе с последующим semi-Gaussian формирователем. Эти аналоговые функции реализованы в специализированной интегральной схеме (ASIC) которая имеет 16 каналов с потреблением ниже 20 мВт на канал. Микросхема имеет усиление около 10 мВ/фКл и выходной динамический диапазон 2 В сравнимый с предлагаемыми АЦП. Схема формирует импульсы длительностью около ~180 нс. Шум отдельного канала эквивалентен  $i \sim 1000e^-$  (RMS).

Для измерения трека заряженной частицы, заряд каждого пада ТРС должен быть считан АЦП. Этот АЦП, вследствие ограниченности площади электроники, должен быть многоканальным. Так как динамический диапазон сигнала от усилителя/формирователя должен быть около 1000, нужно использовать 10-битовый АЦП

с частотой  $10 \div 20$  MSPS (соответствующий период 50-100 нс). Такие АЦП с требуемым временем преобразования, динамическим диапазоном, потреблением, количеством каналов на чип и точностью измерения уже сейчас дешевы и коммерчески доступны.

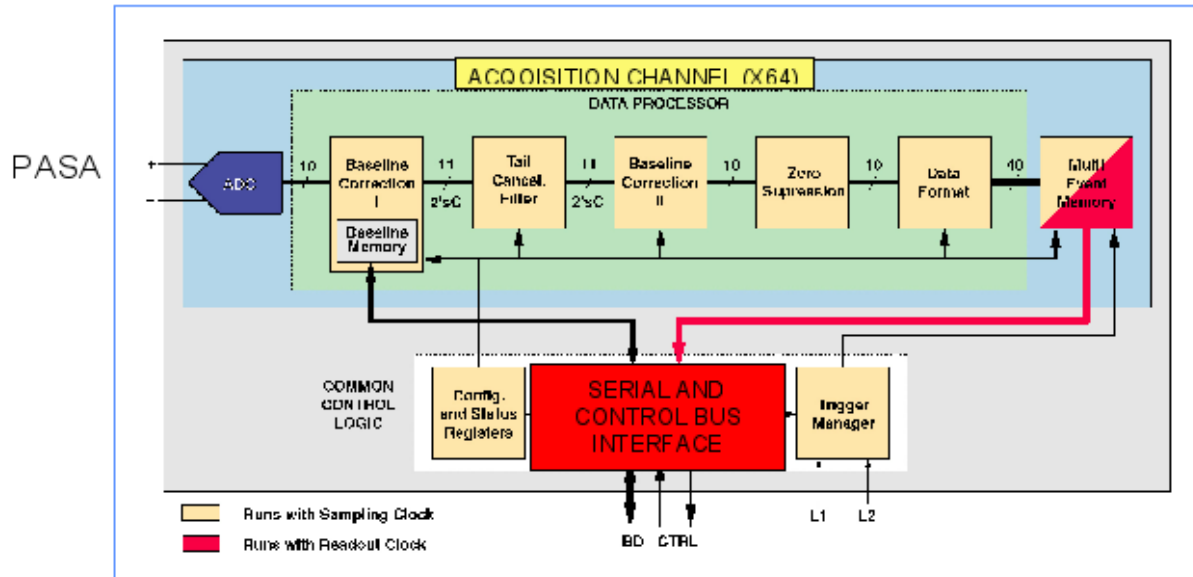


Рис. 2.29: Архитектура канала считывания.

## Основные компоненты регистрирующей электроники

**Усилитель/Формирователь** Основные требования для Усилителя/Формирователя подобны тем, что Использовались в PCA16 (разработанных в CERN) и PASA/ALICE, оба 16-ти каналные ASICs, которые используются в ALICE или STAR TPCs.

### Программируемый Зарядовый Усилитель (PCA 16). Спецификация[217, 218]:

- Потребление  $< 8$  мВт/канал
- 16-ти каналный усилитель + anti-aliasing фильтр
- Полностью дифференциальный выход усилителя
- Обе полярности сигнала
- Спящий режим (время восстановления = 1 мс)
- Программируемая выходная длительность (30 нс – 120 нс)
- Программируемое усиление 4 ступени (12 – 27 мВт/фКл)
- Настраиваемая временная константа предусилителя
- Размер чипа = 1.5 мм × 4 мм

## PASA/ALICE спецификация[219]:

Эквивалентный шумовой заряд (электроны) < 1000 e<sup>-</sup>  
Коэффициент преобразования ..... 12 мВ/фКл  
Постоянная времени (FWHM) ..... 180 нс  
Перекрестная помеха между каналами ..... < 0.3%  
Потребление ..... < 20 мВт/канал  
Оба чипа будут тестированы на стадии R&D .

**Аналого-Цифровой Преобразователь** Аналоговый сигнал с выхода схемы усилителя/формирователя поступает на вход АЦП с 10-битовым динамическим диапазоном и частотой оцифровки 10–20 МГц. Сегодня мы имеем широкий ассортимент таких АЦП. Потребление и количество каналов в чипе является основным требованием.

В настоящее время несколько типов АЦП могут быть рассмотрены как кандидаты для применения в NICA/TPC. Один из них ADS5287 (Texas Instruments), который имеет подходящее разрешение, потребление и скорость [220]. Этот АЦП имеет серийный выход, что позволяет подключить большое количество каналов к одному FPGA чипу.

### Основные параметры ADS5287:

Разрешение ..... 10 бит  
Число каналов ..... 8  
Макс. частота ..... 65 MSPS  
Мин. частота ..... 10 MSPS  
Потребление ..... ~40 мВт/канал  
Корпус ..... 9 мм×9 мм

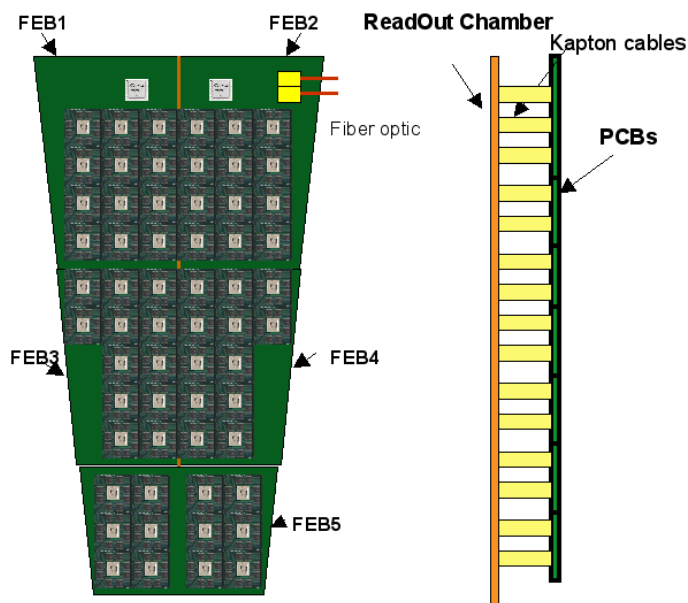
### Цифровой Сигнальный Процессор на базе схем программируемой логики (FPGA) Основные функции процессора:

- подключение каналов АЦП
- обрезание "хвоста" сигнала
- вычитание базовой линии
- подавление нулей
- форматирование
- буферизация
- высокоскоростной серийный интерфейс с концентратором данных
- функции управления триггером

В процессе обработки сигналов после оцифровки, схема коррекции базовой линии убирает систематические изменения базовой линии вычитанием значений, хранящихся в памяти. Самокалибровка (между триггерами) может корректировать базовую линию, сдвинутую из-за температуры или дрейфа. Позже коррекция базовой линии может удалить несистематические изменения базовой линии, которые добавлены кластерами. Фильтр обрезания "хвоста" сигнала это цифровой фильтр, который убирает длинный ионный "хвост" детекторного сигнала и отклонения, вызванные наложениями. Эта процедура улучшает идентификацию кластеров. И наконец, процедура подавления нулей убирает все данные ниже порога и уменьшает объем передаваемых данных.

## Расположение регистрирующей электроники

Каждая плата регистрирующей электроники (FEB) содержит полный набор аналоговых и цифровых компонентов, необходимых для считывания сигналов с палочек. Высокая плотность каналов (до 0.4 канал/см<sup>2</sup>) во внутренней области палочковой плоскости и требование обеспечить минимальное количество вещества от электроники требует от нас использования очень компактных компонентов. FEB должны быть расположены параллельно палочковым плоскостям камер считывания (Рис. 2.30) для того, чтобы получить минимальное количество вещества. Для реализации такого подхода решено использовать новейшие FPGA [221] вместо специализированных цифровых схем, таких как ALTR0 [219, 222]. Предполагается использовать наиболее производительные FPGA Spartan-6 и Virtex-6.



**Рис. 2.30:** Расположение электроники нижнего уровня одного сегмента (потребляемая мощность 200 Ватт).

Наиболее важный фактор-емкость встроенной памяти, количество быстрых каналов передачи данных и, конечно, — стоимость.

Наиболее подходящий тип — это Spartan-6 LX(T) FPGA. Эта серия поддерживает до  $150 \cdot 2^{10}$  логических элементов, 4.8 МБ памяти, интегрированные контроллеры памяти и легкие в использовании встроенные схемы цифровой обработки сигналов.



Предполагается использовать пять типов плат регистрирующей электроники (FEB) (Рис.??). Каждая из них делится на ячейки, которые содержат одну FPGA/Spartan-6 LX, 64 канала АЦП (8 каналов  $\times$  8 чипов = 64), 64 канала PASA (16  $\times$  4 = 64 канала) и обеспечивает передачу данных через серийный интерфейс к "концентратору данных"- FPGA на базе Virtex-6 LXT со скоростью 100 МБ в секунду.

Все ячейки синхронизируются по шине синхронизации (TTC). FEB1 и FEB2 имеют дополнительно один высокопроизводительный чип FPGA, который обеспечивает прием данных от всех FEB ячеек и передачу их через оптические линии со скоростью  $\sim 2.0$  ГБ в секунду. Это обеспечивает суммарную скорость передачи данных от ТРС  $\sim 5$  ГБ/с.

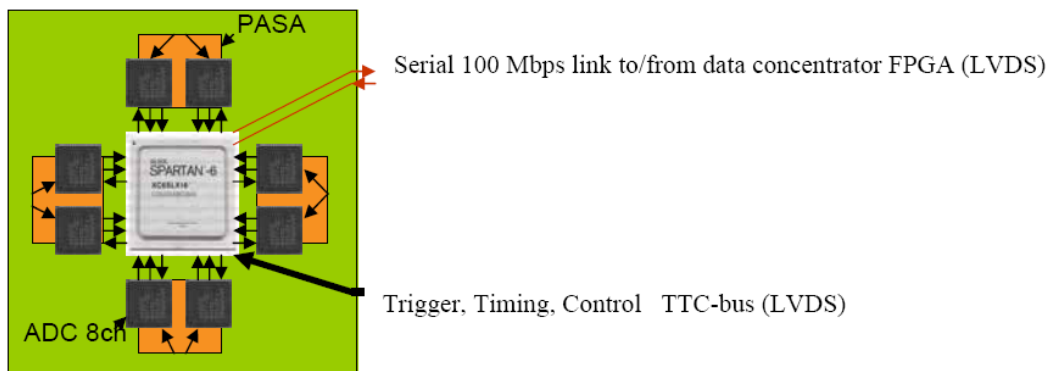


Рис. 2.31: Ячейка FEB на 64 канала.

## Поток данных

Большая гранулярность ТРС (80000  $\times$  400 временных отметок) приводит к тому, что размер события будет 1 МБ после подавления нулей. При частоте триггера  $\sim 5$  кГц максимальная скорость набора  $\sim 50$  Гбит/с, что соответствует  $\sim 2.0$  Гбит/с для одной камеры и около 40 Мбит/с на одну FEB ячейку (64 канала).

Каждая FEB ячейка имеет 0.5 МБ встроенной памяти (4  $\cdot 2^{10}$  сэмплов/канал), что может обеспечить буферизацию 4–8 событий (что позволяет устранить потерю данных из-за мертвого времени DAQ) и быструю линию связи с FPGA концентратором данных, который обеспечивает сбор и передачу данных в DAQ MPD.

По опыту STAR объем данных может быть уменьшен on-line (DAQ) с фактором 100, т.е. до 50 МБ/с.

### 2.3.4 Инфраструктура для конструкции детектора

Для изготовления и тестирования камер в ЛФВЭ ОИЯИ введен в эксплуатацию новый корпус, оборудованный современными приборами и чистыми помещениями (общей площадью  $\sim 120$  м<sup>2</sup>). Обычно процесс изготовления камер разделен на три этапа :

- 1) склейка рам камер и падовых плоскостей,
- 2) намотка и перенос катодных и анодных проволочек,
- 3) сборка и тестирование камеры.

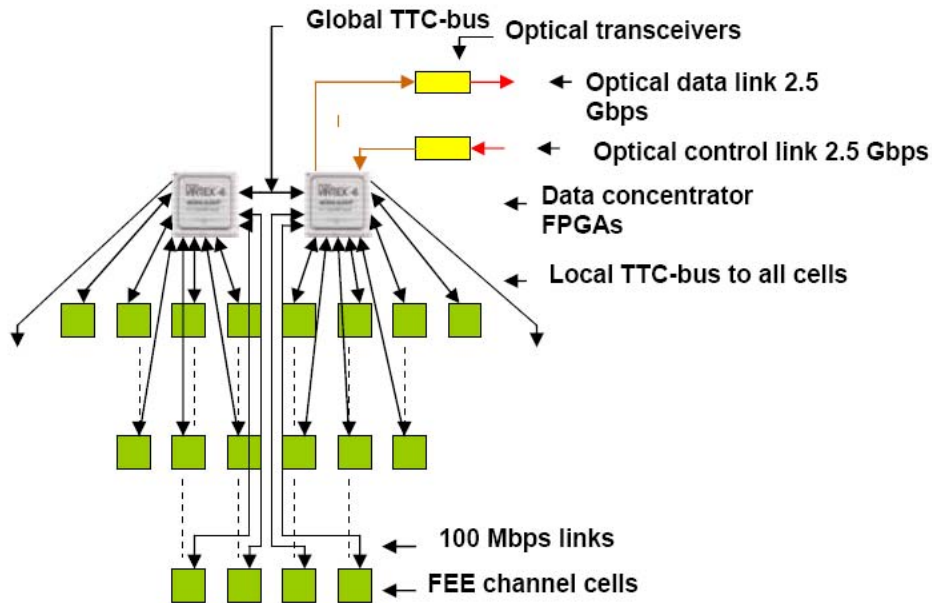


Рис. 2.32: Структура потока данных

Для склейки рам камер используется несколько прецизионных столов. Перенос проволочных плоскостей на рамки камер производится в чистых комнатах, оборудованных приборами контроля климата, что позволяет поддерживать постоянную температуру 23-24° и влажность ниже 35%. Проволочные плоскости подготавливаются для каждой камеры на управляемой компьютером намоточной машине, что позволяет наматывать проволочки с регулируемым натяжением и шагом. Над столами для переноса проволочек установлены дополнительные воздушные фильтры для обеспечения чистоты класса 10000. Положение проволочных плоскостей на камере корректируется с помощью микроскопов с точностью 20 мкм [223].

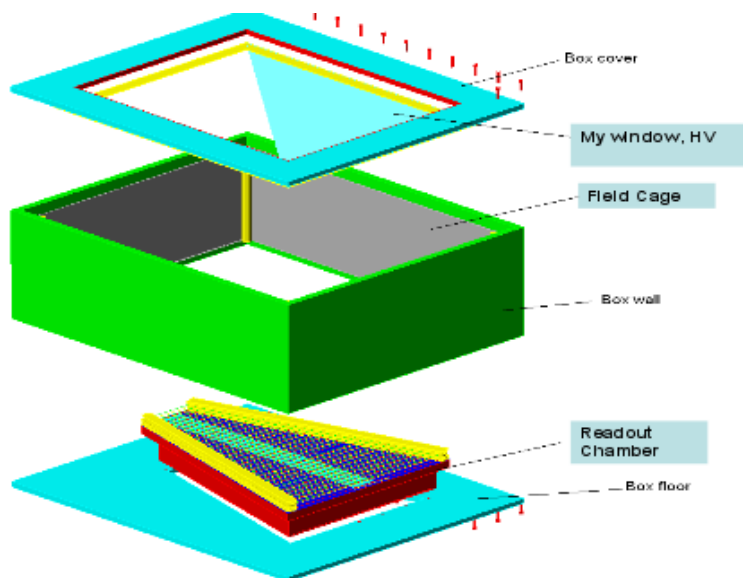
После сборки камера тестируется в on-line режиме на автоматизированном стенде. Стенд оборудован рентгеновской трубкой (10 кэВ) с коллиматором, которая может прецизионно с точностью  $\sim 50$  мкм перемещаться в двух направлениях ( $X$  и  $Y$ ); это позволяет сканировать камеру по всей площади для измерения однородности эффективности или газового усиления.

Планируется изготовить небольшой прототип камеры считывания сектора ТРС с различной геометрией падов ( $6 \times 12$  мм<sup>2</sup>), оборудованный 256 каналами электроники считывания (Рис. 2.34) для исследования различных газовых смесей, измерения пространственного разрешения и отработки параметров электроники считывания.

С целью возможного использования в качестве камер считывания исследуются несколько детекторов на основе GEM. Несколько версий GEM детекторов с активной площадью  $10 \times 10$  см<sup>2</sup> и одно- и двумерным считыванием были испытаны в ЛФВЭ ОИЯИ. Было получено пространственное разрешение 100 мкм на этих детекторах [224]. Следующим этапом будет испытание детекторов на основе GEM на устойчивость от искровых пробоев.



Рис. 2.33: Перенос проволочных плоскостей на рамки камер.



4

Рис. 2.34: Прототип сектора TPC

## 2.4 Внутренний трекер

### 2.4.1 Концепция

Концептуальная схема внутреннего трекера (ИТ) установки NICA-MPD показана на Рис. 2.35–2.37. В основу трекера положена техника кремниевых микрополосковых детекторов, разработанная в течение последних 15 лет для экспериментов ALICE, LHC [225], STAR, BNL [226] и D0, FNAL [227].

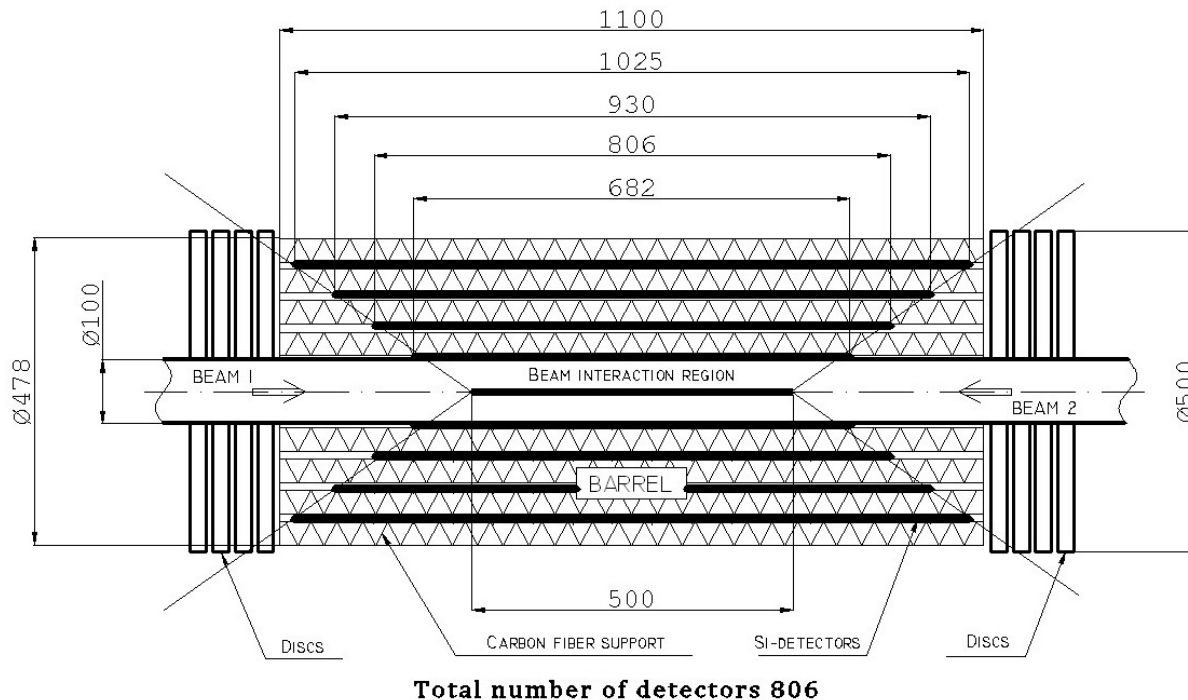


Рис. 2.35: Концептуальная схема ИТ

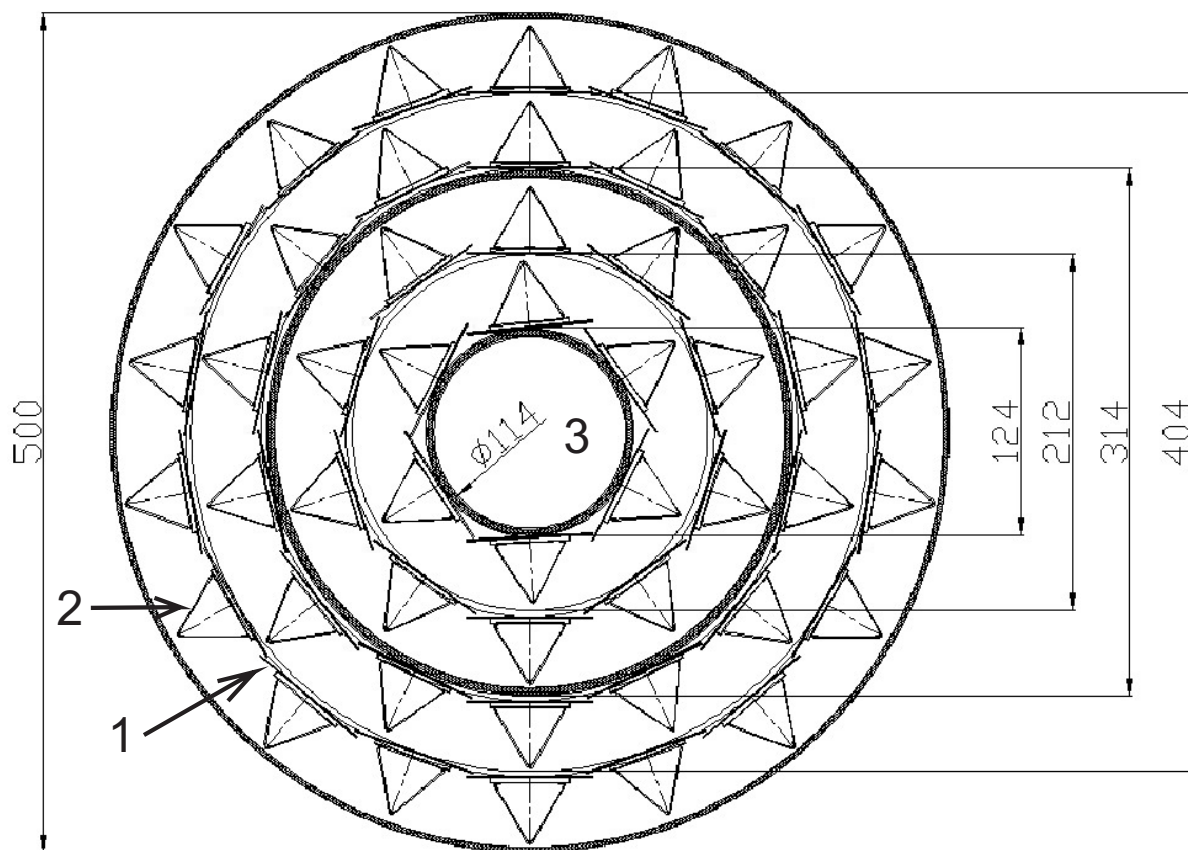
Система, схема которой показана на Рис. 2.35–2.37, состоит из 4-слойной цилиндрической части и торцевых дисков, собранных из детекторов. Элементы опорно-охлаждающей конструкции цилиндров и дисков изготовлены из углеволокна с целью уменьшения ее массы и, следовательно, снижения в ней многократного кулоновского рассеяния частиц. Последнее приводит к ухудшению разрешающей способности трекера. Толщина каждого чувствительного слоя с учетом материала опорно-охлаждающей конструкции не должна превышать  $0.01X_0$  для любого трека. Детекторы восьми цилиндрических слоев трекера крепятся на легких трехмерных фермах из углеволокна, подобных разработанным для ИТ установок ALICE (CERN) и STAR (BNL).

Детекторы с размерами  $62 \times 62$  мм<sup>2</sup> могут быть изготовлены в России на имеющейся технологической линии для работы с кремниевыми пластинами диаметром 4 дюйма. Топология полосок детекторов с ориентацией почти параллельно магнитному полю подобна топологии детекторов, использованных для изготовления трекера установки ALICE.

В начальном варианте трекера стереоугол между полосками на разных сторонах детектора принят равным  $15^\circ$ . При шаге полосок  $h = 100$  мкм пространственное разрешение - точность определения координат частицы - близко к  $\sigma_\varphi = h/(\sqrt{2} \cdot \sqrt{12}) = 23$

мкм в  $(r, \varphi)$  направлении и  $\sigma_z = h/(\sqrt{12} \cdot \alpha) = 120$  мкм в направлении  $Z$  вдоль оси пучка. Точное значение стереоугла будет определено после компьютерной оптимизации топологии полосок, обеспечивающей минимальное число неоднозначных реконструкций треков (подробнее см. Раздел 2.4.2). Для исключения нечувствительных зон детекторы устанавливаются с небольшим перекрытием, как схематически показано на Рис. 2.36. Всего в цилиндрической части трекера используется 806 детекторов, установленных на 54 углеволоконных фермах.

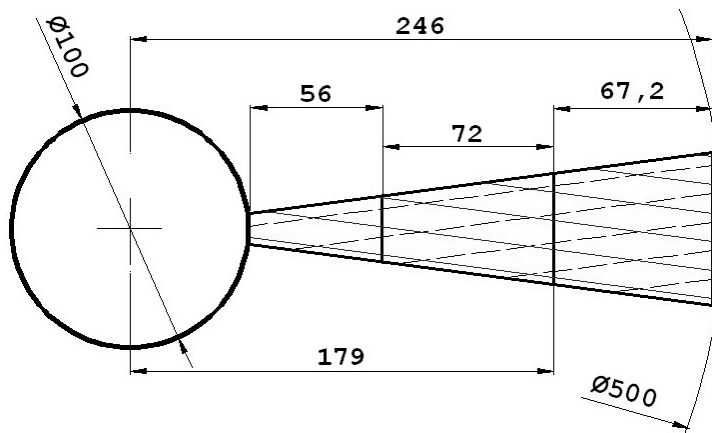
Частицы с большим значением быстроты (с малым углом вылета) регистрируются детекторами, установленными на клиновидных модулях, которые монтируются на торцевых дисках. Дискосая система детекторов трекера состоит из восьми дисков, собранных из 24 базовых клиновидных модулей. Полоски с двух сторон детекторов каждого модуля имеют угол раствора  $15^\circ$  и направлены параллельно одной из его сторон, как показано на Рис. 2.37. Такая конструкция, успешно функционирующая в эксперименте D0 во FNAL [227], будет усовершенствована в проекте IT NICA-MPD с учетом значительно больших размеров дисков. Чувствительная поверхность модулей состоит из трех зон кремниевых детекторов вместо двух, используемых в установке D0.



**Рис. 2.36:** Цилиндрическая часть ИТ. Вид вдоль оси пучка ускорителя.

Пространственное разрешение треков дискосой системой аналогично разрешению, приведенному выше для цилиндрической части. Дискосая система состоит из 4 элементов (слоев), расположенных по торцам цилиндрического модуля. Расстояние между слоями, показанными на Рис. 2.35, будет окончательно определено в процессе компьютерной оптимизации их работы в составе трековой системы, включающей

торцевые элементы и Передний Магнитный Спектрометр (FMS). Эти расстояния оптимизируются таким образом, чтобы частицы, вылетающие из области взаимодействия в пределах акцептанса трекера, проходили через все четыре слоя детекторов. Параллельно разрабатываются программы восстановления треков.



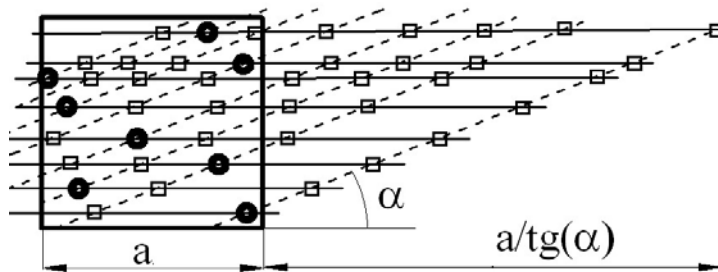
**Рис. 2.37:** Схема клиновидного модуля дисковой системы. Каждый диск состоит из 24 таких модулей.

## 2.4.2 Оценка загрузки детекторов и числа "ложных изображений".

Важным параметром, характеризующим функционирование ИТ, является его загрузка (заселенность) заряженными частицами. Она определяется как число частиц, попадающих на один чувствительный элемент (т.е. одну полосу) в одном событии. Высокая загрузка порождает ложные координаты частиц и, следовательно, ограничивает трековую разрешающую способность системы. Для количественной оценки загрузки детекторов и каждой полосы проведено моделирование ядро-ядерных столкновений с использованием генератора событий LAQGSM. Определена максимальная заселенность детекторов, расположенных на кратчайшем расстоянии (5 см) от точечной области взаимодействия. Рассчитывается число вторичных частиц, испущенных под углом  $90^0$  (псевдобыстрота  $\eta=0$ ). Для центральных столкновений ионов золота при энергии  $E_{cms}=9$  А ГэВ расчетная плотность заряженных частиц оказалась равной  $2,6 \text{ см}^{-2}$ , что соответствует средней заселенности полосы 0,12 частиц. Это вполне приемлемая величина, так как при этом вероятность попадания двух частиц на полосу в одном событии составляет 1,4 %.

Известно, что координаты точки попадания частицы на детектор, определенные по номерам сработавших полосок, становятся неоднозначными при большой множественности вторичных частиц:  $n$  вторичных частиц дают  $n^2$  вариантов определения координат. Это показано на Рис. 2.38. Рассмотрим детектор с размером  $a$  и плотностью частиц на нем  $\rho$ . Число частиц, попадающих на детектор, равняется  $n = \rho \cdot a^2$ , а число ложных координат этих частиц есть  $n_f = n(n - 1) \approx \rho^2 \cdot a^4$  (полагаем, что  $n \gg 1$ ). Рассмотрим случай малого стереоугла  $\alpha \ll 1$ ,  $\text{tg } \alpha \simeq \alpha$ . Площадь, на которой располагаются ложные координаты, есть  $S_f = \frac{a^2}{\alpha} \cdot \frac{1}{2} \cdot 2 + a^2 \approx \frac{a^2}{\alpha}$ . При этом плотность ложных координат зависит от стереоугла как  $\rho_f = \frac{n_f}{S_f} = \rho^2 a^2 \alpha$ . Для ИТ МРД  $\rho=2,6 \text{ см}^{-2}$ ,  $a=6,2 \text{ см}$ ,  $\alpha=0,25 \text{ рад}$  получаем  $\rho_f=60 \text{ см}^{-2}$ . Эту величину следует

сравнивать с величиной  $\rho_f(\alpha = \pi/2) = 430 \text{ см}^{-2}$ . Значительное отличие этих величин показывает преимущество малого стереоугла. Можно полагать, что влияние ложных координат на качество восстановления треков в трекаре сравнительно небольшое. Отличать ложные изображения от реальных можно, сравнивая координаты, восстановленные любой парой детекторов, например, слоями 1, 2 и 3, 4 цилиндрической части трекара. При этом координаты реальных точек попадания, в отличие от ложных, будут ложиться на восстанавливаемую траекторию. В то же время, поскольку ложные точки распределены квазислучайно, возможно их случайное наложение на реальные точки. Вероятность наложения равна  $(\sigma_Z \cdot \sigma_{R\varphi}) \cdot \rho_f \simeq 0.15\%$ , где  $\sigma$  соответствует неопределенности в определении координат  $Z$  и  $(R\varphi)$ .



**Рис. 2.38:** Причина возникновения ложных координат и пояснение связи между числом реальных и ложных координат в детекторе. Обозначения:  $\bigcirc$  - реальные точки,  $\square$  - ложные точки. Для простоты показана только правая часть схемы пересекающихся полосок. Полная схема имеет лево - правую симметрию.

### 2.4.3 Испытания прототипа детектора

В декабре 2008 года на пучке протонов с энергией 50 ГэВ ускорителя У-70 ИФВЭ (Протвино) проведены испытания двустороннего полоскового детектора, изготовленного в Германии (CIS, Erfurt). Цель эксперимента состояла в проверке эффективности и пространственной разрешающей способности кремниевых двусторонних микрополосковых детекторов при восстановлении треков частиц с минимальной ионизацией. Прототип детектора был первым из серии элементов, подлежащих испытаниям в процессе НИОКР, проводимых в рамках программы создания трекара МРД. В эксперименте также проверялось качество сборки двусторонних детекторов с использованием сверхтонких алюминиевых кабелей, которые предполагается применить в ИТ.

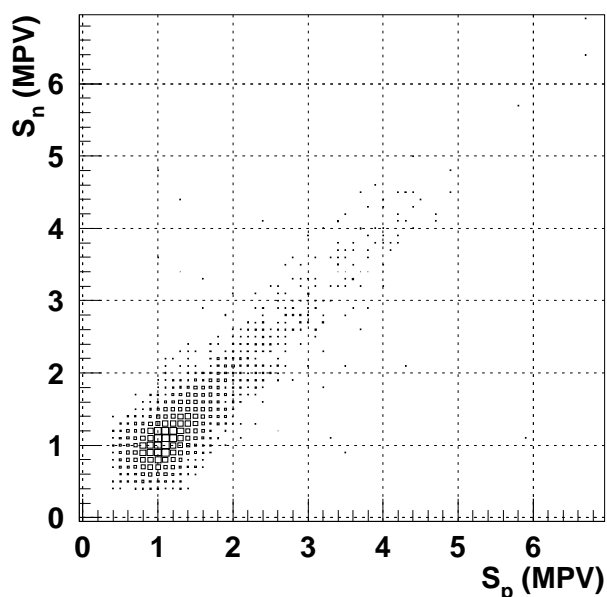
Работа по созданию прототипа была успешно выполнена консорциумом СВМ-МРД STS [228], учрежденным для конструирования и изготовления кремниевых трековых систем для экспериментов NICA - МРД (Дубна) и СВМ (FAIR, Дармштадт).

Прототип детектора был смонтирован на предприятии SE SRTIIE (Харьков, Украина) и прошел электрические испытания на наличие обрывов и межполосковых замыканий на испытательной станции в НИИЯФ МГУ. После испытаний детектор был перевезён в Протвино и установлен на месте одной из станций определения положения пучка установки СВД-2 [229]. На СВД-2 изучаются события с высокой множественностью в столкновениях протонов с энергией  $50 \div 70$  ГэВ с ядрами жидководородной мишени. Координаты вершины взаимодействия и координаты точек на треках позволяли определять точку попадания протонов на поверхности детекто-

ра с точностью около 6 мкм. Посылки частиц длительностью 1.5 с с интервалом 10 с состояли из  $10^6$  протонов.

Протон, проходящий через детектор, может быть зарегистрирован несколькими соседними полосками, образуя кластер. Размеры кластеров, зарегистрированные в эксперименте, распределены следующим образом: 87% однополосковых, 12% двухполосковых и 1% кластеров с большим числом полосок. Эффективность регистрации протонов близка к 100%. Корреляция между зарядами кластеров, измеренных на р- и п- сторонах детектора, показана на Рис. 2.39. Такие корреляции можно использовать для дополнительного подавления ложных изображений в событиях с высокой множественностью, что ускоряет процедуру восстановления треков [230].

Эксперимент подтвердил высокое качество сверхтонких алюминиевых кабелей, соединённых с детектором с использованием ТАВ-технологии на предприятии SE SRTHE (Харьков, Украина). Показано, что даже при невысоком отношении сигнал/шум, достигнутом в данном первом испытании, полученное пространственное разрешение детекторов соответствует требованиям будущего эксперимента.



**Рис. 2.39:** Корреляция амплитуд сигналов (зарядов) от кластеров, зарегистрированных с двух сторон полоскового детектора.

#### 2.4.4 Физические задачи, для решения которых необходим IT

IT MPD на основе кремниевых детекторов решает две основные задачи. Во-первых, он улучшает качество восстановления треков частиц, зарегистрированных всеми другими детекторными подсистемами. В этом его роль усиливается с уменьшением угла вылета частиц. В пределах углового акцептанса ТРС 40-140° Внутренний Трекер даёт возможность восстанавливать треки частиц с импульсами менее 150 МэВ/с. В области таких малых импульсов ТРС не эффективна. Качество восстановления треков с помощью ТРС снижается с уменьшением угла вылета частиц, и здесь информация с IT, свободного от этого недостатка, оказывается очень полезной. Для частиц, которые регистрируются FMS, IT просто необходим, поскольку этот спектрометр



расположен далеко от области взаимодействия, и прослеживание траектории частицы до первичной вершины представляет собой сложную задачу. С другой стороны, эта область является очень важной, поскольку частицы, испущенные под малыми углами, несут информацию о плоскости реакции, которая стоит в списке важнейших наблюдаемых величин при исследовании ядерных взаимодействий.

Во-вторых, трекер выполняет задачу идентификации сравнительно редких событий образования гиперонов, в частности, гиперонов со странностью -2 и -3. В настоящее время считается, что они являются чувствительными индикаторами изменения плотности ядерной материи в ядерно-ядерных столкновениях, и, следовательно, их выход может свидетельствовать о росте флуктуаций плотности вблизи критической точки, обнаружение которой является одной из главных задач проекта NICA-MPD. IT позволяет определять точки распада гиперонов с малым пробегом. Они находятся вблизи вершины первичного взаимодействия, где сходится большое количество треков. Для выделения вершины распада гиперонов на большом фоне необходима высокая точность экстраполяции треков из IT и TPC в область первичной вершины.

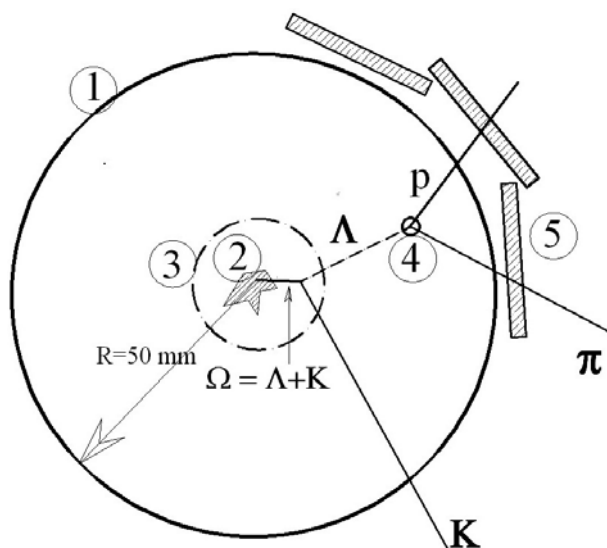
**Таблица 2.9:** Основные типы распада гиперонов, подлежащие регистрации с помощью IT в сочетании с TPC.

#	Decay mode	Branching	Range, cm.	Comment
1.	$\Lambda \rightarrow \pi^- p$	0.64	3.2	
2.	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$	1.	0	Unaccessible, $c\tau = 2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}$
3.	$\Sigma^0(1385) \rightarrow \Lambda \pi$	0.9	0	Resonance, $\Gamma = 36 \text{ MeV}$
4.	$\Sigma^0(1385) \rightarrow \Sigma^\pm \pi^\mp$	0.1	0	Resonance, $\Gamma \approx 30 \text{ MeV}$
5.	$\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$	0.99	3.0	
6.	$\Sigma^+ \rightarrow n \pi^+$	0.48	1.9	
7.	$\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$	0.5	1.9	Unaccessible
8.	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$	0.99	5.0	Unaccessible
9.	$\Xi^0(1690) \rightarrow \Lambda K^0$	?	2.5	Resonance, $\Gamma \approx 30 \text{ MeV}$
10.	$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$	0.99	2.5	
11.	$\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$	0.68	0.7	
12.	$\Omega^-(2250) \rightarrow \Xi^- K^- \pi^+$	?	0	Resonance, $\Gamma \approx 50 \text{ MeV}$

В Таблице 2.9 приведен перечень возможных видов распада гиперонов, которые могут быть зарегистрированы IT. Данные таблицы позволяют сделать некоторые выводы.  $\Sigma^0$  гиперон (строка 2) практически не может быть зарегистрирован средствами MPD, поскольку одиночный  $\gamma$  трудно отождествить с  $V^0$ -частицей и вычислить эффективную массу  $V^0 + \gamma$  комбинации. В то же время, резонанс  $\Sigma^0(1385)$  (строки 3, 4), по-видимому, зарегистрировать можно. Динамика взаимодействия этого короткоживущего гиперона с материей файерболла может существенно отличаться от динамики взаимодействия долгоживущих гиперонов. Следовательно, эти гипероны могут служить важными характерными признаками возбужденной и сжатой барионной материи. То же самое верно и для резонансов, приведенных в строках 9 и 12

Таблицы 2.9.

Идентификация гиперонов  $\Xi^0$ ,  $\Xi^0(1690)$ ,  $\Omega^-$  и  $\Omega^-(2250)$  со странностями -2 и -3 является одной из сложных и важных проблем. При  $E_{cms} = 9$  А ГэВ множественность  $\Omega$ -частиц в центральных  $Au + Au$  столкновениях равняется  $\sim 2 \pm 0.2$ , в то время как для частиц других типов она значительно больше:  $\Lambda$  - 28,  $K$  - 70,  $p$  - 150,  $\pi^\pm$  - 350. Типичный средний пробег гиперона с импульсом 0.5 ГэВ/с равен 7 мм, а пробег  $\Lambda$ -гиперона (как продукта распада) составляет 30 мм. Рис. 2.40 показывает характерную схему распада  $\Omega^-$ -частицы. Видно, что соответствующие вершины распадов расположены внутри камеры коллайдера. Для идентификации этих гиперонов необходимо отличить вершины их распада от вершин первичного взаимодействия, в каждой из которых испускается около 800 заряженных частиц! Рис. 2.40 показывает, что только ИТ с его высокой пространственной разрешающей способностью может решить эту сложную задачу. Предварительное моделирование  $Au + Au$  столкновений с использованием генератора событий LAQGSM показывает, что  $10^7$  событий рождения гиперонов со странностью -2, -3 может быть зарегистрировано за три месяца работы системы NICA-MPD.



**Рис. 2.40:** Характерная схема распада мультистранного гиперона  $\Omega^-$ , образованного в области встречи пучков  $AuAu$  установки MPD. Обозначения: 1 - вакуумная камера коллайдера; 2 - точка встречи пучков; 3 - область неопределённости экстраполяции треков из TPC (11 мм); 4 - область неопределённости экстраполяции треков из ИТ (40 мкм); 5 - кремниевые полосковые детекторы первого слоя ИТ.

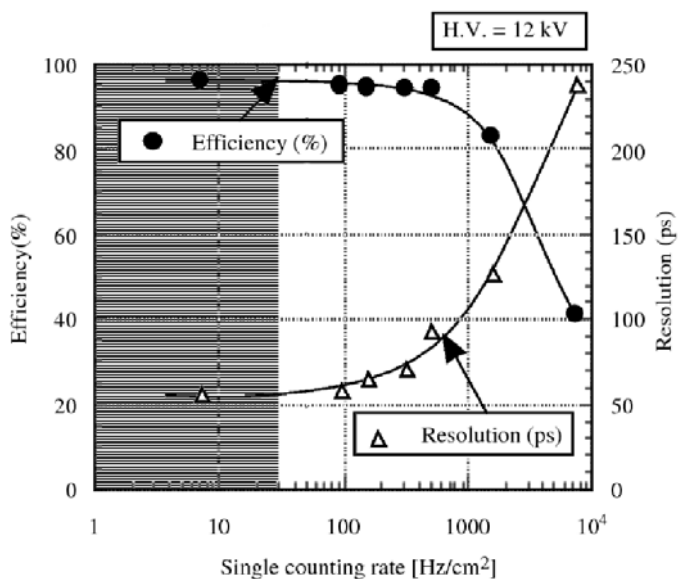
Наконец, можно упомянуть не последнюю по значимости и сложности задачу измерения поляризации гиперонов с помощью ИТ. Известно, что  $\Lambda$ -частицы, образующиеся в  $pp$  и  $pA$  взаимодействиях имеют высокую степень поляризации  $\sim 30\%$  в диапазоне продольных импульсов  $x_f \sim 0.4 \div 0.7$ . Это указывает на то, что гипероны, образующиеся в  $pA$  столкновениях, не термализованы. Представляется интересным исследовать поляризацию гиперонов в столкновениях в зависимости от энергии пучка, чтобы определить степень теплового равновесия ядерной материи в условиях экспериментов на комплексе NICA-MPD.

## 2.5 Времяпролетная система (ТОФ)

Амбициозные физические цели МРД требуют системы идентификации частиц с высокими параметрами, покрывающей большое фазовое пространство. Идентификация заряженных адронов (PID) при промежуточных импульсах (0,1–2 ГэВ/с), достигается времяпролетными (ТОФ) измерениями, которые дополняются информацией об энергетических потерях частиц ( $dE/dx$ ) в системах ТРС и ИТ.

Основные требования к ТОФ системе:

- перекрытие большого фазового пространства  $|\eta| < 2$ ;
- высокая гранулярность для обеспечения загрузки системы ниже 10–15%, а также для минимизации эффекта ухудшения эффективности из-за двойных хитов.
- хорошее координатное разрешение для эффективного нахождения соответствия хита в ТОФ с треком, реконструированным в ТРС.
- высокая геометрическая эффективность и эффективность регистрации частиц (свыше 80%)
- идентификация пионов и каонов с импульсами  $0.1 < p < 2$  ГэВ/с;
- идентификация (анти)протонов с импульсами  $0.3 < p < 3$  ГэВ/с;
- элементы ТОФ-системы должны стабильно работать в магнитных полях величиной до 0.5 Тл.



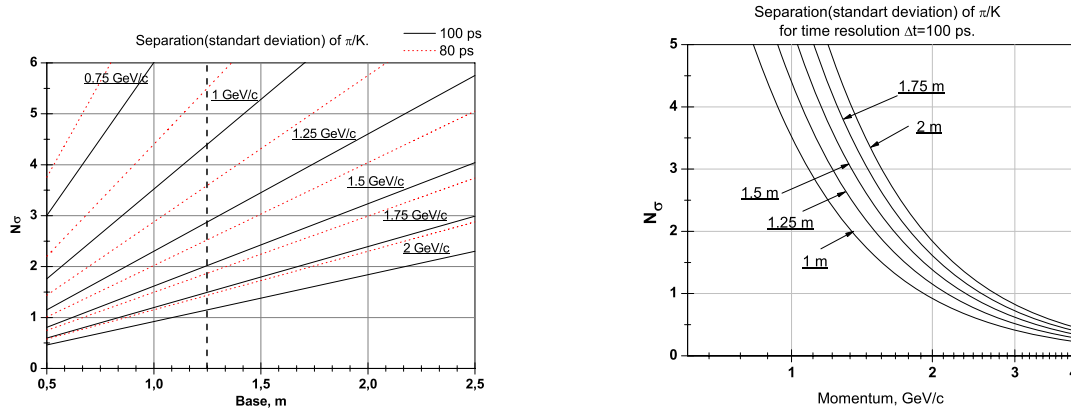
**Рис. 2.41:** Эффективность и собранный заряд в зависимости от загрузки для 2-х стекловой МРПК [231]. Выделенная область соответствует загрузке для ТОФ МРД.

В центральных столкновениях  $Au + Au$  рождается около  $3 \times 10^{-3} \text{ см}^{-2}$  ( $\eta=0$ ,  $r=1/3$  м) заряженных частиц. При средней светимости в коллайдере NICA  $L \sim 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , ожидаемая множественность для центральных триггеров (5–10%) не будет превышать  $\sim 700$  Гц.

Для времяпролетной (ТОФ) системы мы выбрали многозачорные резистивные плоские камеры (МРПК или МРРС-Multigap Resistive Plate Counters), которые широко используются в различных экспериментах с тяжелыми ионами, таких как

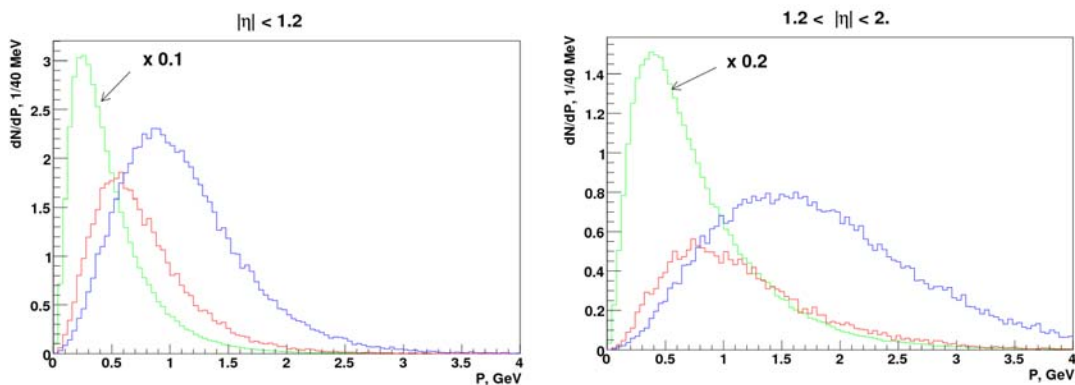
ALICE[231, 232], CBM[233], PHENIX[234], STAR[235] и HADES[236]. Резистивные плоские камеры имеют хорошие временные характеристики и способны эффективно работать с потоками частиц до  $10^3 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  (см. рис 2.41)

### 2.5.1 Оценка основных параметров TOF детектора



**Рис. 2.42:** Разделение  $\pi/K$  в зависимости от базы TOF для различных импульсов частиц и временных разрешений TOF (слева) и при фиксированных базисах и временном разрешении системы 100 пс как функция от импульса частиц.

Цилиндрическую часть TOF системы (баррель) можно представить как цилиндр с радиусом 1.3 м. По рисунку 2.42 можно оценить что на такой базе при разрешении TOF 100 пс можно разделить  $\pi$  and  $K$  на уровне 2-х стандартных отклонений для импульсов частиц до 1.5 ГэВ/с. В действительности, среднее расстояние пролета для TOF-системы составляет 1.77 м. В таком случае система будет разделять пионы и каоны на уровне 2 стандартных отклонений до импульсов 1.8 ГэВ/с.



**Рис. 2.43:** Импульсные распределения для  $\pi$ ,  $K$  и  $p$ , зарегистрированных в цилиндрической части (слева) и торцевой части (справа) TOF.

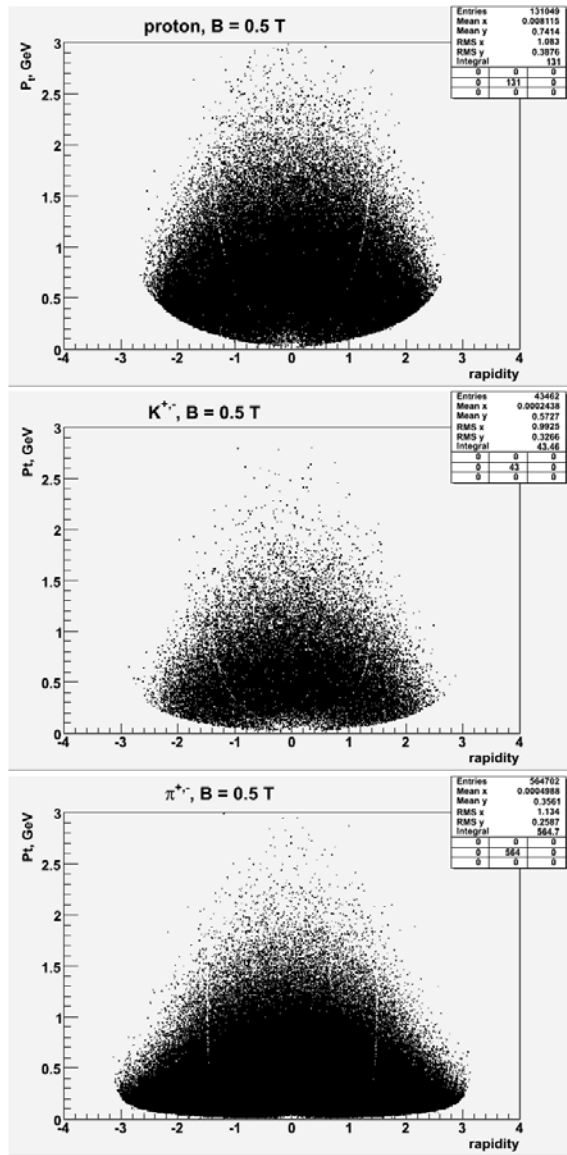


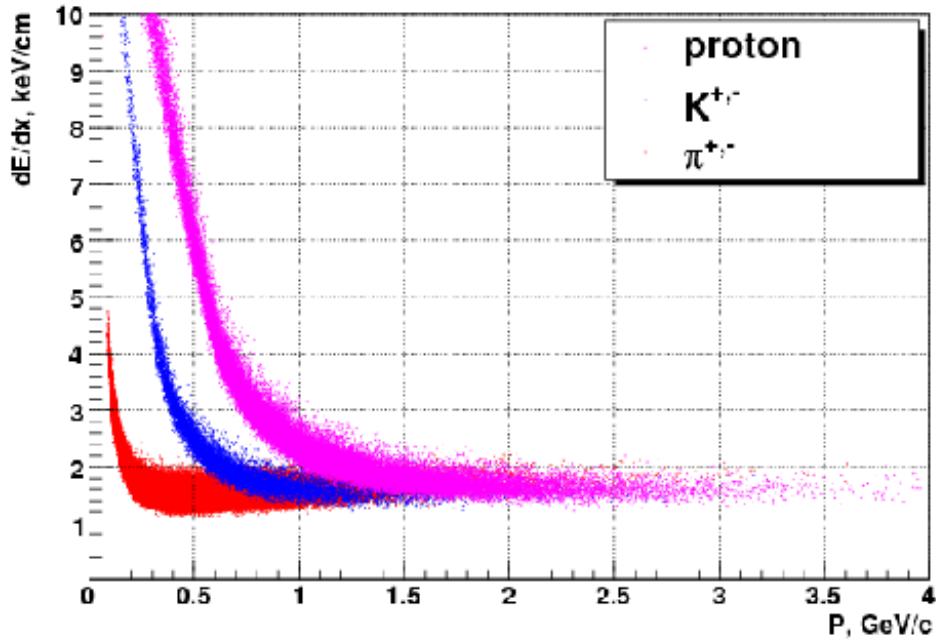
Рис. 2.44: Поперечный импульс частиц от псевдобыстроты для регистрируемых в цилиндрической части TOF  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ .

## 2.5.2 Спектр импульсов частиц

Для изучения кинематики частиц в TOF детекторе, схема которого показана на рисунке 2.1, была разработана группа программ для моделирования (UrQMD+GEANT4) и реконструкции треков частиц (MPDRoot). Спектры полных импульсов адронов ( $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ), зарегистрированных в детекторах TOF, представлены на рисунке 2.43. В интервале псевдобыстрот  $|\eta| < 1.2$  (левый рисунок), который соответствует площади, охватываемой вместе TPC и цилиндрической частью TOF, все пионы и большинство каонов имеют полные импульсы менее чем 1.5 ГэВ/с; тогда как более 95% протонов имеют импульс  $p < 2.5$  ГэВ/с. Для средней длины трека 1.8 м и ожидаемого полного временного разрешения в 100 пс будет возможно идентифицировать в цилиндрической области детектора все разновидности адронов на уровне приблизительно  $3\sigma$  (смотри Рис. 2.42). Зависимость поперечного импульса  $p_t$  адронов достигших барреля и торцевых частей TOF от псевдобыстроты показаны

на рисунке 2.44. Область псевдобыстрот  $|\eta| > 1.2$  перекрывается торцевой частью TOF, а так же детектором на строу-трубках (ST) и (частично) TPC. Распределение импульсов адронов расширяется в этой области псевдобыстрот, но из-за увеличения длины трека (около 2.4 м) разделение  $\pi/K$  с точностью  $2\sigma$  может быть получено для импульсов до 2 ГэВ/с.

### 2.5.3 Идентификация частиц с использованием TOF и ионизационных потерь в TPC



**Рис. 2.45:** Разделение частиц в TPC по ионизационным потерям в области псевдобыстроты  $|\eta| < 1.2$ .

Предположительно, разрешение  $dE/dx$  в TPC зависит от длины трека. Было показано [237], что разрешение  $\sigma \left( \frac{dE}{dx} \right) / \frac{dE}{dx} = 5.7\% \cdot L^{-0.37}$ . Судя по этой формуле, ожидаемое разрешение  $dE/dx$  для TPC MRD для длин трека порядка 75 см составит 6,3%. Используя генерированные центральные столкновения  $Au+Au$  при  $\sqrt{s_{NN}}=9$  ГэВ, мы реконструировали ионизационные потери для треков при помощи метода “truncated mean”. Число точек на трек в TPC – 56 и верхний уровень отрезания – 70%.

Из рисунков 2.46 можно сделать вывод, что информация о ионизационных потерях в TPC улучшает результаты идентификации в TOF при импульсах 0.2–1.3 ГэВ/с (см. Таблицу 2.5.3). Система идентификации TPC позволяет разделять частицы с импульсами 0.1–0.6 ГэВ/с.

	$\pi$	K	p
Эффективность	0.99	0.96	1.0
Примесь	0.0061	0.01707	0.0

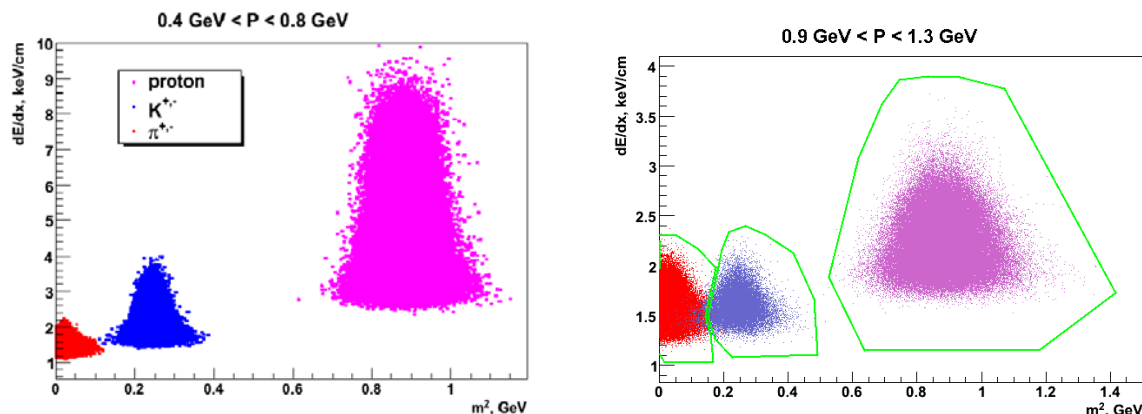


Рис. 2.46: Ионизационные потери (TPC) от массы (TOF) в различных импульсных интервалах.

### 2.5.4 Дизайн детектора

**Механическая конструкция цилиндрической части TOF** Баррельная часть времяпролетной системы (TOF) представляет собой цилиндр радиусом 1.2 м (см. рис. 2.47). Она перекрывает область  $|\eta| < 1.4$ . Площадь поверхности барреля TOF – около 25 м<sup>2</sup>. Размер одной многозачерной камеры — 7 см×62 см. На каждой из них расположено 48 падов размером 2,5 см×3,5 см. МРПК собраны в виде модулей. Всего в цилиндрической части 12 модулей. Вся баррельная часть TOF состоит из 660 камер. Полное число каналов считывания - 31680. Геометрическая эффективность в пределах  $|\eta| < 1.4$  составляет 97%.

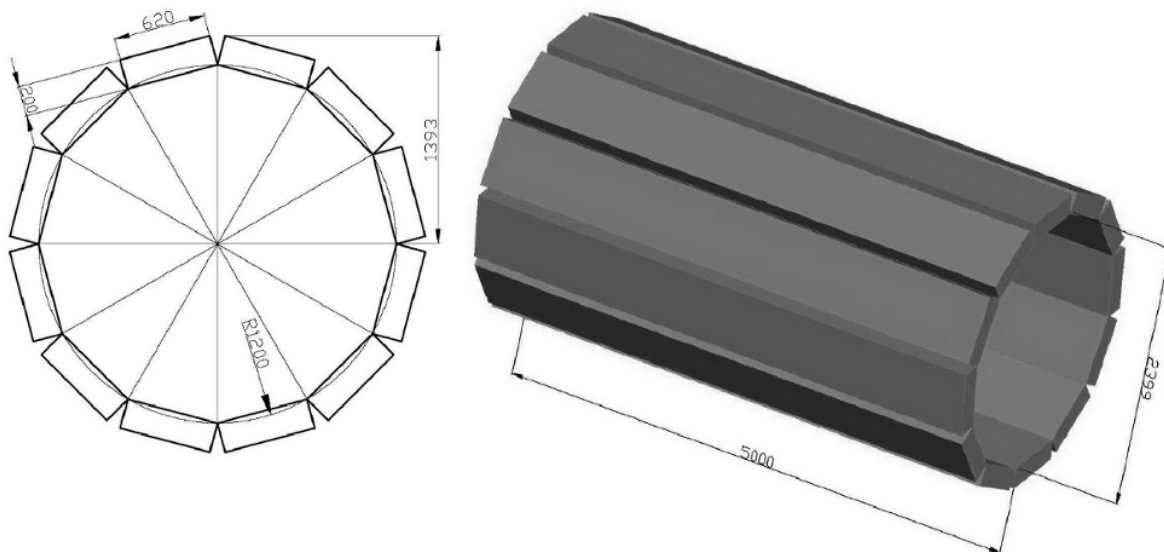


Рис. 2.47: Цилиндрическая часть TOF.

**Конструкция модуля.** Расположение МРПК в одном модуле представлено на рисунках 2.48 и 2.49. Детекторы в модуле располагаются перпендикулярно трекам пролетающих частиц.

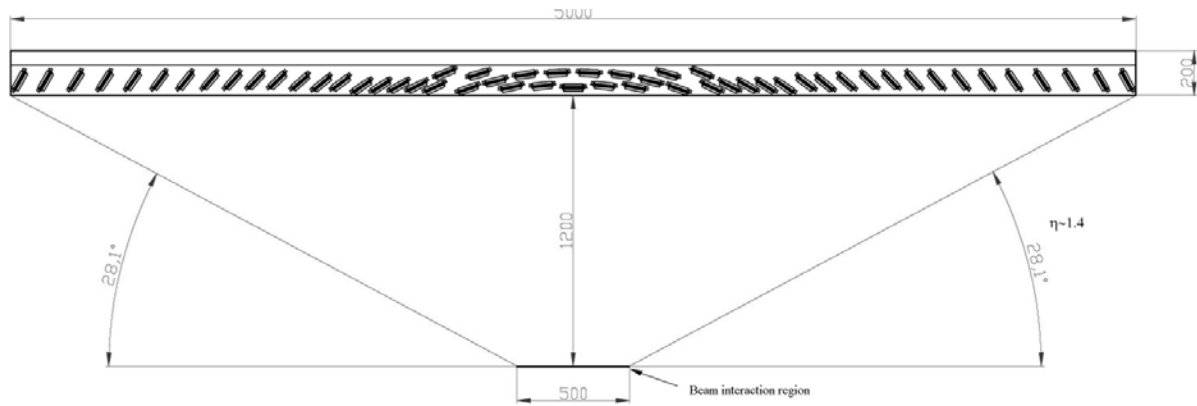


Рис. 2.48: Расположение элементов RPC в барреле TOF.

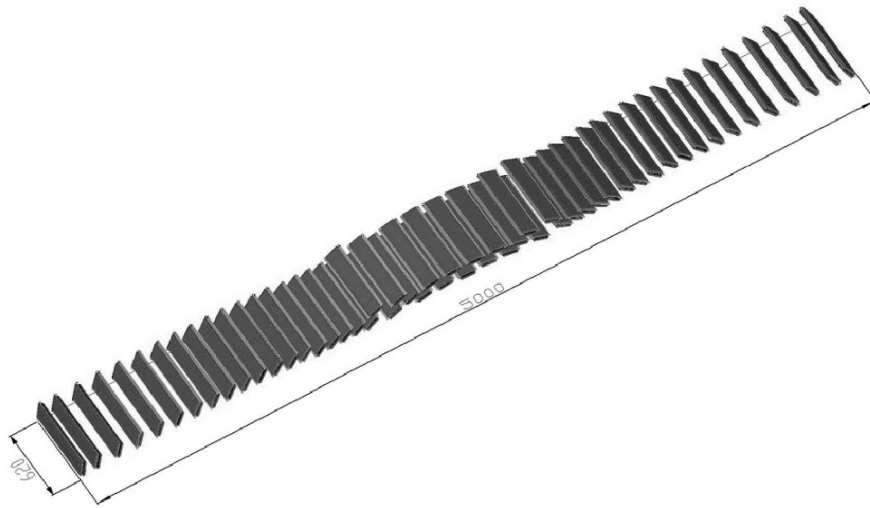


Рис. 2.49: Расположение МРПК в одном модуле.

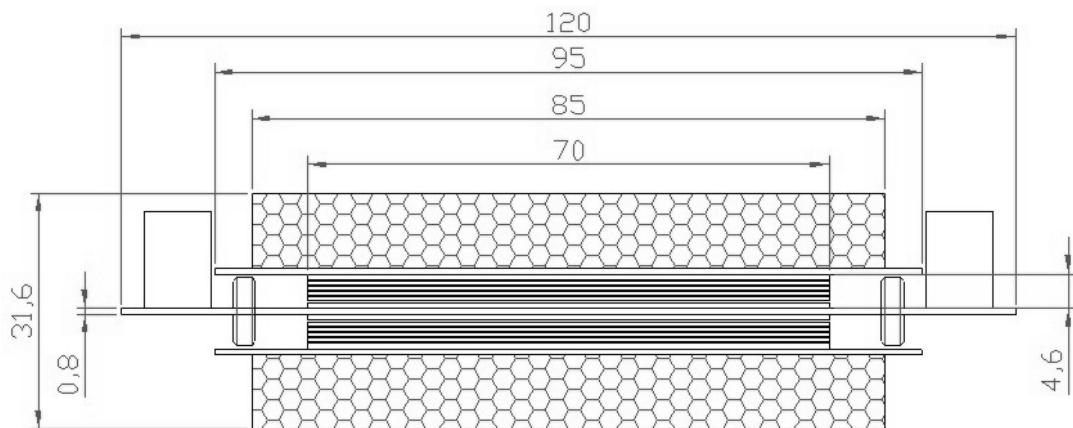
В каждом модуле располагается по 55 детекторов. Детекторы размещены таким способом, что считывающие электроды перпендикулярны линии, проведенной из точки взаимодействия. Чтобы минимизировать площадь мертвых зон, детекторы в модуле расположены так, чтобы активные области соседних детекторов накладывались друг на друга.

**Дизайн МРПК модуля.** Многозазорная резистивная плоская камера состоит из 12 слоев стекла, разделенных зазором 220 мкм. Так образуется 10 газовых промежутков. Конструкция с 10 промежутками была выбрана для того, чтобы исключить маленькие сигналы и уменьшить число срабатываний от нескольких частиц.

Коллаборация ALICE [232] продемонстрировала, что МРПК, сделанная из технического содо-известкового стекла с удельным сопротивлением  $\sim 10^{13} \cdot \text{см}$  может работать при потоках частиц свыше 1 КГц без ухудшения рабочих характеристик.

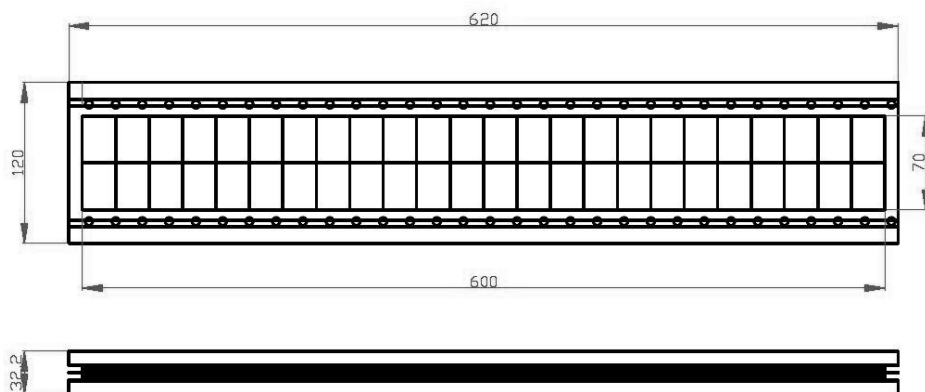
На рисунке 2.50 представлена схема МРПК в разрезе. Детектор состоит из двух частей, в каждой из которых по 5 газовых промежутков. Внешние стеклянные электроды толщиной 0.8 мм, а внутренние — 0.5 мм





**Рис. 2.50:** Модуль МРПК в разрезе.

Газовый зазор толщиной 220 мкм между стеклами обеспечивается обычной рыболовной леской. Внешние стеклянные электроды покрываются токопроводящим напылением с поверхностным сопротивлением около 5–10 МОм/см<sup>2</sup>



**Рис. 2.51:** Расположение считывающих электродов (падов) на плоскости одной МРПК.

Окончательное решение о форме и размерах считывающих электродов будет принято после оптимизации системы реконструкции треков во всем детекторе МРД. Координата, полученная в TOF может быть использована для реконструкции трека, дополнительно к TRS и IT.

## 2.5.5 Конструкция торцевых частей ТОФ

Торцевая часть ТОФ-системы состоит из двух плоских дисков с внешним диаметром 250 см и располагается по обеим сторонам цилиндрической части МРД после строутрекера на расстоянии 2.4 м от точки столкновения частиц. Эта система перекрывает область псевдобыстрот  $1.5 < |\eta| < 2$ .

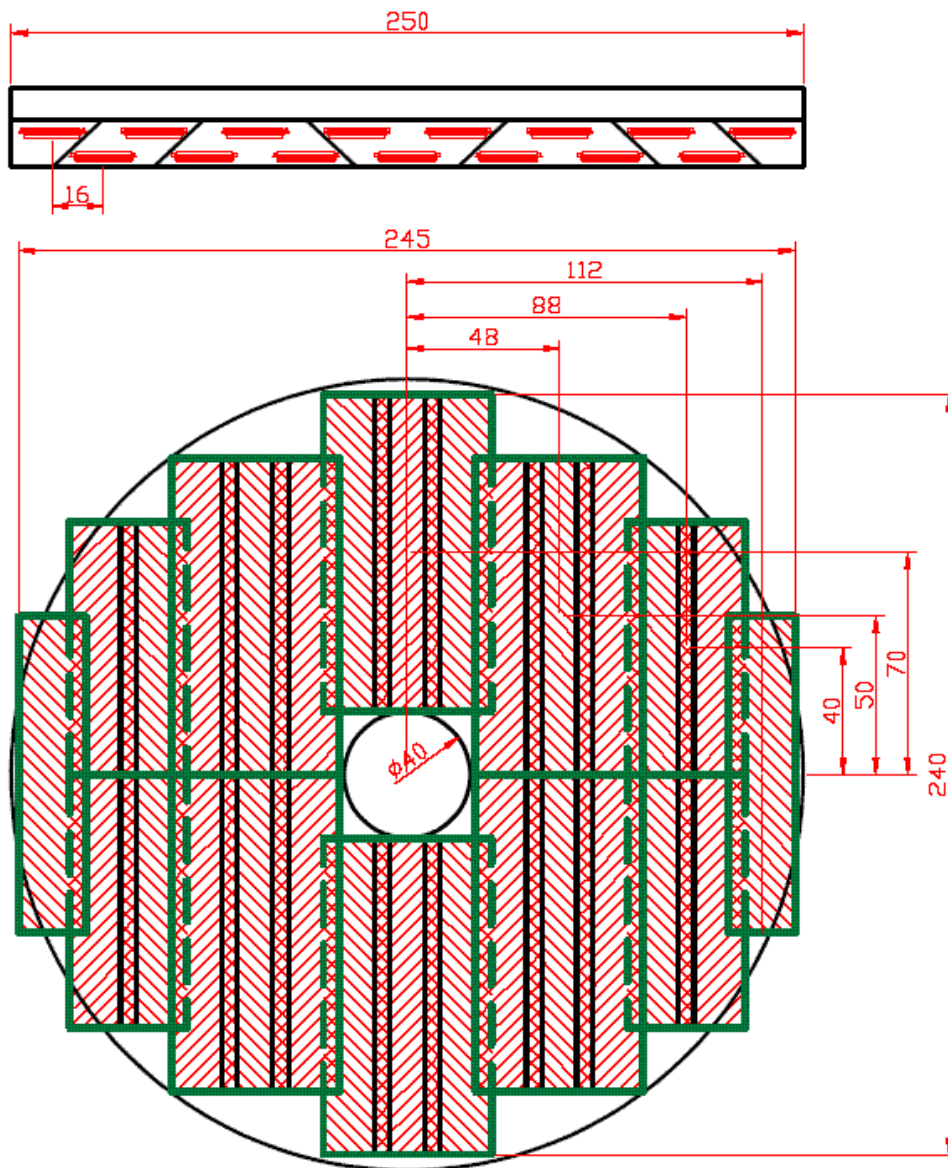
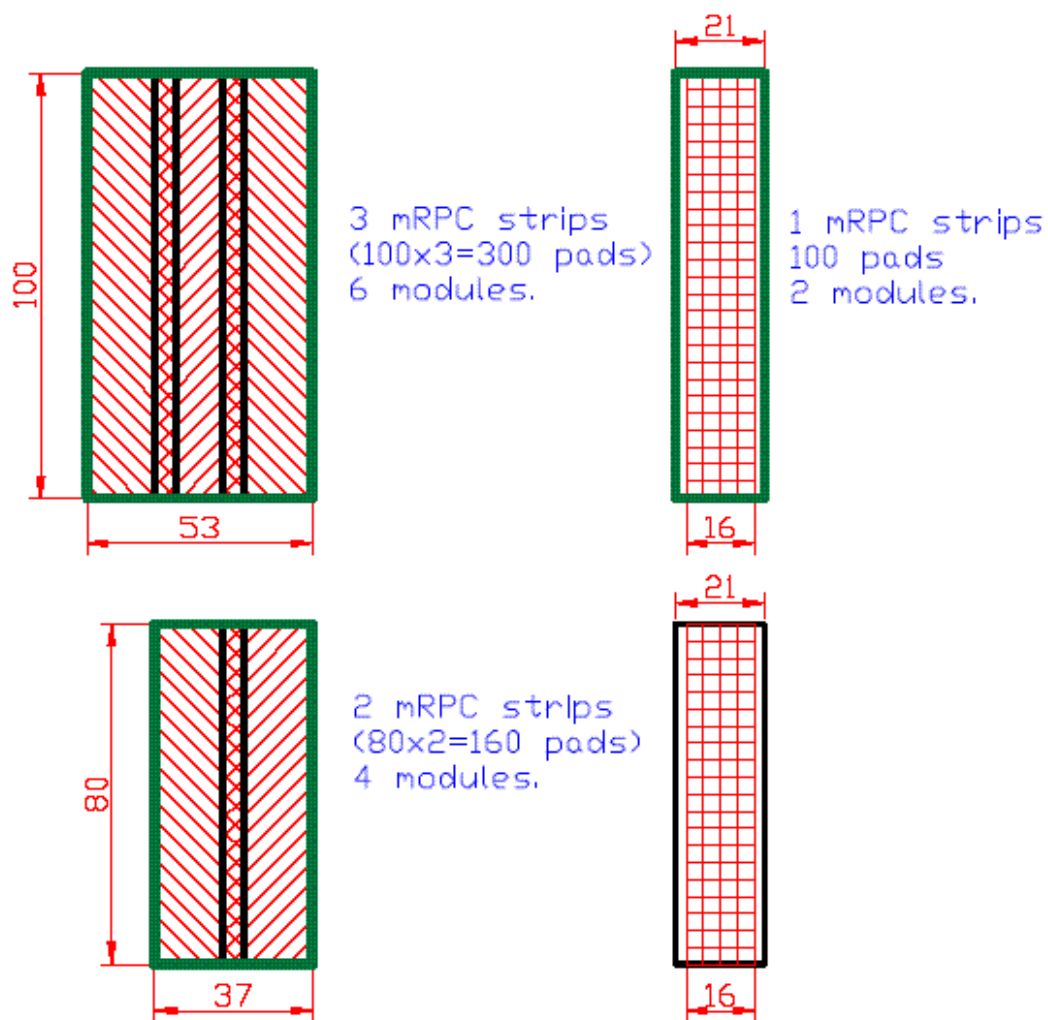


Рис. 2.52: Структура торцевой ТОФ системы.

Диски торцевых времяпролетных систем собираются из трех типов МРПК, показанных на рисунке 2.52. В каждом таком модуле располагаются МРПК размерами 100 см×21 см или 80 см×21 см, которые накладываются друг на друга чтобы перекрывать мертвые зоны (см. Рис. 2.53). В этих МРПК считывающие электроды планируется делать размерами 2х2 см<sup>2</sup>. В таком случае диски торцевых времяпролетных систем будут состоять из 28 МРПК с 2640 каналами считывания. Общая площадь торцевого детектора около 8.5 м<sup>2</sup>.



**Рис. 2.53:** Торцевая часть TOF, состоящая из четырех типов модулей МРПК длиной 80 и 100 см.

## 2.6 Электромагнитный калориметр

Электромагнитные пробники, как, например, реальные и виртуальные фотоны (т.е. дилептоны) дают возможность получить ключевую информацию о температуре, размерах системы на ранней стадии столкновения и о температурной эволюции системы от ее возникновения до теплового вымораживания. Рождаясь на протяжении всей пространственно-временной эволюции системы, они сразу по испусканию вылетают из сильновзаимодействующей среды без взаимодействия в конечном состоянии. Информацию о прямом тепловом излучении (фотоны или дилептоны) можно использовать для получения оценки начальной температуры КГП, образовавшейся в столкновениях тяжелых ионов.

### 2.6.1 Соображения по конструкции

Главное назначение электромагнитного калориметра (ECAL) — измерение координаты и энергии электронов и фотонов, рожденных в столкновениях тяжелых ионов. Благодаря высокому временному разрешению калориметр также будет играть важную роль в идентификации частиц. Кроме того, детектор фотонов будет служить для измерения полного потока энергии, который в немалой степени отражает начальные условия, достижимые в столкновениях тяжелых ионов на установке NICA. Первым шагом в реконструкции события будет поиск  $\pi^0$ -мезонов и вычитание фотонов, связанных с  $\pi^0$ -мезонами, из полного потока фотонов. Оставшиеся фотоны считаются кандидатами в прямые фотоны. Заряженные треки с соответствующим энергосодержанием в ECAL будут анализироваться с целью их идентификации как  $e$ ,  $\pi$ ,  $K$  или  $p$ . Для достижения требуемой чувствительности в реконструкции  $\pi^0$  при высоком фоне, энергии фотонов должны измеряться с высокой точностью.

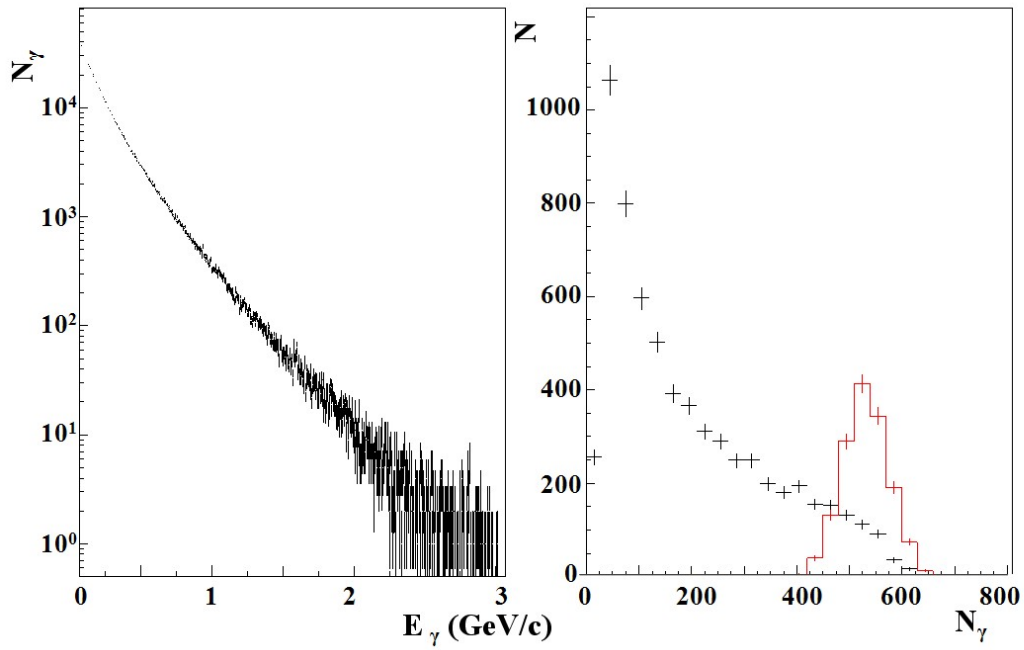
Ожидаемые условия с высокой множественностью (Рис.2.54) предполагают сильную сегментацию калориметра, достаточно большое расстояние до вершины и использование плотной активной среды с малым мольеровским радиусом. Для получения достаточного пространственного разрешения и возможности разделения перекрывающихся ливней, поперечный размер ячейки должен быть порядка величины мольеровского радиуса. Надежная реконструкция фотонов и мезонов возможна только при небольших перекрытиях ливней. Плотность частиц (*occupancy*) не должна превышать 5%, чтобы можно было с высокой точностью определить эффективность реконструкции фотона.

Квадратные ячейки детектора со стороной 3 см обеспечат *occupancy* не более 5% во всем акцептансе детектора (Рис. 2.55).

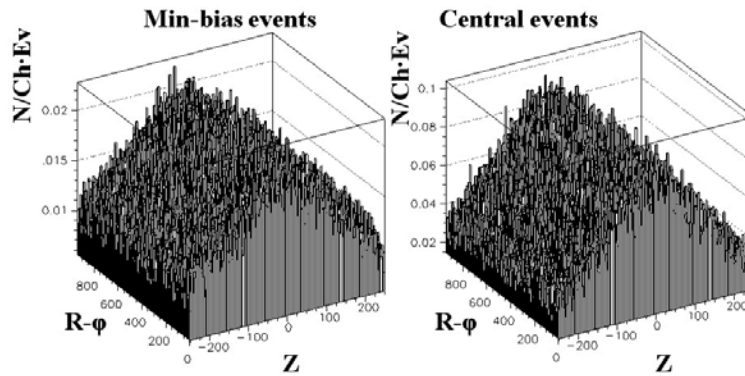
Разрешение по энергии является крайне важным параметром в условиях высокой множественности фотонов. (Рис. 2.56, Рис. 2.57). Требуемое энергетическое разрешение составляет примерно 3%.

Сигналы от нейтральных адронов можно будет отбирать с помощью обрезания по ширине ливня, которое применимо при всех энергиях, а также используя условие по времени пролета. Для длины пролета 1.5 м адроны достигнут детектора позже, чем фотоны, а в предлагаемом детекторе фотонов ECAL предусматривается возможность измерения времени полета в субнаносекундном диапазоне.

Наконец, детектор фотонов должен быть работоспособен в магнитном поле величиной до 0.5 Тл и быть достаточно компактным, чтобы его можно было включить в состав установки MPD.

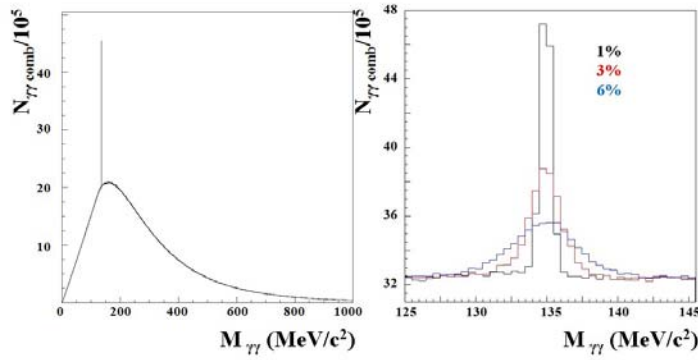


**Рис. 2.54:** Спектр энергии фотонов (слева) и распределение множественности фотонов (справа) в центральных столкновениях (красный цвет) и периферийных столкновениях (черный цвет)  $Au+Au$  (4.5+4.5 АГэВ).

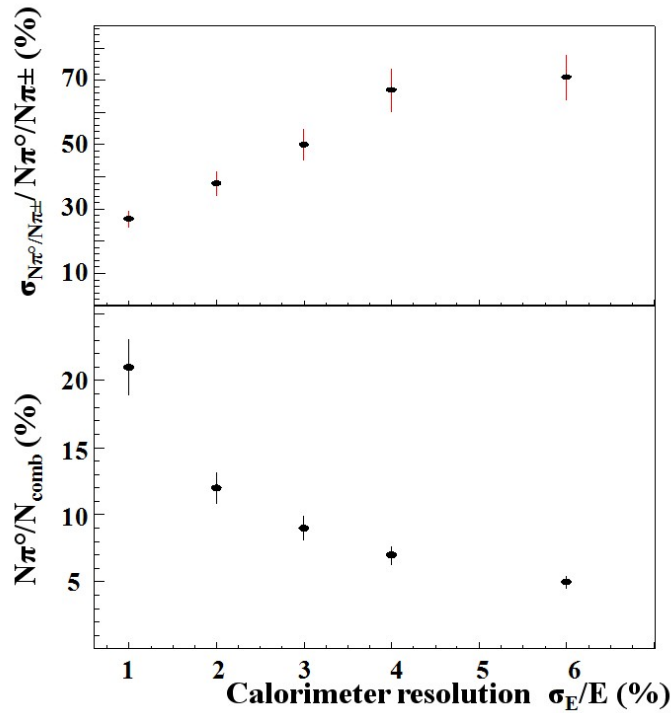


**Рис. 2.55:** Средняя осципация на канал для баррельной части детектора фотонов MPD с кристаллами размером  $3 \times 3$  см. Периферийные  $Au+Au$  столкновения (слева) и центральные (справа) (4.5+4.5 АГэВ).

Устройство типа “шашлык” отвечает всем вышеуказанным требованиям для электромагнитного калориметра MPD.



**Рис. 2.56:** Реконструкция  $\pi^0$  в промежуточных областях поперечного импульса  $P_{\pi^0}$  для различных значений энергетического разрешения детектора фотонов. Слева — идеальный детектор. Центральные столкновения Au+Au (4.5+4.5 АГэВ).



**Рис. 2.57:** Отношение числа реконструированных  $\pi^0$ -мезонов к числу событий от комбинаторного фона в зависимости от энергетического разрешения калориметра.

## 2.6.2 Калориметр типа “шашлык”

В детекторе MPD будет использоваться слоистый сцинтилляционный электромагнитный калориметр типа “шашлык” со свинцовым поглотителем. Такие калориметры использовались в детекторах PHENIX [238], KORIО [239], LHCb [240], T2K [241] и некоторых других. Калориметры такого типа относительно недороги, радиационно устойчивы, прочны в исполнении и обеспечивают энергетическое разрешение  $\sim 3\%/\sqrt{E}$ . Пространственное разрешение таких калориметров определяется оптической сегментацией и может легко регулироваться в соответствии с требованиями.

ми эксперимента. Прототипы калориметров типа “шашлык” интенсивно изучались несколькими коллаборациями. В качестве примера на Рис. 2.58 показано энергетическое разрешение, измеренное в эксперименте КОРЮ для различных видов светосбора. Экспериментальные данные фитировались зависимостью:

$$\sigma(E)/E = (1.96 \pm 0.1)\% \otimes (2.74 \pm 0.05)\%/\sqrt{(E)},$$

где  $\otimes$  означает квадратичное суммирование. Относительно большое постоянное слагаемое в 2% можно уменьшить с помощью увеличения длины модуля. Однако этот вклад мал при энергиях фотона в области 50-1000 МэВ.

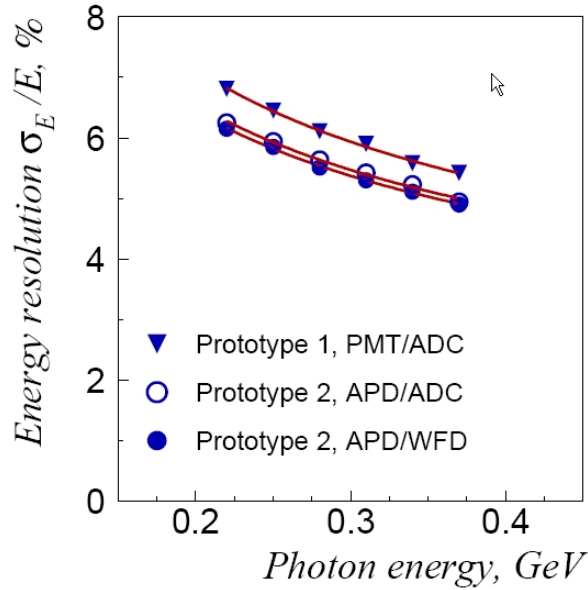


Рис. 2.58: Энергетическое разрешение калориметра типа “шашлык”.

Прототип модуля калориметра типа “шашлык” показан на Рис. 2.59.

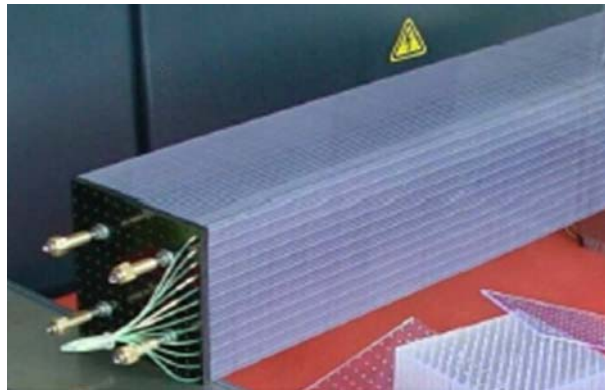
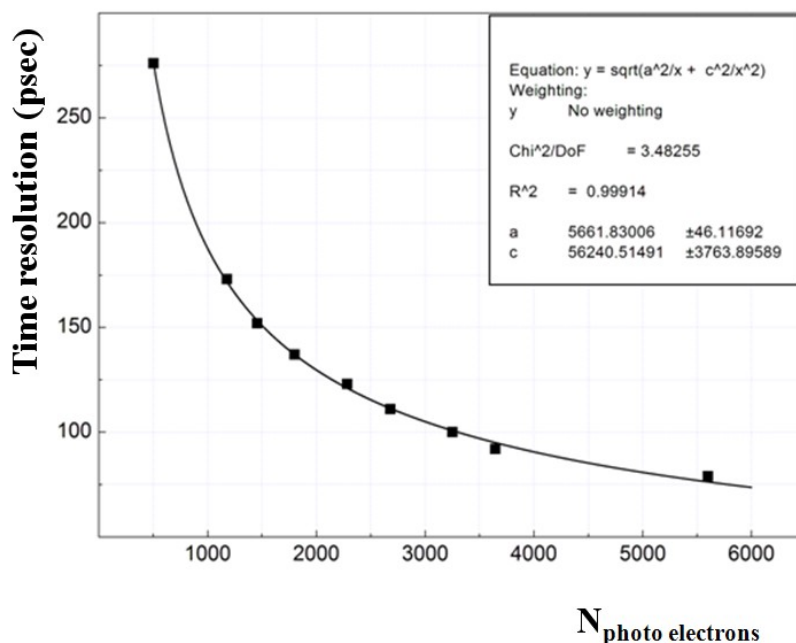


Рис. 2.59: Модуль типа “шашлык”.

Временное разрешение модуля, аналогичного модулю КОРЮ, исследовалось группой ОИЯИ на ускорителе DESY. Временное разрешение данного устройства ока-

залось зависящим от амплитуды выходного сигнала. Это объясняется двумя причинами. Первая причина – лучшее отношение сигнала к шуму для больших сигналов. Вторая, и более важная, причина – более высокая статистика светосбора (выраженная в количестве фотоэлектронов) при больших энерговыделениях в детекторе. Экспериментально измеренное временное разрешение одного модуля детектора показано на Рис. 2.60.



**Рис. 2.60:** Зависимость временного разрешения от количества фотоэлектронов.

При моделировании временного разрешения для различных частиц, проходящих через детектор МРД, использовалось отношение числа собранных фотоэлектронов к энерговыделению в калориметре, экспериментально измеренное коллаборацией КОРИО (Рис. 2.61).

В качестве базового для электромагнитного калориметра МРД предлагается использовать квадратный модуль со стороной 3 см. Каждый свинцово-сцинтилляторный модуль состоит из 250 перемежающихся пластин свинца толщиной 0,275 мм и пластического сцинтиллятора толщиной 1,5 мм. Полная длина модуля равна 40 см, что эквивалентно примерно 18-ти радиационным длинам. Светосбор в модуле осуществляется с помощью 9-ти продольных спектросмещающих волокон. Свет, собранный волокнами, считывается ливневыми фотодиодами (МАРД) с чувствительной областью размером 3×3 мм<sup>2</sup>. Механически сгруппированные модули образуют трапецевидную структуру (Рис. 2.62 с) которые в свою очередь образуют сектор Рис .2.62 b) с проективной ориентацией каждого модуля.

Вся баррельная часть электромагнитного калориметра МРД будет состоять из 48 секторов (Рис .2.62 а). Это позволит изолировать модули от электроники, которая будет устанавливаться в верхней части секторов.

Расчетная полная стоимость каждого модуля составляет 100 евро.



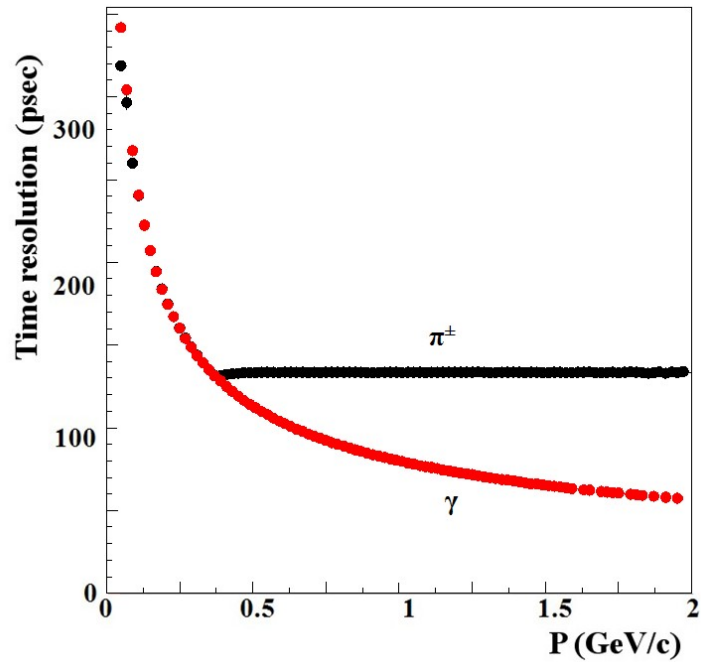


Рис. 2.61: Зависимость временного разрешения от импульса частицы.

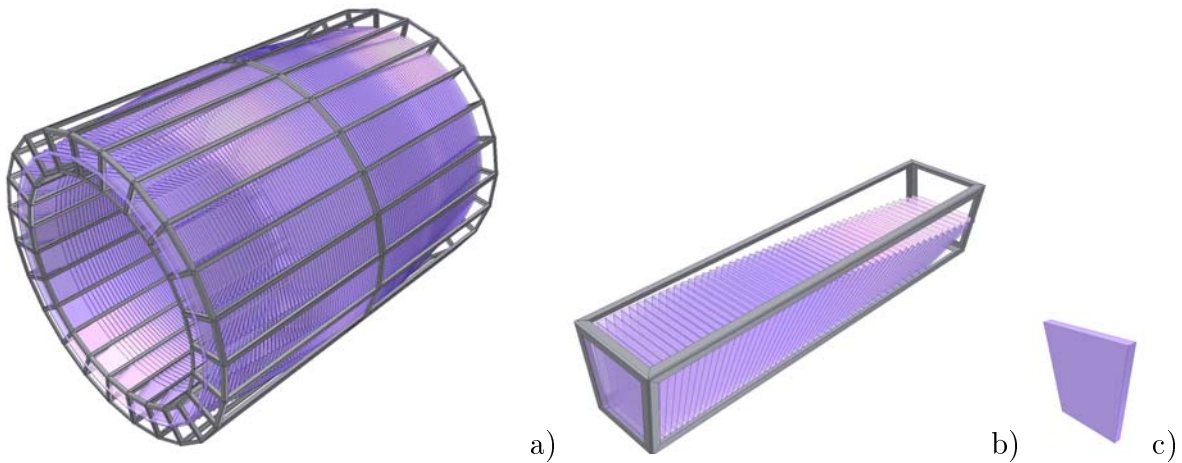


Рис. 2.62: а) Детектор ECAL. б) Сектор ECAL. в) Базовый элемент детектора ECAL.

### 2.6.3 Фотодетектор ECAL

Детектор фотонов должен будет работать в магнитном поле величиной до 0,5 Тл. В этом случае лучшим кандидатом на роль такого детектора является микропиксельный лавинный фотодиод — фотодетектор новейшей конструкции с микропиксельной внутренней структурой на общей кремниевой подложке. В улучшенной модификации детектора MAPD с микроканалом для сбора заряда плотность пикселей составляет более  $10^4/\text{мм}^2$  [242]. Каждая независимая лавинная область (вертикальные каналы) с отдельными микроканалами для сбора заряда создается на глубине около 3-5 мкм при помощи особого распределения внутреннего электрического поля. Сбор заряда в отдельных микроканалах обеспечивает локальное самогашение лавинных процессов

в детекторе MAPD.

Каждый пиксель действует как самостоятельный гейгеровский детектор и срабатывает при попадании фотона в цифровом режиме (да/нет), но в целом детектор MAPD является аналоговым устройством и может измерять интенсивность света в динамическом диапазоне, соответствующем общему числу пикселей. На Рис. 2.63 показаны конструкция детектора MAPD, принцип его работы и общий вид.



Рис. 2.63: Детектор MAPD.

Требуемые параметры калориметра определяют и требования к фотодетекторам: они должны быть компактными, нечувствительными к магнитному полю, иметь большой динамический диапазон и линейность при измерении энергии частиц. Детектор MAPD с глубокими микроканалами полностью отвечает этим требованиям. Имеющиеся детекторы MAPD размером  $3 \times 3$  мм<sup>2</sup> можно легко использовать для регистрации света от 9 оптических волокон одного модуля калориметра типа “шашлык”. В варианте с кристаллами можно либо увеличить чувствительную область детектора MAPD, либо использовать несколько детекторов MAPD на модуль. Альтернативной версией для варианта с кристаллами может быть PIN-диод.

## 2.6.4 Калибровка и контроль

Для поддержания энергетического и пространственного разрешения детектора фотонов на требуемом уровне необходимо будет проводить калибровку и контроль детекторов и считывающей электроники. Перед установкой каждый детектор будет калиброваться на тестовом электроном пучке при нескольких энергиях электронов. Дополнительная калибровка *in situ* будет проводиться во время набора данных с помощью амплитудных спектров каждого детектора. Для относительной калибровки

можно использовать среднее амплитудного спектра каждого канала, а для абсолютной калибровки — положение пика  $\pi^0$ . Во время набора данных будет проводиться непрерывный контроль следующих параметров:

- Температуры MAPD, с точность до  $0.1^\circ$  C. Одно измерение на модуль (около 20 детекторов);
- Коэффициента усиления считывающей электроники. Для этой цели каждый усилитель будет иметь калибровочный вход. Одно измерение на канал.
- Прозрачности сцинтиллятора и его оптических контактов с фотодетекторами. Для контроля этого параметра определяется среднее спектра каждого модуля за определенное время (обычно 5–20 мин) и сравнивается с предыдущими измерениями. Одно значение на детектор.
- Свет со светодиода или лазера в каждом детекторе будет использоваться для непрерывной калибровки всей цепочки.

### 2.6.5 Считывающая электроника

Считывающая электроника должна измерять энергию с точностью оцифровки 0.5 МэВ в динамическом диапазоне 50-5000 МэВ и время пролета с точностью порядка 100 пикосекунд. Считывающая электроника должна работать в конвейерном режиме без мертвого времени. Тестовый прототип такой электроники был создан на основе АЦП с дискретизацией. Все вышеприведенные результаты были получены с использованием этой электроники. Изучаются и другие варианты считывающей электроники для калориметра, а окончательный выбор варианта будет сделан позже с учетом достижений быстро развивающегося производства массовых электронных устройств.

## 2.6.6 Выбор кристалла ECAL

Электромагнитный калориметр в основе кристаллического детектора рассматривается как резервное решение для случая если потребуется улучшения параметров ECAL. Такого рода калориметр имеет ряд преимуществ:

- Меньший мольеровский радиус улучшает двухчастичное разрешение в каждом канале ECAL
- Меньшая радиационная длина улучшает энергетическое разрешение ECAL до  $1.5\%/\sqrt{E}$
- Возможность создания кристаллов разной формы позволяет создавать более герметичный калориметр.

Свинец-вольфрам (PbWO<sub>4</sub>) и BGO кристаллы являются наиболее перспективными материалами для фотонного детектора. PbWO<sub>4</sub> кристалл используется в экспериментах CMS, ALICE и COSY для электромагнитных калориметров. Возможности использования этого кристалла для электромагнитного калориметра изучалась в последнее время [243, 244, 245, 246, 247, 248, 249] и значительный прогресс достигнут в направлении их использования в больших калориметрах.

PbWO<sub>4</sub> калориметр длиной 13.4 см (16.8 см для BGO кристаллов) рассматривается как возможный вариант электромагнитного калориметра. Сечение узла предполагается гексагональным. Схема калориметра представлена на Рис. 2.64.

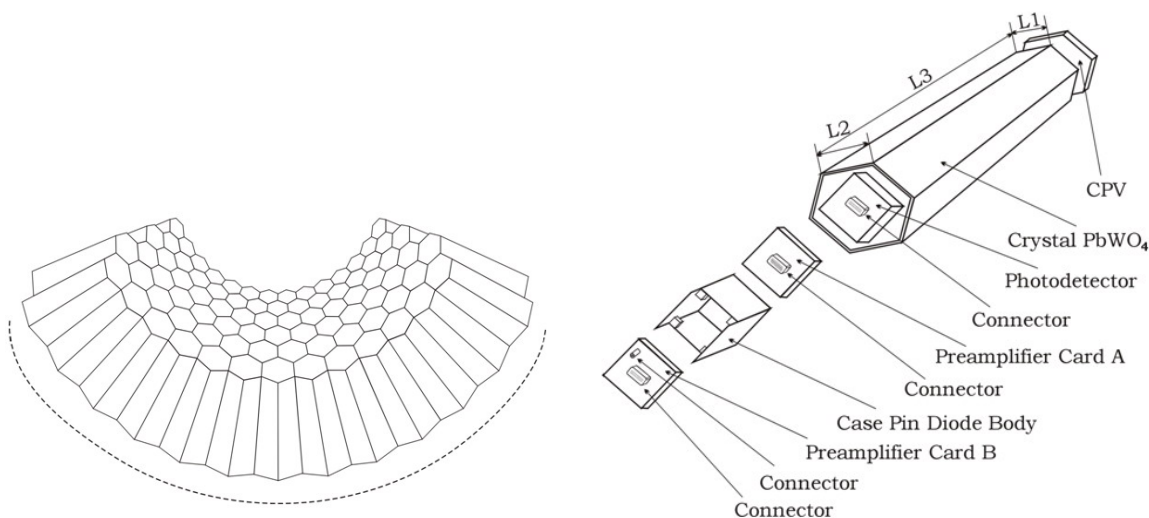
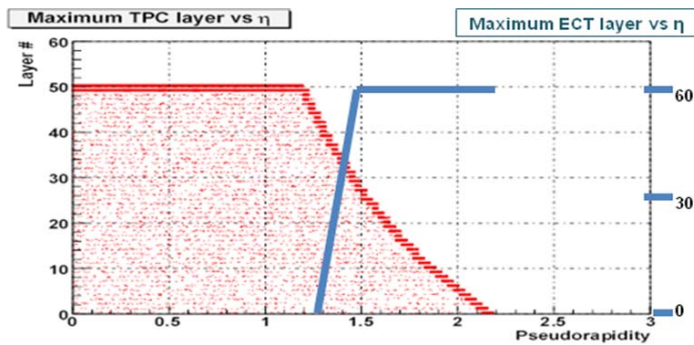


Рис. 2.64: Вид сотового расположения (слева) и единичного узла (справа).

## 2.7 Торцевой трекер на строу трубках (ЕСТ)

### 2.7.1 Технические требования

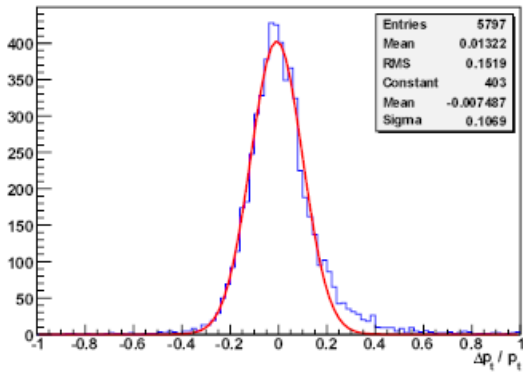
Физическое обоснование MPD детально рассмотрено в разделе 2.1. ТРС и торцевой трекер (EndCap tracker, ЕСТ) являются основными трековыми детекторами в области псевдобыстрот  $|\eta| \leq 1$  и  $1 < |\eta| < 2.2$  (см. Рис. 2.3). Силиконовый стриповый трекер (ССТ) вместе с ВПК и время-пролетным детектором обеспечивают измерение импульсов заряженных частиц и идентификацию  $\pi$ -мезонов и каонов. Результаты предварительного моделирования показали, что для выходов  $\pi$  и каонов отношения данных с силиконового трекера к данным центрального детектора более 1 для  $Au + Au$  неупругих столкновений в энергетическом диапазоне от  $\sqrt{s_{NN}} = 4$  ГэВ до 11 ГэВ. Более того расширение аксептанса установки полезно для наблюдения коллективных потоков и для регистрации странных частиц.



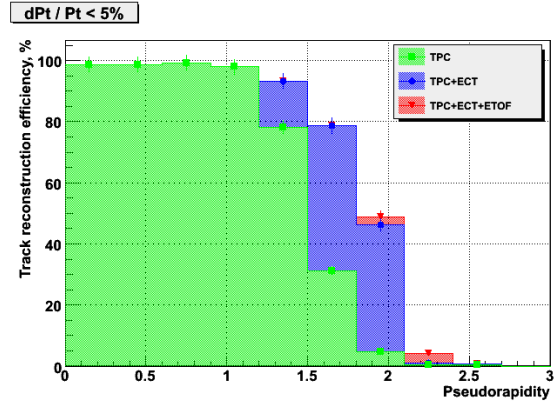
**Рис. 2.65:** Максимальное число регистрирующей частицу слоев детектора в зависимости от псевдобыстроты для ТРС и ЕСТ.

ТРС имеет хорошее импульсное разрешение до  $|\eta| < 1.5$ , но затем ухудшается, особенно для близких частиц. Собственное импульсное разрешение ЕСТ около 10% (Рис. 2.66), и импульсное разрешение совместно работающих ТРС и ЕСТ лучше 5% (Рис. 2.67). Грубая оценка эффективности восстановления треков детектором с числом строу 346 на слой показана на рис. 2.67. Увеличение плотности строу до 600 на слой должно улучшить эти величины.

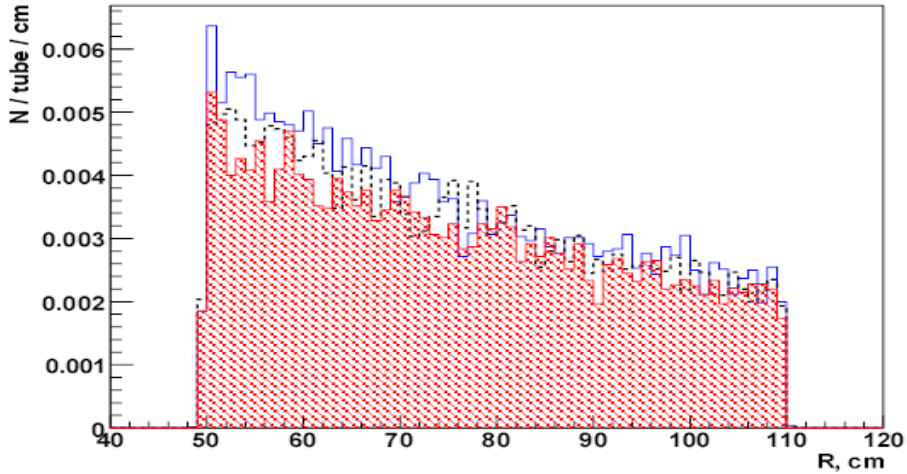
Все эти требования должны быть выполнены при светимости  $L = 10^{27} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  для  $Au + Au$  столкновений при энергии в системе центра масс до  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ (для  $^{197}Au$ ), что соответствует числу взаимодействий 10 Кгц и средней множественности частиц  $\sim 500$ . Загрузка строу трубок для центральных столкновений с параметром соударения  $b < 3$  фм показана на рис.2.68. Загрузка трубок составляет 0.21, 0.19 и 0.20 для двух крайних и среднего слоев детектора, соответственно. Эти величины близки к загрузке детектора переходного излучения-трекера внутреннего детектора установки АТЛАС [250]. Мы будем рассматривать опыт этого детектора и используемые в нем алгоритмы трековой реконструкции будут тщательно изучены. Рассматривается также возможность использования сегментных строу, что позволит уменьшить загрузки до 9%, но число каналов регистрации при этом удвоится. Использование в установке ЕСТ требуется для улучшения точности измерения импульса частиц, благодаря повышению точности координатных измерений по  $r$ - $\varphi$ . ЕСТ обеспечивает быстрое и эффективное распознавание треков с  $p_T > 0.2$  ГэВ для  $0.8 < |\eta| < 2.1$  вместе с прецизионными ССТ слоями и, главным образом, тре-



**Рис. 2.66:** Относительная ошибка поперечного импульса первичных треков с  $P_t > 0.1$  ГэВ/с реконструированных по всей области акцептанса ЕСТ ( $\eta = 1.5 \div 2.0$ ).



**Рис. 2.67:** Эффективность трековой реконструкции в зависимости от псевдобыстроты. Плотность струй на слой меньше планируемой величины 600 с фактором 1.6.



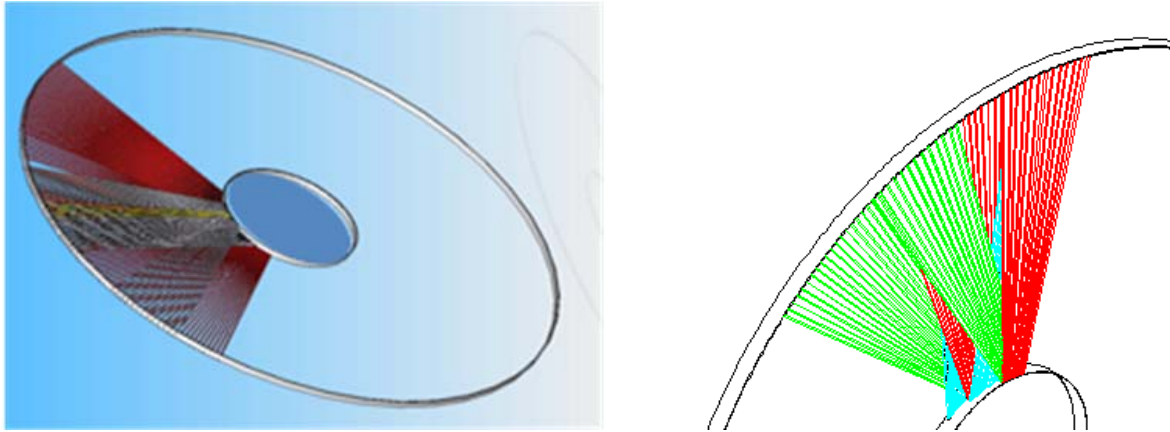
**Рис. 2.68:** Среднее число хитов на 1 см длины струй трубок для 9 АГэВ в зависимости от положения по радиусу кольцевого струй детектора. Сплошная линия: первый слой струй трубок, пунктирная линия: центральный слой и заштрихованная гистограмма: последний слой.

ковой информацией с ТРС. Это позволяет также обеспечить достаточно хорошую пион/каонную идентификацию вместе с ТОФ. Использование ЕСТ может позволить быстрое определение плоскости реакций в этой области псевдобыстрот.

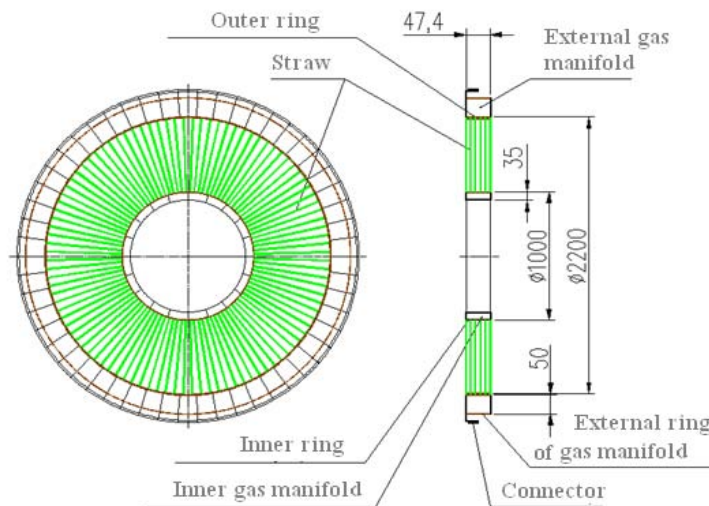
## 2.7.2 Конструкция ЕСТ

Конструкция ЕСТ подобна модулям прямого направления детектора ТРТ АТЛАС, но обладает рядом отличий [251, 252, 253]. Каждый из двух частей детектора прямого направления состоит из двух идентичных и механически независимых модулей. Каждый модуль подразделяется на пять субмодулей, которые собираются независимо. Субмодуль содержит 6 слоев 4 мм в диаметре струй, в каждом слое установлено

600 строу. Размер субмодуля в  $z$ -направлении составляет 250 мм, дополнительные 5 мм на сторону будут требоваться для установки электромагнитных экранов. Строу в первом и четвертом слоях субмодулей устанавливаются в радиальной ориентации. Строу второго и пятого, а также третьего и шестого, слоев будут наклонены на  $+7$  и  $-7$  градусов к радиальному направлению, соответственно (Рис. 2.69). Расстояние между строу в  $R$ - $\varphi$  плоскости изменяется от 5.2 мм для внутреннего радиуса равного 500 мм до 13.3 мм для наружного радиуса равного 1100 мм. Пустой от вещества промежуток между двумя субмодулями равен 190 мм, что позволит определять направление треков частиц. Рис. 2.70 схематично показывает радиальные и наклонные строу слоя субмодуля.



**Рис. 2.69:** Общий вид кольцевого детектора с 6 слоями строу, расположенными в радиальном направлении и наклонными к нему.



**Рис. 2.70:** Предварительная конструкция кольцевого строу субмодуля.

Количество материала на внутреннем радиусе субмодуля будет минимизировано. Электроника считывания и высоковольтные компоненты будут установлены по внешнему радиусу и будут занимать 10 см в радиальном направлении. Дополнительные 5-7 см будут использоваться для сервисных элементов. ЕСТ состоит, главным

образом, из материалов с низким  $Z$  и содержит  $2 \times 60$  слоев строу с полным их количеством 72000 строу длиной  $\sim 60$  см. Трубки диаметром 4 мм будут усилены углеродными нитями, расположенными на внешней их поверхности. Гранулярность строу будет составлять  $28 \text{ см}^2$  или  $\sim 9 \text{ см}^2$  и  $\sim 14 \text{ см}^2$ , соответственно, для двух сегментов в случае использования сегментированных строу, что обеспечит достаточно низкую их загрузку [254, 255]. Схематический вид сегментированной строу показан на рис. 2.71. Нечувствительная длина строу в области установки внутреннего спейсера около  $\sim 10$  мм.

Строу диаметром 4 мм в качестве детектирующих элементов были выбраны, как наиболее оптимальные по их гранулированности, времени отклика, механической однородности и однородности параметров, а также стабильности. Мертвое время строу составляет 40 нс и пространственное разрешение около 200 мкм. Анодами служат золоченые вольфрамовые проволоки диаметром 30 мкм, установленные с натяжением 60-90 грамм и находящиеся под высоковольтным напряжением. Входы быстрых мало-шумящих усилителей-формирователей установленной на детекторе электроники считывания соединены с анодами через разделительные высоковольтные конденсаторы. Для обеспечения эффективного и точного измерения времени дрейфа устанавливается порог дискриминаторов, соответствующий примерно 0.2-0.3 кэВ выделенной в строу энергии. Тонкие многожильные кабели с экранированными витыми парами, обладающие малым количеством вещества, используются для передачи сигналов с детекторных многоканальных сдвиговых регистров по сигналам управления триггера 1-ого уровня.

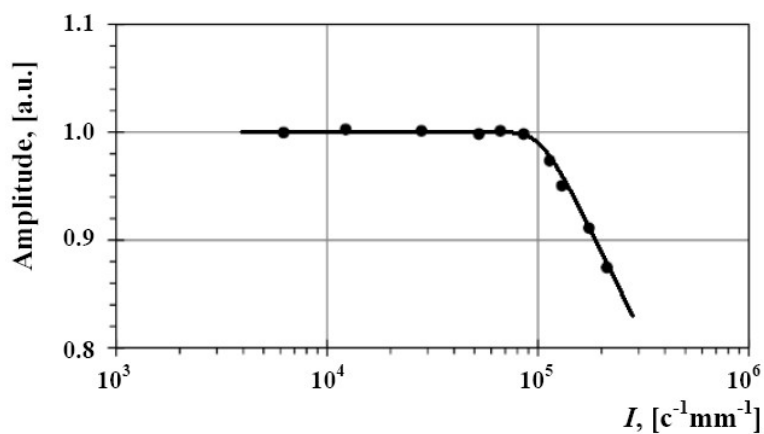


Рис. 2.71: Общий вид строу с двумя сегментами.

### 2.7.3 Исследования прототипа строу

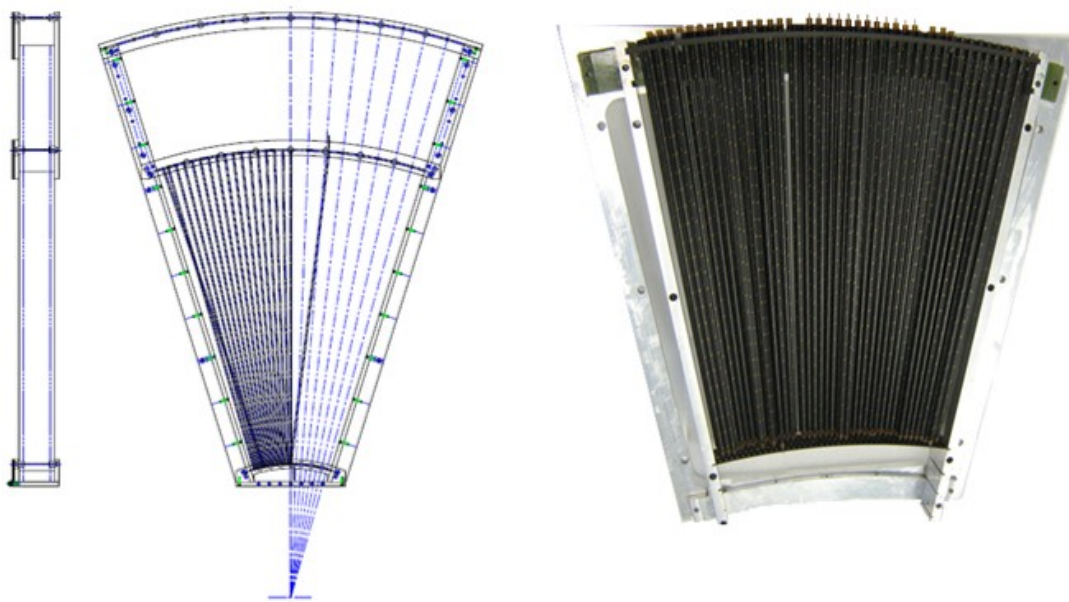
Для строу, используемых в качестве детектирующих элементов ЕС, используется каптоновая пленка с двухсторонним углеродным покрытием, аналогичная используемой для TRT детектора установки АТЛАС [250]. Точность внутреннего диаметра 4-мм строу задается как  $-0 + 30$  мкм, толщина стенки равна  $72 \pm 10$  мкм и полная длина составляет 607 мм. Катодное электрическое сопротивление строу невелико ( $\rho_0 \approx 10 \text{ }\Omega/\text{см}^2$ ). Небольшие прототипы были созданы для исследований время-амплитудных и загрузочных характеристик строу для газовых смесей  $ArCO_2$  с добавками  $CF_4$  и  $O_2$ . Исследования показали оптимальность  $80\%Ar + 20\%CO_2$  газовой смеси для ЕСТ. Добавки до  $20\% CF_4$  или до  $3\% O_2$  приводят к незначительному изменению временных параметров для 4 мм строу [256]. Изучение загрузочной способности строу для газовой смеси на основе  $Ar$  были выполнены с использованием рентгеновской трубки с медным катодом [257]. Было оценено, что для строу диаметром 4 мм при регистрации релятивистских частиц с минимальными ионизационными потерями загрузочные способности не ухудшаются до величины  $\approx 5 \times 10^5 \text{ с}^{-1} \text{ мм}^{-1}$ , что показано на рис. 2.72.





**Рис. 2.72:** Изменение амплитуды сигналов в зависимости от интенсивности потока частиц на 1 мм анода в секунду.

Для проверки технологии установки строу в радиальном и наклонном направлении был создан секторный прототип 2.7.2. Схематическая конструкция прототипа показана на рис. 2.73 (левый рисунок). Этот 30<sup>0</sup>-секторный прототип будет содержать 6 слоев радиальных и наклонных под углом  $\pm 7^0$  строу. Общий вид прототипа с установленными радиальными строу показан на рис. 2.73 справа. Усиленные фибры строу имеют длину около 50 см.



**Рис. 2.73:** Схематичный вид 30<sup>0</sup>-секторного прототипа (слева) и его общий вид (справа).

#### 2.7.4 Количество вещества в ЕСТ

Используются подобные детектору ТРТ АТЛАС строу с высокой радиационной стойкостью. Вес обычной и усиленной строу составляет 1.1 грамм на метр длины и 1.58

г/м, соответственно. В таблице 2.10 приведены радиационные длины, размещенных в чувствительной области детектора основных его элементов, для семи различных  $\eta$ -бинов ( $R$  – расстояние от оси пучка по радиусу).

**Таблица 2.10:** Оценка количества вещества в ЕСТ как функция  $R$  для частиц, проходящих через детектор параллельно оси пучка.

$R$ , мм	Радиационная длина в % of $X_0$						
	942	845	760	684	615	554	501
Стенки строу, 60 слоев	1.1	1.2	1.95	1.51	1.67	1.86	2.06
Стенки усиленных строу, 60 слоев	1.6	1.76	1.43	2.18	2.42	2.69	2.97
Анодные проволоки, 60 слоев	0.12	0.13	0.14	0.16	0.18	0.20	0.22

Радиационная длина в % of  $X_0$  для фиксирующих анодные проволоки металлических трубок и пластиковых втулок на один слой строу составляют 0.657% и 0.23%, соответственно. Эти элементы размещаются во внутреннем газовом объеме субмодулей длиной 40 мм в радиальном направлении.

На Рис. 2.74 показан прототип строу-детектора с 6 слоями трубок.



**Рис. 2.74:** Прототип строу-детектора с 6 слоями трубок.

## 2.8 Катодные падовые камеры

Катодные падовые камеры (СРС) [258, 259] представляют собой часть трековой системы, которая вместе с внутренним трекером и ТРС перекрывает интервал по псевдобыстроте от 2 до 3. Назначение СРС состоит в том, чтобы обеспечить дополнительные прецизионные измерения пространственных координат частиц в промежутке между дисками силиконового трекера и ТРС. К тому моменту, когда торцевые спектрометры будут запущены, эти дополнительные измерения существенно повысят эффективность восстановления треков между торцевыми спектрометрами и вершинным детектором.

### 2.8.1 Конструкция СРС

Конструкция СРС показана на Рис. 2.75, 2.76. Точность определения координаты в СРС обеспечивается измерением центра тяжести заряда, наведенного на нескольких рядом расположенных падах. Прецизионность СРС обеспечивается процессом литографии, используемым для изготовления падовой структуры катодов. Литография, как известно, может гарантировать прецизионность структуры падов на уровне 15 мкм. Базовым элементом конструкции СРС являются модульные панели. Технология изготовления модульных панелей состоит в следующем:

- слой углепластикового композита (УПК) клеится на обе стороны панели из материала RОНАСЕLL 31 HF [260] толщиной 10 мм;
- затем на них клеятся тонкие слои полиамидной алюминизированной плёнки, которая предотвращает утечку газа и обеспечивает электрическое заземление и экранирование панели;
- затем следует операция приклейки печатных плат с падовой структурой;
- по периметру панели вклеиваются стержни, через которые сверлятся точные отверстия для последующей сборки и юстировки СРС.

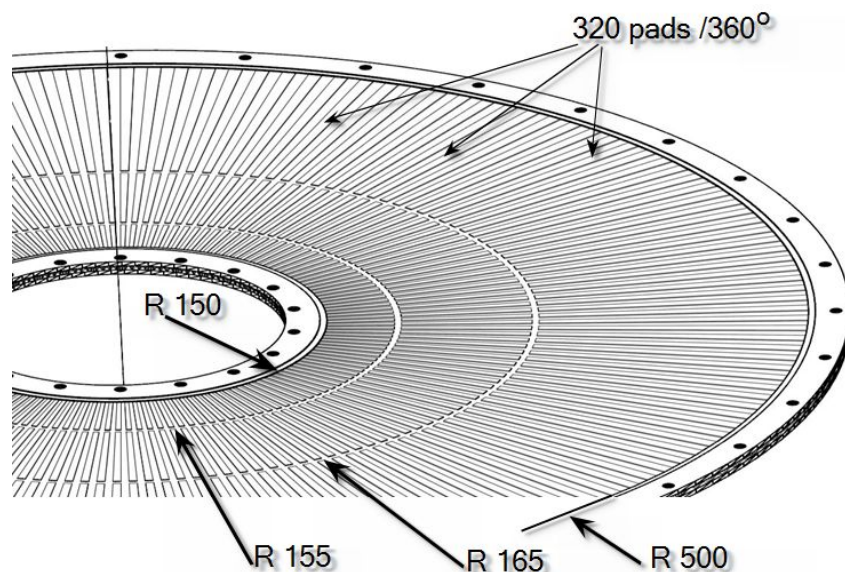


Рис. 2.75: Конструкция угловой катодной падовой структуры СРС.

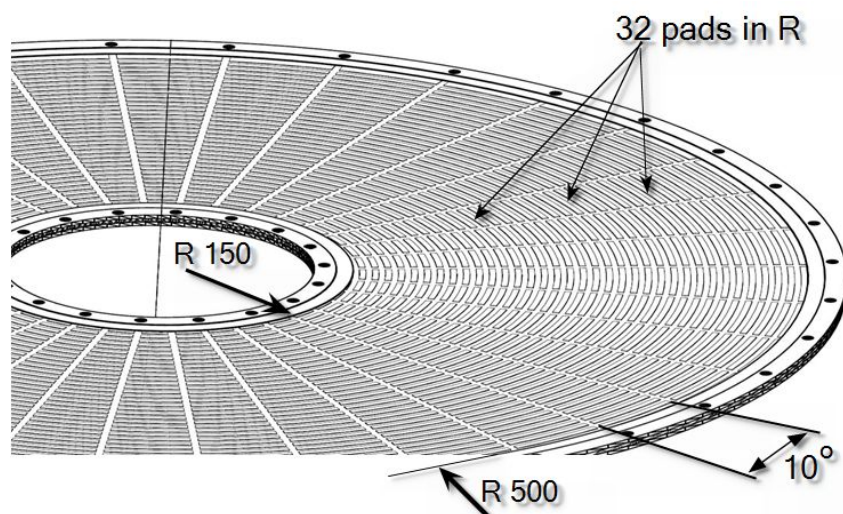


Рис. 2.76: Конструкция радиальной катодной падовой структуры СРС.

Таблица 2.11: Механические характеристики СРС

Число панелей для камеры	4 шт
Толщина панели	10 мм
Число зазоров в камере	3
Зазоры	2 x 5 мм
Максимальный внешний диаметр	1060 мм
Ширина рамы	30 мм
Внутренний диаметр	240 мм
Число координатных плоскостей	6 ( $3R, 3\varphi$ )
Число проволок в камере	400 x 3
Диаметр проволок	30 мкм
Шаг проволок	2.5 мм
Число радиальных падов $R$	$36 \times 32 \times 3 = 3456$
Число угловых падов $\varphi$	$320 \times 3 \times 3 = 2880$
Толщина камеры	70 мм
Телесный угол камеры	0.16
Радиационная толщина камеры	$0.028 X_0$
Максимальное число частиц на плоскость	100
Загрузка	меньше чем 6%

## 2.9 Счётчик встречных соударений пучков (ВВС)

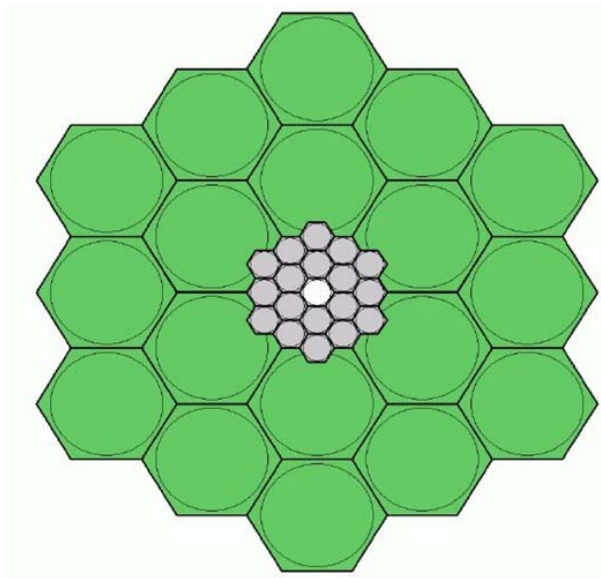
Основное назначение ВВС - выработать триггерный сигнал нулевого уровня для запуска МРД. При энергиях NICA ( $\sqrt{s_{NN}} = 4 \div 11$  (Au+Au)) важно, чтобы эти сигналы не влияли на эффективность отбора событий в широком диапазоне взаимодействия ядер от самых центральных до периферических.

### 2.9.1 Требования и структура детектора ВВС

ВВС состоит из двух сцинтилляционных сборок, установленных вокруг вакуумной трубы коллайдера непосредственно перед левым и правым наконечниками магнита МРД. Обе сцинтилляционные сборки перекрывают диапазон псевдобыстрот от 1.5 до 4.5 при полном перекрытии по азимутальному углу.

Детектор должен удовлетворять следующим требованиям:

1. Быть достаточно радиационно стойким.
2. Нормально функционировать в условиях работы в магнитном поле 0.5 Тл и температурах до 50°C.



**Рис. 2.77:** Вид спереди на счётчик встречных соударений пучков (ВВС). Малые ячейки (tiles) могут быть вписаны в окружность диаметром 12 см, большие - ровно в четыре раза больше. Внутренний зазор оставлен для вакуумной трубы ускорителя.

Чтобы соответствовать этим требованиям, в качестве сцинтиллирующего материала выбраны пластины производства фирмы Kuragay марки SCSN-81, обладающие указанными выше свойствами. Сбор светового сигнала в пластинах осуществляется четырьмя спектросмещающими волокнами (диаметр - 0.83 мм, марка Y-11), уложенными попарно в специально вырезанных для этой цели канавках в материале пластин-ячеек (tiles). Каналы для укладки этих волокон вырезаны на обеих сторонах поверхностей ячеек. Один из торцов светособирающих волокон алюминизирован.

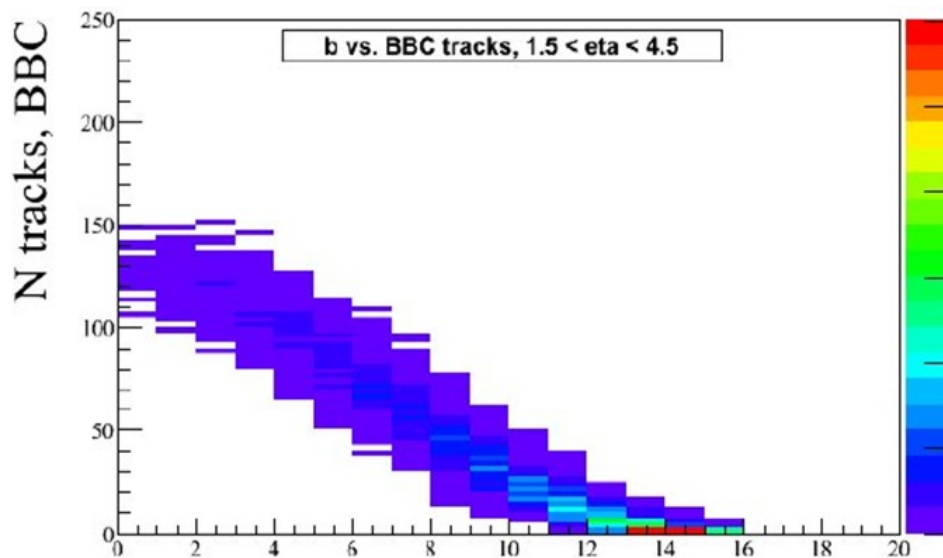
Форма светособирающих витков волокон близка к круговой, минимальный радиус закругления волокон более 30 мм обеспечивает однородность светосбора независимо от координаты прохождения частиц.

Каждая ячейка сцинтилляционной сборки имеет форму правильного шестигранника и отделена от соседней канавкой шириной 2 мм, заполненной светоизолирующей смесью из эпоксиды и порошка MgO. Наружные поверхности ячеек покрываются светоотражающей краской для более полного захвата света и обернуты алюминизированной майларовой пленкой толщиной 20 мкм. Этот отражающий слой затем покрывается чёрной бумагой и изолируется чёрной электризирующей лентой для более надёжной светоизоляции.

Наружный радиус ВВС составляет порядка 110 см, внутренний радиус сборки немного больше радиуса вакуумной трубы ускорителя, соответствуя клиренсу около 1 см (Рис. 2.77).

## 2.9.2 Возможности триггирования

Предлагаемая рабочая область регистрации ВВС по псевдобыстроте заключена между 1.5 и 4.5. Этот диапазон находится достаточно далеко за пределами аксептанса ТРС и поэтому не может вносить триггерные смещения (bias) в результаты физических измерений, которые заключены в области псевдобыстрот между -1.0 и 1.0. Чтобы подавлять взаимодействия пучков с атомами остаточного газа в районе пересечения, ВВС необходимо устанавливать с обеих сторон от него. Дополнительный отсев таких взаимодействий предполагается производить по анализу времени пролёта и амплитуд сигналов частиц. Эта процедура обеспечит более чистый отбор периферийных событий (min-bias).



**Рис. 2.78:** Смоделированные столкновения  $Au + Au$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ. Ожидаемое количество заряженных треков в аксептансе ВВС в зависимости от прицельного параметра столкновения (предсказание модели HIJING) .

Мы оценили эффективность предлагаемой конструкции ВВС для min-bias событий. Согласно результатам моделирования взаимодействий  $Au + Au$  при

$\sqrt{s_{NN}} = 5 \div 9$  ГэВ с помощью генератора HIJING, значения прицельного параметра для периферийных событий заключены в диапазоне  $0 < b < 15.8$  фм. Предложенная конструкция оказалась чувствительной (см. Рис. 2.78) ко всему ожидаемому диапазону значений прицельного параметра. Ожидается, что калориметр под нулевым углом (Zero Degree Calorimeter, ZDC) будет способен обеспечивать запуск установки в ультрапериферической области, т.е. при  $b > 15.8$  фм.

## 2.10 Быстрый передний детектор (FFD)

### 2.10.1 Цель и положение детектора в MPD

Ключевыми требованиями для реализации триггера и формирования временной отметки СТАРТ для время-пролетной системы в эксперименте MPD являются эффективное детектирование ядро-ядерных столкновений при любой центральности с временным разрешением лучше 50 пс. Предлагаемая техническая концепция быстрого переднего детектора (FFD) удовлетворяет этим требованиям.

Основными целями этого детектора являются: (1) быстрое определение ядро-ядерного взаимодействия, (2) генерация стартового импульса для детектора TOF, (3) генерация сигнала L0-триггера вместе с детекторами ZDC и BBC.

Помимо этих целей имеется дополнительно ряд важных задач, где FFD является весьма полезным инструментом. Он может значительно помочь в настройке столкновений встречных пучков в центре MPD и при оперативном контроле за числом столкновений и положением точки столкновения в течение сеанса.

В сравнении с экспериментами при ультра-релятивистских энергиях на RHIC и LHC, имеются две существенные трудности при энергиях коллайдера NICA. Первая связана с тем, что образующиеся в столкновениях заряженные частицы в основном являются нерелятивистскими, имеется большой разброс по скорости для частиц-спектаторов, и их скорости существенно отличаются от скорости света (скорости частиц пучка при энергиях NICA находятся в интервале  $0.78 \leq \beta \leq 0.98$ ). Вторая проблема связана с малым числом рождаемых частиц по сравнению с вышеупомянутыми экспериментами, и, как результат, для получения высокой эффективности триггера мы должны перекрыть широкую область углов детекторами, использующимися в триггере и для временной привязки. Все это приводит к выводу, что методы решения этих задач, используемые в других экспериментах при более высоких энергиях, не являются оптимальным решением в нашем случае и не позволяют удовлетворить заявленным выше требованиям. Поэтому необходимо разработать новую концепцию детекторов для триггера и временной привязки в эксперименте MPD.

Предлагаемый FFD основан на черенковских детекторах, которые детектируют фотоны и релятивистские заряженные частицы (главным образом пионы и протоны-спектаторы) в интервале псевдобыстроты  $2.5 \leq |\eta| \leq 3.9$ .

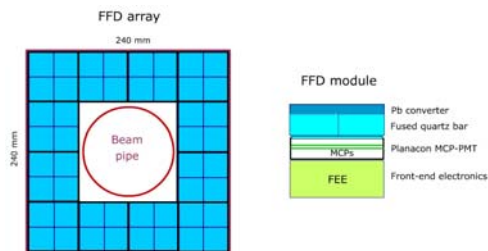
FFD состоит из двух плеч, которые расположены симметрично (слева и справа) по отношению к центру MPD вдоль линии пучка. Каждое такое плечо включает две идентичных детекторных сборки FD1 и FD2 с отверстием для вакуумной трубы пучка. Эти детекторы находятся на расстояниях 75 и 150 см от центра установки.

### 2.10.2 Конструкция детектора

Обе сборки FD1 и FD2 имеют одинаковую конструкцию в виде модульной структуры. Черенковскими радиаторами являются кварцевые стекла толщиной  $\sim 15$  мм, которые напрямую соединены с кварцевыми окнами мультианодных фотоумножителей на основе кремниевых микроканальных пластин (MCP-PMT) Burle модель 85015/A1 (80511). Выбор этого MCP-PMT объясняется его исключительными характеристиками: удобные размеры, позволяющие создавать детекторные сборки; хорошее пространственное разрешение; превосходные временные характеристики; линейность по амплитуде импульса и нечувствительность к магнитному полю [261]. Его активная



площадь  $53 \times 53 \text{ мм}^2$  составляет 80% поперечного размера МСР-РМТ. Как было показано в специальных измерениях, временное разрешение для одиночных фотонов составляет  $\sigma \sim 40$  пс. Типичное взаимное влияние соседних каналов не превышает  $\sim 1\%$ , а однородности по катоду и аноду равны 1.1:1 и 1.5:1, соответственно.



**Рис. 2.79:** Вид переднего детектора (FD1 и FD2) из центра MPD.

В детекторном модуле черенковские фотоны, образующиеся в радиаторе, индуцируют фотоэлектроны в фотокатоде МСР-РМТ и после усиления в сборке из двух микроканальных пластин с усилением  $\sim 6 \times 10^5$  импульс заряда появляется на ячеистой структуре анода, состоящей из отдельных падов. Анод выбранного Burtle МСР-РМТ имеет  $8 \times 8$  падов, которые могут быть объединены для получения требуемой гранулярности с максимальным значением 64. Детекторные сборки состоят из 12 модулей, где одиночный модуль имеет  $2 \times 2$  независимых канала. Так как поперечные размеры модуля равны  $6 \times 6 \text{ см}^2$ , то внешний размер детектора составляет  $24 \times 24 \text{ см}^2$ . Гранулярность одного плеча FD1+FD2 является вдвое большей, его вид показан на Рис. 2.79.

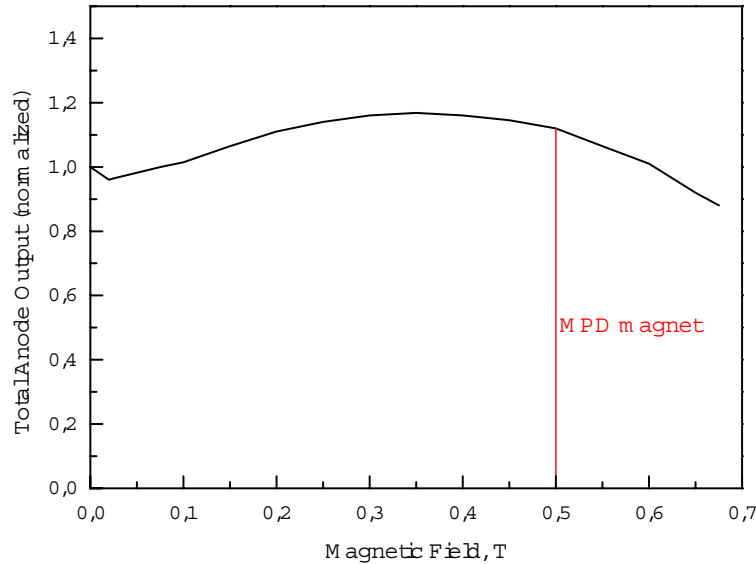
Наилучшие временные характеристики достигаются путем регистрации фотонов. Высокоэнергетические фотоны, в основном, образуются в распадах  $\pi^0$  и регистрируются путем конверсии в электроны в свинцовых пластинках толщиной  $\sim 1 \div 1.5 X_0$ , которые расположены впереди кварцевых радиаторов в черенковских детекторах. Для достижения высоких временных параметров детектор должен быть компактным и иметь достаточно небольшое число элементов. Предложенная конструкция следует этому требованию.

Важно подчеркнуть, что FFD является чувствительным к фотонам и заряженным частицам с  $\beta > 0.69$ , приходящим из точки взаимодействия. Это означает, что только пионы с импульсами выше 132 МэВ/с и протоны с импульсами больше 885 МэВ/с детектируются. Частицы более низких энергий не могут быть зарегистрированы и ожидается, что фоновые частицы не дадут какого-либо существенного вклада в отклик детектора.

### 2.10.3 Испытание МСР-РМТ в магнитном поле

Характеристики Burtle МСР-РМТ модели 85015/A1 (80511) были недавно изучены во время измерений в магнитном поле вплоть до  $B = 1.5$  Тл [261]. Результаты выполненных измерений показывают, что форма импульса имеет три компонента: мгновенный сигнал ( $\sim 70\%$ ), короткая задержка ( $\sim 20\%$ ) и длинный "хвост" ( $\sim 10\%$ ). Форма импульса немного изменяется в магнитном поле. Она становится короче и "хвост" почти пропадает при  $B = 1.5$  Тл. Таким образом, временные параметры немного улучшаются в магнитном поле. Такой же результат был получен для взаимного влияния соседних каналов фотоумножителя, оно уменьшается с увеличением поля.

Также изучалась зависимость усиления от величины магнитного поля в интервале  $0 \leq B \leq 1.5$  Тл. Измерение для одиночного анода показано на Рис. 2.80. Сначала коэффициент усиления немного возрастает и достигает максимума при  $B \sim 0.35$  Тл. Затем он начинает падать при дальнейшем увеличении магнитного поля и при  $B = 0.8 \div 0.9$  Тл ( $HV=2400-2500$  В) он достигает уровня, соответствующего величине в отсутствие поля. Поэтому мы полагаем, что усиление МСР-РМТ в магнитном поле MPD будет немного выше значения, полученного без магнитного поля.



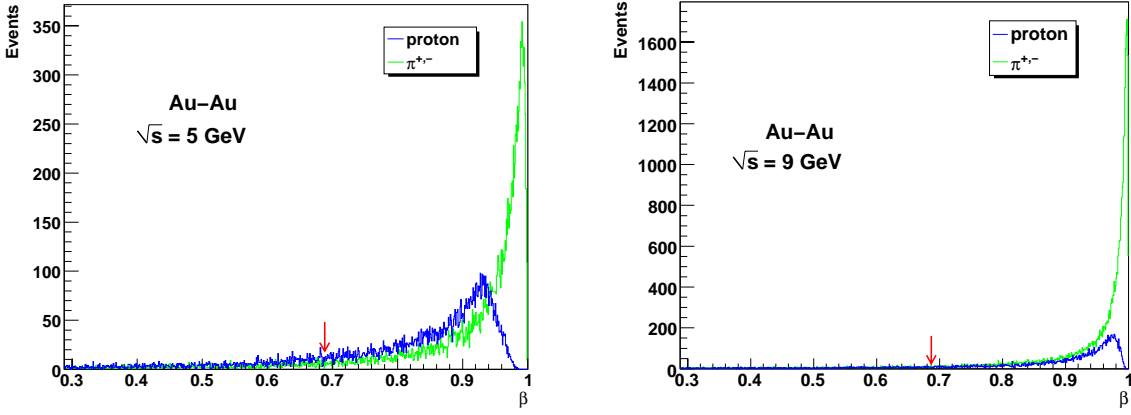
**Рис. 2.80:** Усиление выхода с анода МСР-РМТ как функция от магнитного поля при разных значениях высоковольтного напряжения  $HV$  [261]. Стрелка указывает на значение магнитного поля в MPD.

#### 2.10.4 Характеристики детектора

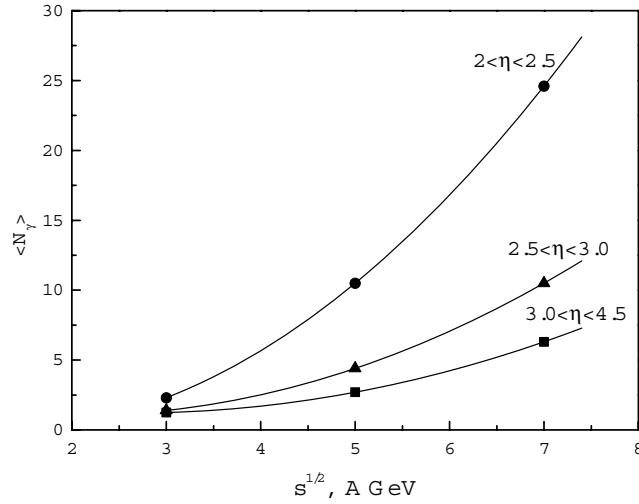
Для изучения характеристик предложенного FFD, важных для обеспечения триггера и временной привязки, используется Монте-Карло моделирование  $Au + Au$  столкновений с помощью кода UrQMD и транспортного кода генератора GEANT3.

Требуемое временное разрешение достигается путем детектирования высокоэнергетических фотонов и заряженных частиц с  $\beta > 0.99$ . Моделирование центральных столкновений с  $b < 3$  фм при  $\sqrt{s_{NN}}=3, 5$  и  $7$  ГэВ дает 0.096, 2.9 и 10.3 релятивистских заряженных частиц на событие в угловом интервале от  $3^\circ$  до  $15^\circ$  ( $2 \leq \eta \leq 3.6$ ), соответственно. Полученные значения являются очень низкими для 3 ГэВ и достаточно малыми даже при 5 ГэВ. Поэтому детектирование фотонов является действительно важным. Распределения заряженных пионов и протонов по скорости  $\beta$  в акцептансе FD1+FD2 для двух энергий  $\sqrt{s_{NN}}=5$  и  $9$  ГэВ показаны на Рис. 2.81.

Вклад фотонов изучался для тех же столкновений и энергий в трех различных интервалах псевдобыстроты  $2 \div 2.5, 2.5 \div 3.0$  и  $3.0 \div 4.5$  и показан на Рис. 2.82 как функция энергии. Как ожидалось, множественность фотонов превышает выход релятивистских заряженных частиц и для области  $2 \leq \eta \leq 3$  имеем  $\langle N_\gamma \rangle = 3.7, 14.9$



**Рис. 2.81:** Распределения по скорости для заряженных пионов и протонов в акцептансе  $FD1+FD2$  для  $Au + Au$  столкновений с  $b < 3$  фм при двух энергиях  $\sqrt{s_{NN}}=5$  и  $9$  ГэВ. Стрелки указывают значения порога черенковских детекторов.



**Рис. 2.82:** Среднее число фотонов в трех различных интервалах псевдобыстроты как функция энергии  $\sqrt{s_{NN}}$ .

и 35.1 фотонов/событие при 3, 5 и 7 ГэВ, соответственно. Средняя энергия фотонов изменяется от 0.24 до 0.5 ГэВ с изменением энергии пучка.

Таким образом, для центральных  $Au + Au$  столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} > 3$  ГэВ хорошая временная привязка может быть получена с FFD путем одновременной регистрации фотонов высокой энергии и релятивистских заряженных частиц с  $\beta > 0.99$  с грубым определением точки взаимодействия в центре MPD.

С увеличением параметра столкновения в  $Au + Au$  столкновениях множественность пионов и связанных с ними фотонов уменьшается, но одновременно число протонов-спектаторов возрастает, и они дают существенный вклад в отклик детектора в периферийных столкновениях. Неопределенности расстояний от точки столкновения до отдельных ячеек детектора (падов) плюс временное разрешение FFD определяют ошибку определения  $z$ -положения точки столкновения с  $\sigma \sim 3$  см.

Для улучшения временного разрешения FFD детектора предполагается, что будут проводиться коррекции при анализе полученных данных. Например, будут вводиться коррекции, учитывающие зависимости времени срабатывания детектора от амплитуды импульса и от расстояния до сработавших ячеек детекторов. Для этой цели вся временная и амплитудная информация для всех независимых каналов FFD будет записываться в каждом событии.

### **2.10.5 Использование FFD в триггере**

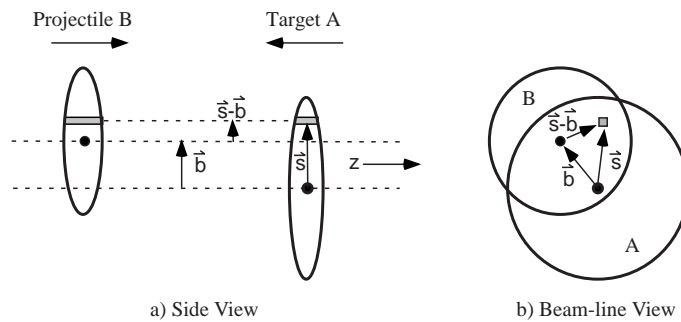
Как ожидается, система FFD, ZDC и VBC будет обеспечивать L0-триггирование для  $Au+Au$  столкновений с высокой эффективностью при любых значениях прицельного параметра. Более сложные схемы триггера высокого уровня включают информацию с более медленных детекторов установки.

## 2.11 Калориметр под нулевыми углами (ZDC)

В экспериментах по исследованию свойств сильно возбужденной (нагретой и/или сжатой) адронной материи в столкновениях релятивистских ядер вопрос классификации событий по центральности является одним из ключевых. Очевидно, что выделение центральных событий является необходимым для исследования наиболее возбужденной ядерной материи. Однако классификация по центральности не сводится к разделению событий на периферические и центральные столкновения. Изучение наблюдаемых в различных интервалах по центральности оказывается весьма информативным и позволяет получать данные как о пространственно–временной картине ядро–ядерных столкновений, так и о свойствах адронной материи, которые без изучения центральности получены быть не могут (см. [93], [95], [92], [94]). В подтверждение сказанного можно привести следующие примеры:

- В экспериментах на RHIC получено, что отношения эллиптического потока к пространственному эксцентриситету области взаимодействия остается постоянным для широкой области прицельных параметров [262]. Это обстоятельство, наряду с большой величиной эллиптического потока, является сильным экспериментальным аргументом в пользу малого ( $\leq 1$  фм/с) времени термализации. Такого рода измерения невозможны без классификации событий по центральности, поскольку именно центральность является исходной величиной для получения пространственного эксцентриситета.
- При описании эффекта гашения струй и подавления выходов  $J/\Psi$  в ядро–ядерных столкновениях используется коэффициент модификации ядерной средой ( $R_{AA}$ ). Этот коэффициент зависит от числа бинарных столкновений, которое определяется центральностью столкновений.

Можно привести еще много примеров наблюдаемых, для которых существенна классификация по центральности. Однако достаточно отметить, что вопросам определения центральности, а также вопросам связи этой величины с наблюдаемыми уделяется существенное внимание в действующих и планируемых экспериментах по столкновениям релятивистских ядер (см. [263] и ссылки в ней).



**Рис. 2.83:** Схематичный вид столкновения двух ядер для прицельного параметра  $\vec{b}$ .

Для пояснения определения центральности удобно пользоваться простой геометрической картинкой, показанной на Рис. 2.83. Степень центральности определяется двумерным вектором  $\vec{b}$ , который называется прицельным параметром и соединяет

проекции центров сталкивающихся ядер на плоскость, перпендикулярную оси столкновений. Зная прицельный параметр  $b$ , можно (в рамках моделей, описывающих начальную стадию столкновений) вычислить величины, традиционно используемые для описания геометрических свойств начального состояния, такие как (см. [264] и ссылки в ней):

- $N_{part}$  – число нуклонов участников, т.е. число нуклонов, испытавших хотя бы одно столкновение;
- $N_{coll}$  – число парных столкновений;
- $N_{spect}$  – число нуклонов спектаторов, т.е. число нуклонов, не испытавших ни одного столкновения.

В большинстве генераторов, использующихся для описания столкновения релятивистских ядер (например HIJING [265], VENUS [266], RQMD [267], UrQMD [268] и др.), связь между прицельным параметром и перечисленными выше величинами рассчитывается в рамках Глауберовского приближения (подробное обсуждение и ссылки см. в [264]).

При классификации центральности указывают либо интервал прицельных параметров  $[b_{min}, b_{max}]$  фм, либо долю от полного геометрического сечения, которая соответствует выбранному интервалу  $[\sqrt{b_{min}/2R_A}, \sqrt{b_{max}/2R_A}]$ , где  $R_A$  – радиус сталкивающихся ядер, которые в этом примере считаются идентичными. Кроме того, для классификации центральности используют среднее число участников  $N_{part}$  для данного интервала по прицельному параметру. Связь этих классификаций обсуждается в работе [269]. Здесь будет использоваться классификация по интервалу прицельных параметров. Поскольку прицельный параметр (как и число участников) не является измеряемой величиной, то остановимся кратко на наблюдаемых, которые традиционно используются для определения центральности.

**Таблица 2.12:** Методы определения центральности в некоторых действующих экспериментах.

NA49	Только ZDC
STAR	Число треков в TPC
PHENIX	ZDC+BBC

Обычно используются два подхода, смысл которых понятен из Рис. 2.83. В первом подходе центральность определяется по энергии, уносимой фрагментами. При этом есть веские экспериментальные аргументы в пользу того, что центральность должна определяться именно по энергии, уносимой фрагментами, а не по числу фрагментов (см. следующий раздел). Очевидно, что при переходе от периферических к центральным столкновениям растет как число нуклонов участников, так и число парных взаимодействий. Это обстоятельство используется во втором подходе, в котором центральность определяется по числу частиц, рожденных в области, не принадлежащей областям фрагментации сталкивающихся ядер. Методы определения центральности в некоторых действующих экспериментах приведены в Таблице 2.12. В связи с этим

следует отметить, что, вообще говоря, калориметры для измерения энергии спектаторов различаются по типу детектируемых частиц спектаторов, и следует учитывать это при сравнении методов определения центральности в различных экспериментах.

В следующих разделах мы рассмотрим определение центральности для эксперимента MPD.

### 2.11.1 Общие требования к калориметру под нулевыми углами

В этой части обсуждаются общие требования, которым должен удовлетворять калориметр под нулевым углом (калориметр ZDC), предназначенный для определения центральности столкновений и использования (в комбинации с другими детекторными подсистемами) для выработки триггера. В этом калориметре измеряется энергия спектаторов. Спектаторы являются протонами, нейтронами и ядерными фрагментами и имеют различное отношение заряда к массе. Поэтому необходимо рассмотреть влияние магнитного поля на вероятность попадания различных видов спектаторов в калориметр под нулевым углом.

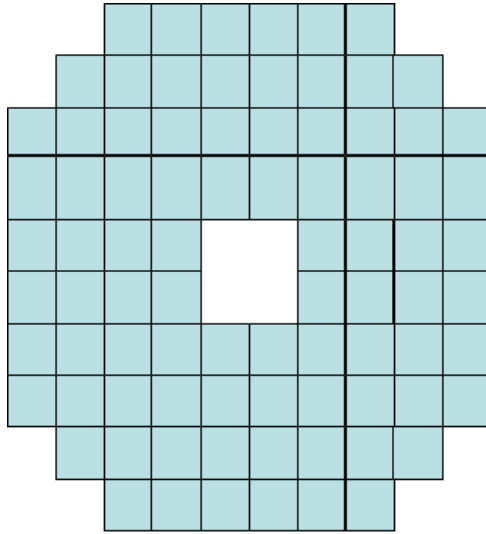
В проекте MPD планируется, что магнитное поле направлено вдоль оси столкновений (будем выбирать ось  $Z$  совпадающей с этим направлением), является постоянным и имеет величину  $0.5 \div 0.7$  Тл. В таком поле заряженные частицы движутся по винтовой линии. Для интервала энергий NICA такое магнитное поле не изменяет полярный угол спектаторов (угол между импульсом спектатора и направлением пучка), а траектория вращается в плоскости  $(X, Y)$ . В результате действие магнитного поля сводится к небольшому изменению азимутального угла спектаторов:

$$\Delta\phi = \frac{0.3QBz}{p_z A} \leq 6^\circ . \quad (2.1)$$

Таким образом, оценки эффективности регистрации спектаторов калориметром под нулевым углом могут быть выполнены для случая нулевого магнитного поля.

Двумя особенностями геометрии калориметра ZDC, которые влияют на геометрическую эффективность регистрации спектаторов, являются следующие:

- В центре калориметра необходимо иметь отверстие для пропускания сталкивающихся пучков. Размеры этого отверстия задаются конструкцией коллайдера. Число спектаторов, которые попадают в это отверстие, оценено в следующем разделе на основе Монте-Карло моделирования, где показано, что для периферических столкновений число спектаторов, теряемых из-за этого отверстия, резко возрастает. Это, в свою очередь, приводит к резкой потере эффективности с ростом прицельного параметра.
- Внешний размер ZDC определяется из известных спектров для нейтронов спектаторов (см., например, [270]). Из этих спектров следует, что подавляющая часть спектаторов имеет поперечный импульс в интервале  $< 300$  МэВ/с. Это означает, что при начальной энергии  $\sqrt{S_{NN}} = 9$  ГэВ/с полярный угол рождения спектаторов  $< 0.07$ . Калориметр ZDC расположен на расстоянии  $L_z = 287$  см от точки взаимодействия. Это приводит к тому, что поперечный размер ZDC должен быть  $D_{ZDC} \approx 40$  см.



**Рис. 2.84:** Фронтальный (по ходу первичного пучка) вид ZDC. Квадраты имеют размер  $5 \times 5 \text{ см}^2$ .

Вид ZDC спереди (по ходу первичного пучка), выбранный в соответствии с изложенными требованиями, показан на Рис. 2.84, где квадратами показаны модули, из которых собирается калориметр. Каждый модуль состоит из 60-ти слоев. Каждый слой, в свою очередь, состоит из последовательно расположенных свинцового поглотителя и сцинтиллятора, толщины которых соотносятся как 4:1 (толщина свинцовой пластинки 16 мм, а пластинки сцинтиллятора – 4 мм). Такое соотношение толщин удовлетворяет условию компенсации. Более подробно конструкция калориметра обсуждается в разделе 2.11.3. Энергетическое разрешение этого калориметра рассчитывалось с использованием пакета GEANT v3.2 [271]. Полученное в моделировании разрешение калориметра по энергии аппроксимировалось стандартной зависимостью:

$$\frac{\sigma}{T} = \frac{\beta}{\sqrt{T}} + \gamma , \quad (2.2)$$

где  $T$  – кинетическая энергия спектров. В результате было получено  $\beta = 67 \pm 12\% \sqrt{\text{ГэВ}}$  и  $\gamma = 0.1 \pm 0.9\%$ . Малая величина постоянного члена  $\gamma$  отражает ту специфику работы ZDC, что энергия, выделенная в калориметре, набирается за счет спектров, имеющих энергию на нуклон, близкую к энергии на нуклон в сталкивающихся ядрах.

Проведем оценку условий работы предложенного калориметра ZDC, опираясь на экспериментальные данные, взятые из [272]. В этой работе получено, что для центральных  $Pb + Pb$  столкновений ( $0 \div 5\%$ ) в переднем направлении в среднем рождается 17 нуклонов (9 нейтронов, 7 протонов и 0.5 дейтрона) на одно столкновение. Таким образом, для  $Au + Au$  столкновений суммарное число нуклонов спектров, попадающих в оба ZDC, равно:

$$N_s(0 - 5\%) = 2 \cdot N_s^{exp}(0 - 5\%) \cdot \varepsilon(ZDC) , \quad (2.3)$$

где  $\varepsilon(ZDC)$  – геометрическая эффективность ZDC для малых прицельных параметров. Оценки, базирующиеся на экспериментальных данных для спектров, приводят к эффективности  $\varepsilon(ZDC) \geq 75\%$  для энергии столкновений  $\sqrt{S_{NN}} = 9 \text{ ГэВ}$ .



Это дает для центральных  $Au + Au$  столкновений следующее выражение энергии, выделившейся в обоих ZDC:

$$E_{ZDC}(0 - 5\%) = (\sqrt{S_{NN}}/2 - m_N) \cdot N_s(0 - 5\%) \approx 90 \quad , \quad (2.4)$$

где  $m_N$  – масса нуклона. Отсюда видно, что флуктуации энергии, оставленной в ZDC, связаны с флуктуациями числа спектаторов и равны:

$$\sigma(E_{ZDC}(0 - 5\%)) = (\sqrt{S_{NN}}/2 - m_N) \cdot \sqrt{N_s(0 - 5\%)} \approx 18 \quad . \quad (2.5)$$

В соответствии с (2.2) разрешение рассматриваемого типа ZDC при энергии столкновений  $\sqrt{S_{NN}} = 9$  ГэВ есть  $\sigma_{ZDC} = 6$  ГэВ. Таким образом, для центральных столкновений флуктуации энергии, связанной с флуктуацией числа спектаторов, больше, чем энергетическое разрешение предложенного калориметра  $\sigma(E_{ZDC}(0 - 5\%)) > \sigma_{ZDC}$ . Это значит, что предложенная продольная структура ZDC адекватна задачам, возложенным на этот калориметр.

### 2.11.2 Моделирование работы ZDC

Для исследования возможностей определения центральности были использованы три генератора: UrQMD [268], SHIELD [273] and LAQGS [274]. Моделирование было проведено для столкновений  $Au + Au$  при двух начальных энергиях  $\sqrt{S_{NN}} = 9$  и 5 ГэВ. Генератор UrQMD широко используется для описания ядро-ядерных столкновений. Однако этот генератор имеет серьёзный недостаток при описании спектаторов, поскольку он не описывает рождения ядерных фрагментов спектаторов, которые очень важны при описании периферических столкновений (см. раздел 2.11.1 и [272]).

Для генератора SHIELD нуклонами спектаторами считались нуклоны с поперечным импульсом меньше чем 0.3 ГэВ/с и полным импульсом между 4 и 7 ГэВ/с, а для ядерных фрагментов спектаторов накладывалось то же ограничение на поперечный импульс и требовалось, чтобы полный импульс превышал 6 ГэВ/с. Указанные области отчетливо видны на Рис. 2.85 для событий, полученных с помощью генератора SHIELD в лабораторной системе отсчета (нулевая быстрота отвечает области фрагментации мишени и быстрота 4.5 — области фрагментации пучка).

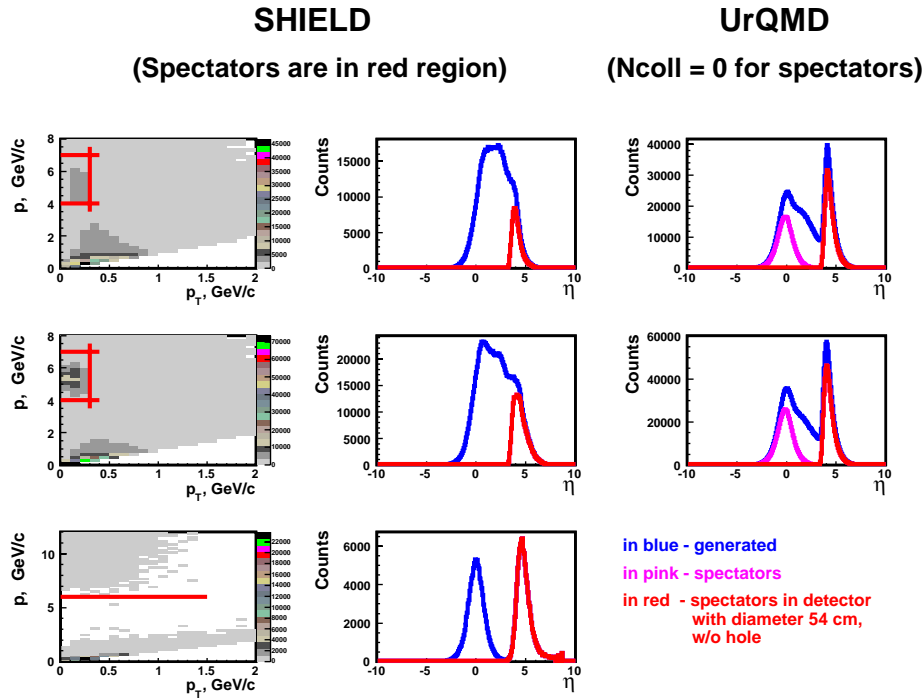
Для определения аксептанса ZDC спектаторы транспортировались от точки рождения до калориметра с использованием пакета GEANT4. Продольный размер калориметра выбирался равным 120 см, а поперечный —  $50 \times 50$  см<sup>2</sup>. В соответствии с требованиями к конструкции коллайдера отверстие для первичного пучка выбиралось равным  $10 \times 10$  см<sup>2</sup>. Для выяснения влияния этого отверстия было проведено моделирование как с отверстием, так и без него. Число реконструированных спектаторов  $N_{sp}$  определялось из условия:

$$N_{sp} = \frac{E_d}{\alpha E_0} \quad , \quad (2.6)$$

где  $E_d$  — энергия, оставленная спектатором в калориметре,  $E_0$  — энергия пучка на нуклон,

$$\alpha = \frac{E_d}{E_{sp}} \quad , \quad (2.7)$$

$E_{sp}$  — суммарная энергия спектаторов. Параметр  $\alpha$  из независимого моделирования для протонов с энергией 4.5 ГэВ получился равным  $0.09 \pm 0.03$ . Сравнение рожденных



**Рис. 2.85:** Зависимость числа рожденных протонов, нейтронов и ядерных фрагментов от поперечного и полного импульсов, а также от псевдобыстроты для генераторов SHIELD и UrQMD (только протоны и нейтроны).

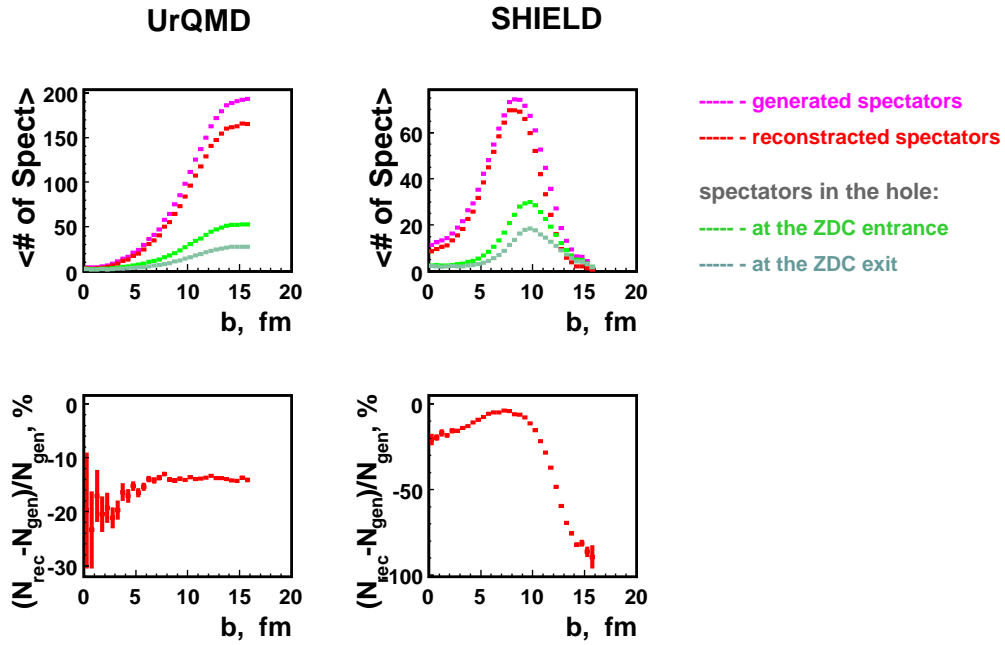
и реконструированных спектаторов для генераторов UrQMD и SHIELD показано на Рис. 2.86 в зависимости от прицельного параметра  $b$ . На том же рисунке показано число спектаторов, попадающих в отверстие для пучка.

**Таблица 2.13:** Аксептанс ZDC с отверстием для пучка на входе и на выходе из калориметра.

	UrQMD		SHIELD	
	ВХОД	ВЫХОД	ВХОД	ВЫХОД
протоны, нейтроны, фрагменты (%)	72.9	84.3	62.6	77.2
протоны (%)	70.2	84.3	84.5	92.3
нейтроны (%)	74.6	87.0	63.6	77.5
фрагменты (%)	—	—	41.4	62.9

Суммарный аксептанс ZDC приведен в таблице 2.13 для калориметра с отверстием для пучка  $10 \times 10 \text{ см}^2$  на входе и выходе. Аксептанс без отверстия для энергии  $4.5 \text{ A} \cdot \text{ГэВ}$  близок к 100 %, а для энергии  $3 \text{ A} \cdot \text{ГэВ}$  составляет около 86 %. Из моделирования видно (см. Рис 2.86), что для событий, рожденных генератором SHIELD, число спектаторов, зарегистрированных в ZDC, резко уменьшается для прицельных параметров, больших 8 фм. Для определения точности выделения прицельного параметра вычислялась энергия, выделенная в калориметре.

На Рис. 2.87 суммарная энергия, выделенная в калориметре, показана в зависимости от прицельного параметра для событий, рожденных генераторами UrQMD и

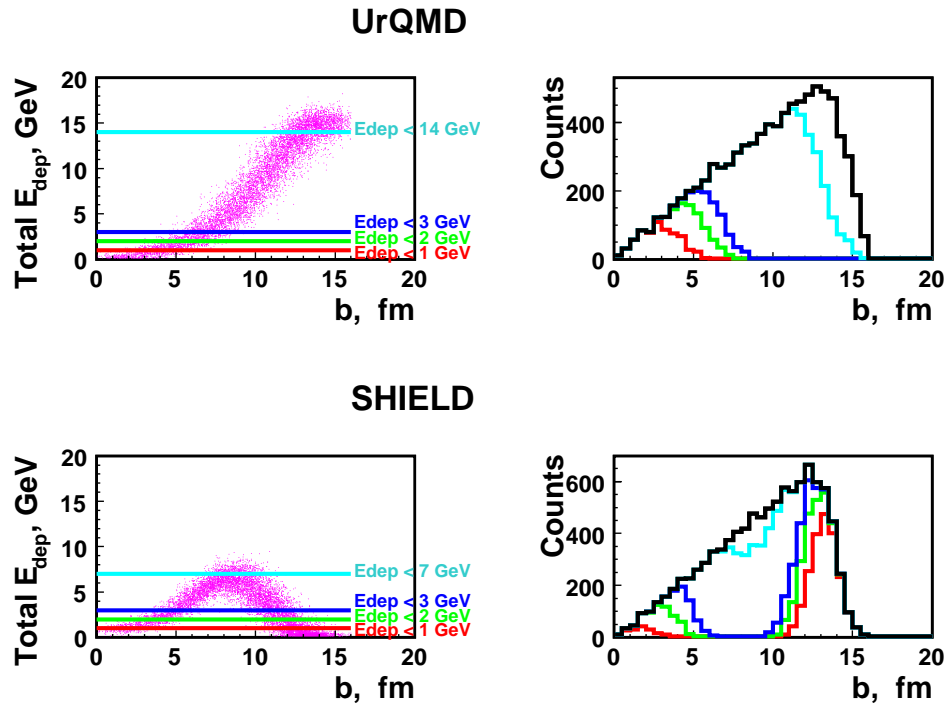


**Рис. 2.86:** Число рожденных и реконструированных спектаторов в ZDC с отверстием для пучка в зависимости от прицельного параметра.

SHIELD. Там же показано число событий с различной центральностью при нескольких порогах по энергосодержанию в калориметре от 10000 столкновений. Из этого рисунка следует, что для центральных событий с  $b < 8$  фм UrQMD и SHIELD хорошо согласуются и позволяют определить прицельный параметр с точностью около 0.5 фм. Однако энергосодержание от периферических столкновений, смоделированных SHIELD и UrQMD, показывает качественно различное поведение. Так, для событий, рожденных генератором SHIELD, оно уменьшается с ростом прицельного параметра, тогда как для событий от генератора UrQMD продолжает расти. Такое различие связано с тем, что в периферических столкновениях рождается большое число ядерных фрагментов спектаторов, не описываемых UrQMD генератором, которые попадают в отверстие для пучка. Эта особенность столкновений с большими прицельными параметрами подтверждается экспериментальными данными, полученными коллаборацией NA49. Из этих данных следует, что в периферических столкновениях энергия, уносимая фрагментами спектаторами, более чем в 5 раз превышает энергию, уносимую нуклонами спектаторами (см. [272]).

Из-за того, что события от генераторов UrQMD и SHIELD дают качественно различную зависимость энергосодержания в ZDC от прицельного параметра, были предприняты попытки ответить на следующие вопросы:

- Является ли немонотонная зависимость от прицельного параметра энергии, выделенной в ZDC, специфичной только для генератора SHIELD?
- Как такая зависимость меняется с изменением начальной энергии?
- Можно ли избавиться от такой немонотонной зависимости за счет изменения (в разумных пределах) отверстия для пучка?



**Рис. 2.87:** Зависимость выделенной энергии и скорости счета для спектаторов с различными порогами по прицельному параметру.

Для ответа на эти вопросы были использованы генераторы UrQMD и последняя версия генератора LAQGSM, которая хорошо описывает рождение ядерных фрагментов. При моделировании использовался транспортный код GEANT4 (через интерфейс geant4\_vmс) в среде mpdroot (<http://mpd.jinr.ru>). Зависимость энерговыделения в ZDC от прицельного параметра при двух начальных энергиях  $\sqrt{S_{NN}} = 9$  и 5 ГэВ показана на Рис. 2.88 и Рис. 2.89 для событий от генераторов UrQMD и LAQGSM. Из этих рисунков можно сделать следующие выводы:

1. Оба генератора LAQGSM и SHIELD приводят к одинаковой немонотонной зависимости энерговыделения в ZDC от прицельного параметра, тогда как использование генератора UrQMD приводит к монотонной зависимости.
2. Максимум в зависимости энерговыделения в ZDC от прицельного параметра сдвигается в сторону меньших прицельных параметров с ростом энергии столкновений. Обсудим этот вопрос подробнее. Как уже упоминалось, генератор UrQMD не описывает рождение ядерных фрагментов, поэтому нет оснований доверять данным для периферических столкновений, полученным с его использованием, так как в периферических столкновениях основную долю энергию уносят фрагменты спектаторов. Объяснение ошибочности применения UrQMD генератора для описания периферических столкновений становится понятным, если рассмотреть его определение спектатора. Спектаторами являются нуклоны, которые не испытали рассеяния на других нуклонах и покидают ядро, с Ферми-распределением по поперечному импульсу. Однако для ультрапериферических столкновений основную роль играет электромагнитное взаимодействие. При таком взаимодействии ядру передается малая энергия, и за

счет электромагнитной диссоциации испускается один или несколько нейтронов [275]. Для меньших прицельных параметров энергия спектаторов, попадающих в ZDC, возрастает за счет мультифрагментации. Фрагменты и нуклоны попадают в калориметр за счет достаточно широкого распределения по поперечным импульсам. В результате конкуренции этих двух механизмов и возникает упомянутый максимум при некотором промежуточном значении прицельного параметра (Рис. 2.87 для SHIELD и Рис. 2.88, 2.89 для LAQGSM). Для центральных событий суммарная энергия всех спектаторов растет с ростом прицельного параметра за счет увеличения числа спектаторов.

Распределение полного числа нуклонов спектаторов (включая нуклоны, связанные в ядерные фрагменты) по отверстию для пучка показано на Рис. 2.90 для трех интервалов по центральности, откуда видно, что ширина этого распределения уменьшается с ростом прицельного параметра. Отношения числа нуклонов спектаторов, попадающих в отверстие для пучка, к полному числу нуклонов спектаторов приведены в Таблице 2.14 для трех упомянутых областей по центральности. Из этой таблицы видно, что для периферических столкновений подавляющая часть спектаторов попадает в отверстие для пучка. Рис. 2.90 показывает, что никаким разумным уменьшением отверстия для первичного пучка нельзя заметно увеличить число регистрируемых спектаторов из-за их очень узкого распределения для прицельных параметров  $> 9$  фм.

Мы планируем провести экспериментальные исследования угловых распределений спектаторов на выведенном пучке Нуклотрона-М для сравнения с результатами моделирования генераторами SHIELD и LAQGSM. Эти измерения позволят получить ответ на вопрос, насколько хорошо эти генераторы описывают рождение фрагментов спектаторов.

Если исходить из того, что генераторы SHIELD и LAQGSM хорошо описывают экспериментальные данные для угловых распределений спектаторов, необходимо привлечь дополнительную информацию от других детекторных подсистем (например, число треков в TPC) для определения центральности в комбинации с данными ZDC. Результаты моделирования с использованием этого варианта показаны на Рис. 2.91, из которого следует, что для столкновений  $Au + Au$  при энергиях NICA можно определять центральности до  $< 70$  %, если сигнал с ZDC использовать совместно с числом треков в TPC.

**Таблица 2.14:** Число нуклонов спектаторов, регистрируемых в различных пространственных областях в месте расположения ZDC для начальной энергии  $\sqrt{S_{NN}} = 9$  ГэВ, полученное с помощью LAQGSM генератора. Здесь  $N_{ZDC}$  — полное число спектаторов, попадающих в ZDC,  $N_{hole}$  — полное число спектаторов, попадающих в отверстие для пучка. Результаты получены для 1000 неискаженных (*minimal bias*)  $Au + Au$  столкновений.

величина / центральность	$< 60$ %	$60 - 80$ %	$> 80$ %
$N_{ZDC}$	71041	22848	4787
$N_{hole}$	19707	47826	60431
$N_{tot} = N_{ZDC} + N_{hole}$	90748	70674	65218
$\varepsilon = N_{hole}/N_{tot}$	22 %	68 %	93 %

В заключение можно отметить следующее:

1. Предложенный калориметр позволяет классифицировать события по центральности (без привлечения других детекторных подсистем) только в том случае,

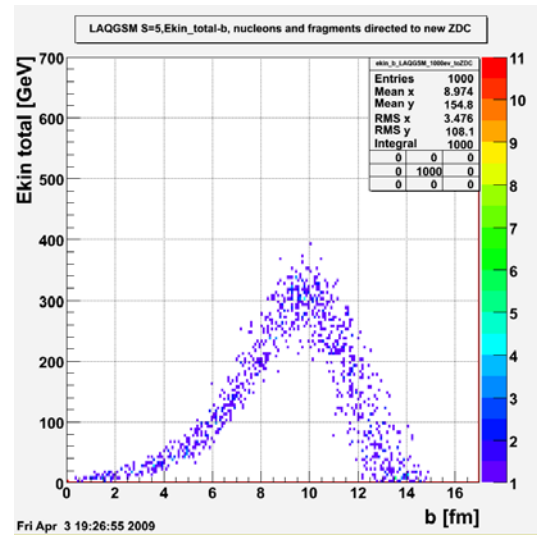
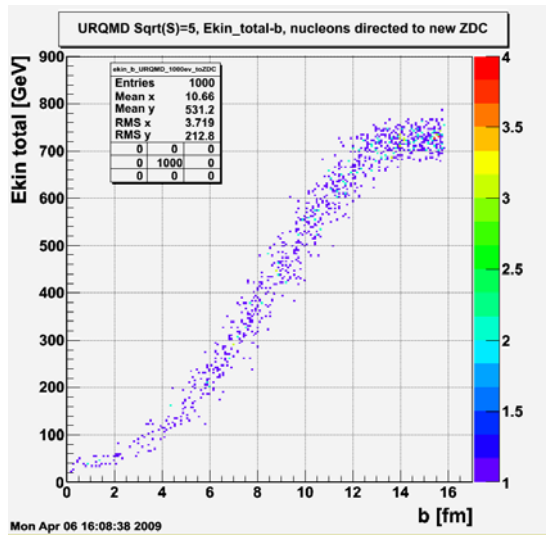


Рис. 2.88: Зависимость кинетической энергии спектаторов, попадающих в ZDC, от прицельного параметра для Au + Au столкновений  $\sqrt{S_{NN}} = 5$  ГэВ. Левая панель — события от UrQMD, правая панель — LAQGSM.

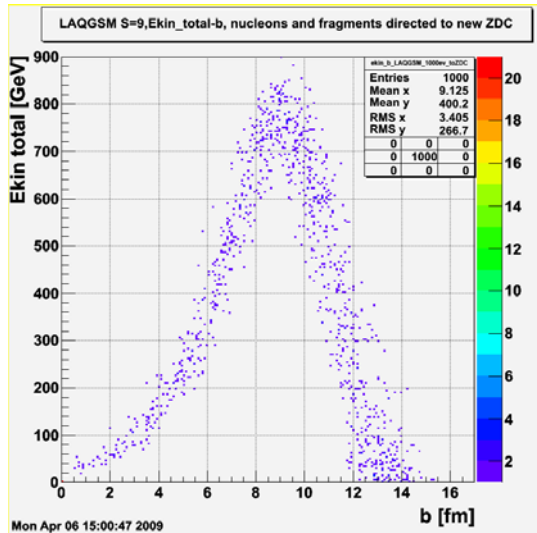
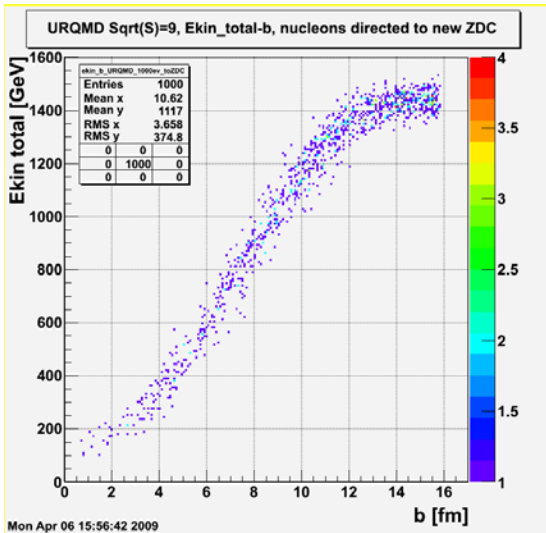


Рис. 2.89: Зависимость кинетической энергии спектаторов, попадающих в ZDC, от прицельного параметра для Au + Au столкновений  $\sqrt{S_{NN}} = 9$  ГэВ. Левая панель — события от UrQMD, правая панель — LAQGSM.

если известно, что прицельный параметр меньше, чем  $8 \div 9$  фм.

2. Одной из возможностей улучшения выделения центральности является привлечение информации о множественности частиц в центральной (по быстротам) области дополнительно к сигналу с ZDC. В таком случае центральным и периферическим событиям соответствуют большое и малое число треков в TRC.
3. В качестве еще одного возможного решения можно рассмотреть установку дополнительного калориметра для нейтронов (калориметр под нулевым углом для нейтронов ZDN) после первого дипольного магнита NICA. Порог по амплитуде сигнала с ZDN (т.е. по множественности) позволит выделять события

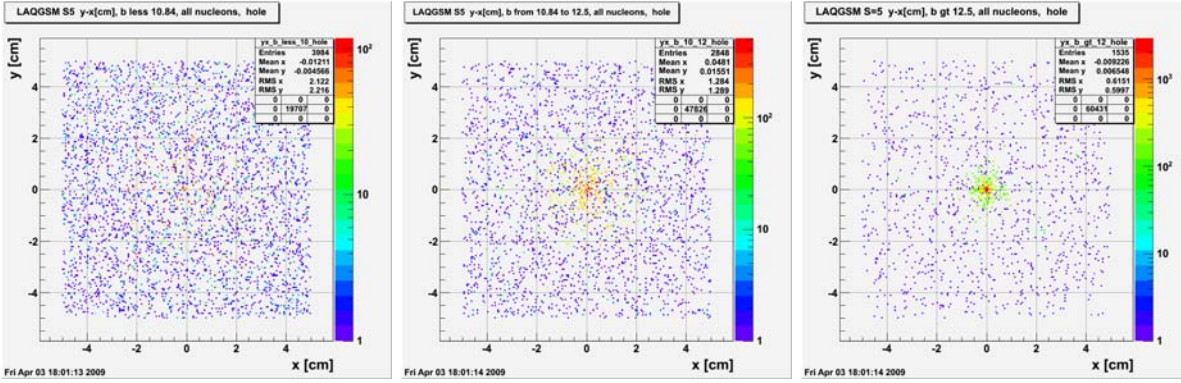


Рис. 2.90: Пространственное распределение полного числа нуклонов спектаторов (включая нуклоны спектаторы из ядерных фрагментов) по области отверстия для пучка в ZDC для  $Au + Au$  столкновений при  $\sqrt{S_{NN}} = 5$  ГэВ. Левое распределение — для центральности  $< 60\%$ , среднее —  $60 \div 80\%$ , правое —  $> 80\%$ .

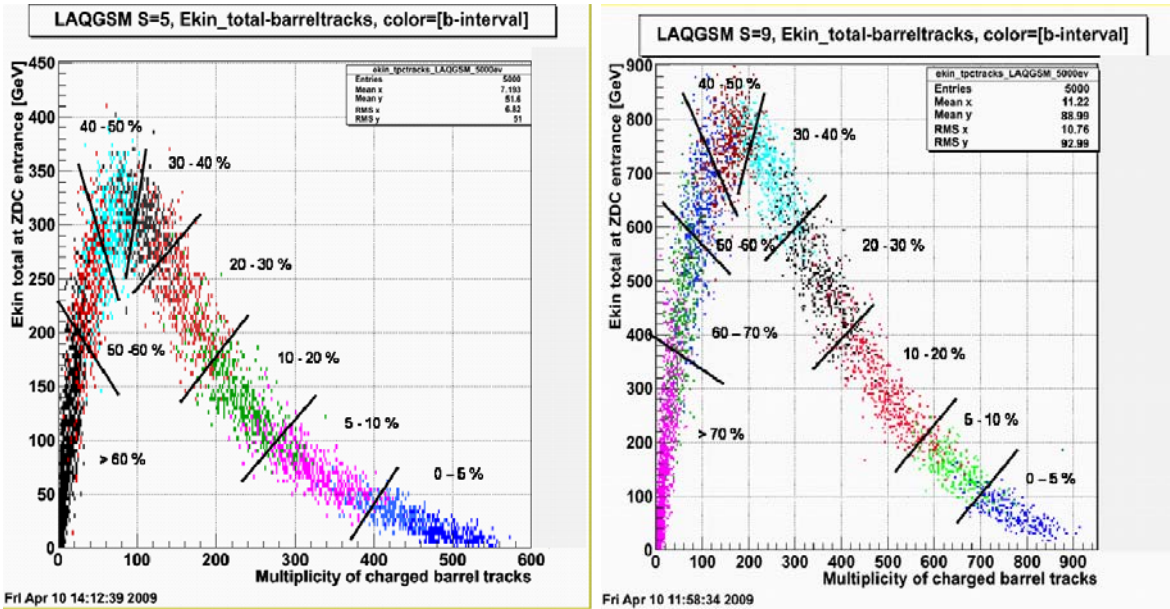


Рис. 2.91: Распределение событий с различной центральностью для  $Au + Au$  столкновений по энергии, выделенной в ZDC, и числу треков в TPC. Слева —  $\sqrt{S_{NN}} = 5$  ГэВ, справа — 9 ГэВ. События, отвечающие различным центральностям, помечены разными цветами. Короткие линии показывают границы для выделения различных интервалов по центральности.

с прицельным параметром  $8 \div 14$  фм, т.е. в той области, где имеются проблемы с выделением центральности с помощью сигнала от ZDC. Кроме того, ZDN калориметр можно использовать для контроля светимости.

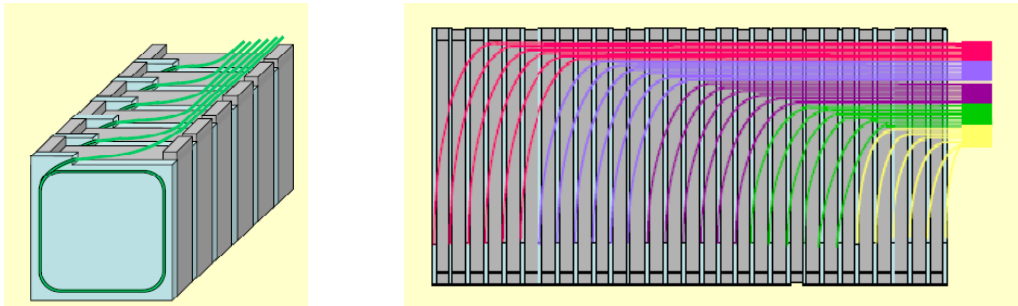
4. Кроме того, выделение наиболее центральных и наиболее периферических столкновений может быть также выполнено с помощью маленького электромагнитного калориметра, установленного перед ZDC, аналогично тому, как это сделано в эксперимента ALICE.
5. Экспериментальные исследования распределения спектаторов должны быть выполнены на выведенном пучке Нуклотрон-М и фиксированной мишени. Для

таких исследований достаточно иметь пучки энергии равной (или меньшей), чем энергия в одном кольце NICA ( $\sqrt{S_{NN}}/2$ ).

### 2.11.3 Конструкция калориметра

#### Общие соображения

Разработка конструкции модулей ZDC проводилась в течение последних 2 лет. Каждый модуль состоит из 60 слоев свинец-сцинтиллятор в соотношении 4:1, чтобы удовлетворялось условие компенсации (толщина свинцовых и сцинтилляционных пластин 16 и 4 мм, соответственно). Поперечные размеры модуля  $5 \times 5$  см<sup>2</sup>. Все 60 слоев в каждом модуле включены в один блок длиной 120 см (около 6 ядерных длин) с помощью стальной ленты толщиной 0.5 мм. Затем этот блок помещается в бокс из такой же стали и накрывается таким же боксом. Эти боксы привариваются друг к другу. Вес каждого модуля около 120 кг. Главное внимание должно быть обращено на вывод света со сцинтилляционных пластин, чтобы получить хорошую эффективность и однородность светосбора. Предложенная схема светосбора показана на Рис. 2.92.



**Рис. 2.92:** Схема сбора света со сцинтилляционных пластин в модуле ZDC. Слева – вид спереди, справа – вид сверху (показана только половина длины модуля). Оптоволокну с 6 пластин собрано вместе и просматривается одним MAPD.

Сбор света выполнен с помощью оптоволокну WLS, помещенного в круглые канавки в сцинтилляционных пластинах, что обеспечивает высокую эффективность и однородность светосбора в пластинах лучше нескольких процентов. Оптоволокну от каждых 6 сцинтилляционных пластин просматривается одним фотодетектором в конце модуля. Продольная сегментация из 10 секций обеспечивает однородность сбора света по длине модуля и возможность отбора вторичных частиц от взаимодействия в мишени. Возможна также разработка алгоритма для дальнейшего улучшения энергетического разрешения, основанного на измерении продольного профиля ливня. Индивидуальная калибровка продольных секций также важна для мониторингирования падения световых выходов, вызванного поглощенной радиацией в сцинтилляционных пластинах при большой интенсивности ионного пучка. Продольная сегментация модулей калориметра требует 10 компактных фотодетекторов, соединенных к концам оптоволокну на задней стороне модуля.

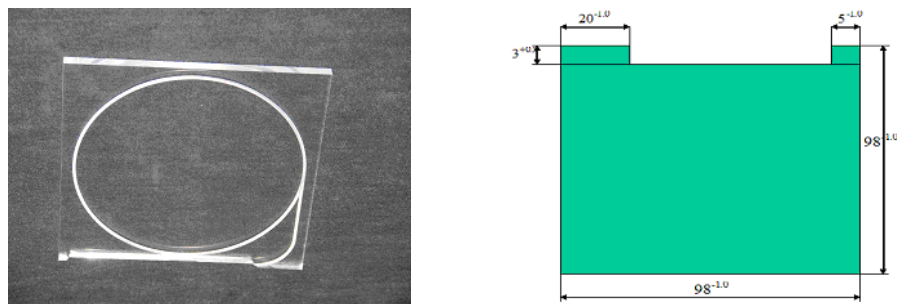
Использование микропиксельных лавинных фотодиодов, MAPD (или кремниевых фотоумножителей, SiPMs) представляется оптимальным выбором из-за их важных свойств: большой коэффициент усиления, компактность, малая стоимость и отсутствие сигнала при прохождении частиц через фотодиод. 10 фотодиодов MAPD на



один модуль размещены на заднем конце модуля вместе с входной электроникой (усилители). Такое размещение обеспечивает свободный доступ к фотодиодам.

### Сцинтилляционные пластины, оптоволоконно WLS и свинцовые пластины.

Основными элементами модуля являются сцинтилляционные пластины с оптоволоконно WLS и свинцовые пластины. Сцинтилляционные пластины толщиной 4 мм произведены в Харькове (Украина) из полистиренового сцинтиллятора. В них сделаны канавки глубиной 1.1 мм для размещения оптоволокон (Рис. 2.93, слева). Форма канавки обеспечивает выход оптоволокон WLS параллельно верхней поверхности сцинтиллятора.



**Рис. 2.93:** Сцинтилляционная пластина (слева) и свинцовая пластина (справа). Свинцовые пластины имеют толщину 16 мм и форму такую же, как сцинтилляционные пластины. Свинцовые пластины содержат 3 % сурьмы для усиления жесткости. Используется оптоволоконно WLS Y-11(200) с двойным поверхностным слоем и диаметром 1 мм производства Kuraray. Длина поглощения света этого оптоволоконно около 4.5 м.

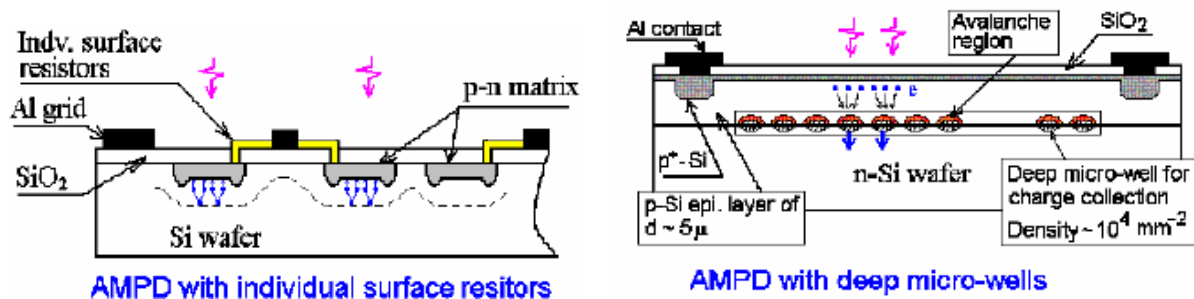
### Сбор света с помощью микропиксельных MPD

Главной проблемой в разработке ZDC является выбор фотодетекторов для сбора света с концов оптоволоконно WLS. Эти детекторы должны быть достаточно компактными для размещения 10 элементов на задней части модуля площадью 10x10 см<sup>2</sup>. Отсутствие сигнала при прохождении частиц через фотодиод и приемлемая стоимость являются также основными требованиями для этих детекторов. Обычные лавинные фотодиоды APD хорошо удовлетворяют этим требованиям. Они успешно используются в электромагнитных калориметрах и имеют надежные параметры. Однако их малый коэффициент усиления (50÷100) требует разработки сложных усилителей и ограничивает их возможность детектировать свет малой интенсивности (на уровне 40 фотонов). Адронные калориметры имеют световой выход на один или более порядков меньше, чем электромагнитные. Это ограничение особенно существенно при калибровке калориметра при малом выделении энергии с минимально ионизирующими частицами. Среди различных модификаций лавинных фотодиодов диоды с микропиксельной структурой представляют интерес из-за их особых свойств. Лавинные микропиксельные фотодиоды MAPD – сравнительно новые устройства, которые интенсивно разрабатываются и применяются в современных проектах. Каждый пиксель в MAPD можно рассматривать как индивидуальный фотодиод, создающий лавину в ограниченном Гейгеровском режиме с внутренним коэффициентом усиления до  $\approx 10^6$ . MAPD имеют весьма компактные размеры порядка нескольких миллиметров. Из-за пиксельной структуры в MAPD отсутствует эффект регистрации

ионизирующих частиц. Они чувствительны к одиночному фотоэлектронному сигналу и имеют высокое разрешение по энергии даже для нескольких фотоэлектронов. Технология производства MAPD и их параметры постоянно улучшаются. Итак, главными преимуществами MAPD являются: компактный размер, малое рабочее напряжение, большой коэффициент усиления, сравнимый с ФЭУ, сравнительно малая стоимость, нечувствительность к магнитному полю и отсутствие эффекта регистрации ионизирующих частиц (благодаря пиксельной структуре). Схемы двух типов MAPD приведены на Рис. 2.94. Главной особенностью первого типа являются группы p-n ячеек (пиксели), соединенных с металлическими электродами через индивидуальные поверхностные резисторы. Другое название этих MAPD – MRS (металл–резистор–полупроводник), изображены на Рис. 2.94 слева. К сожалению, стандартная MAPD технология ограничивает число пикселей на мм<sup>2</sup> из-за мертвой зоны около пикселей. Это ограничение важно для применения в ZDC из-за ограничения динамического диапазона измеряемых энергий. Монте-Карло моделирование показывает величину энергии в модуле до 1 ГэВ. Это эквивалентно 10000 фотоэлектронов при выходе 10 фотоэлектронов на МэВ при пропорциональности числа сработавших пикселей (фотоэлектроны) и рожденных фотонов (энергия). Поэтому ограничение числа пикселей  $N_{total}$  приводит к нелинейной зависимости числа сработавших пикселей  $N_{fired}$  от числа фотонов  $N_{photons}$ :

$$N_{fired} = N_{total} \left( 1 - \exp\left(-\frac{N_{photons} PDE}{N_{total}}\right) \right) . \quad (2.8)$$

Используя эту формулу, можно оценить минимальное число пикселей для данного диапазона энергий. В нашем случае для достижения линейности должно быть несколько десятков тысяч пикселей. MRS APD имеют плотность 500-1500 пикселей на мм<sup>2</sup>, тогда как нам необходимы до 10000-20000 пикселей на мм<sup>2</sup>. Сейчас имеется более современная технология создания пикселей MAPD за счет распределения электрического поля в кремниевой пластине (Рис. 2.94, справа). Такие MAPD имеют 10000-20000 пикселей на мм<sup>2</sup>. Эти MAPD производят в ОИЯИ (Дубна) в коллаборации с Mikron Company (Зеленоград, Россия). Сейчас эта технология успешно применяется Zecotek Co.



**Рис. 2.94:** MAPD с двумя различными структурами. Слева – MRS (металл–резистор–полупроводник) с индивидуальными поверхностными резисторами с числом пикселей около 1000 на мм<sup>2</sup>. Справа – MAPD с глубокими микро-углублениями.

## 2.11.4 Тесты прототипа модуля ZDC

В 2010 году были проведены испытания прототипов модулей ZDC на пучке ускорителя PS в CERN (на Рис. 2.95 показано расположение модулей на пучке). Пучки заряженных пионов использовались для измерения функции-отклика детектора, линейности и энергетического разрешения в области энергий NICA (2-6 ГэВ). Для калибровки калориметра использовались также пучки мюонов. В качестве фотодетек-



Рис. 2.95: Установка для тестов на пучке с 9-ю прототипами модулей ZDC.

торов использовались новые высокочувствительные лавинные фотодиоды (Zecotek MAPD). Некоторые их параметры: 15000 пикселей/мм<sup>2</sup>, усиление  $5 \cdot 10^4$  (см Рис. 2.96). На Рис.2.97 а) представлена энергетическая зависимость среднего значения ампли-

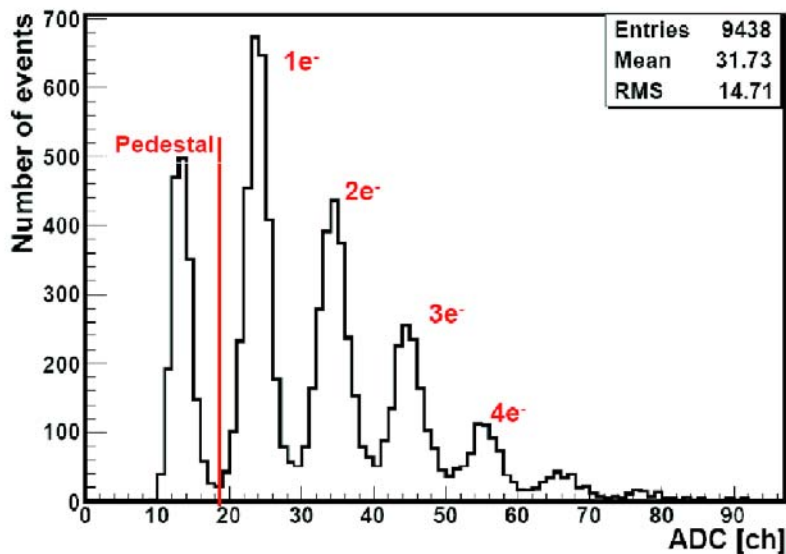
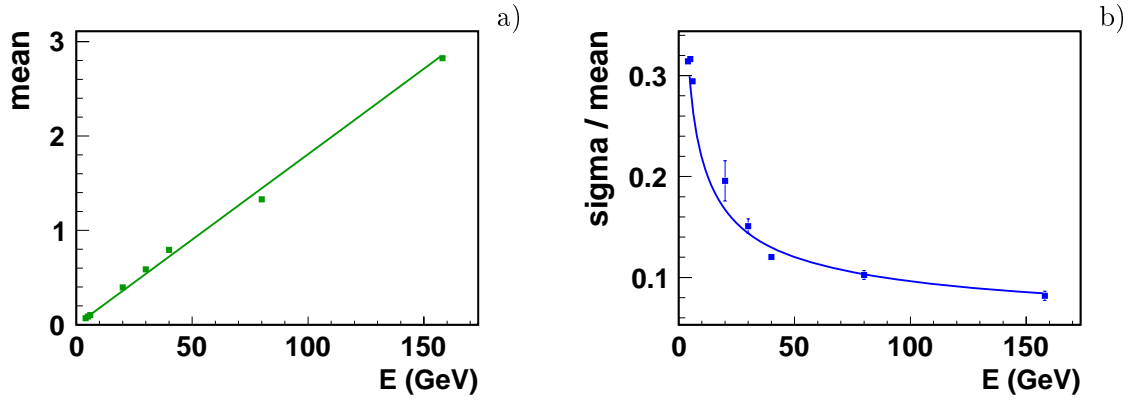


Рис. 2.96: Амплитудный спектр с высоко-чувствительных Zecotek MAPD. Красными линиями обозначены N-фотозлектронные пики (N от 1 до 4).

туды сигнала с калориметра (в ГэВ) для пионов в диапазоне энергий 4–158 ГэВ. Как видно из рисунка, отклик с калориметра линеен в данной области энергий.



**Рис. 2.97:** а) Отклик модуля ZDC в зависимости от энергии. б) Энергетическая зависимость относительного энергетического разрешения прототипа ZDC.

На Рис. 2.97 б) представлена энергетическая зависимость относительного разрешения калориметра  $\sigma(E)/E$ . Разрешение (в %) параметризуется функцией:

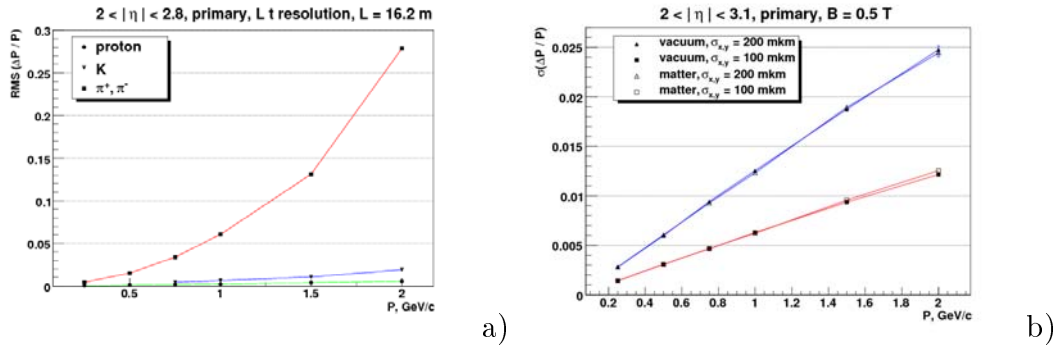
$$\sigma(E)/E = \frac{a}{\sqrt{E}} + \frac{b}{\sqrt[4]{E}} + c,$$

где  $a = 48.7\%$ ,  $b = 16.7\%$ ,  $c = 1.4\%$ . Второй член с коэффициентом  $b$  ("leakage") отвечает за флуктуации сигнала вследствие неполного поглощения энергии частиц, так как продольные и поперечные размеры модуля были меньше размеров адронного ливня.

## 2.12 Передний магнитный спектрометр

Передний магнитный спектрометр (FMS) будет введен в состав установки MPD после запуска ее первой очереди и получения первых экспериментальных данных. Спектрометр должен обеспечивать хорошее импульсное разрешение для частиц в широком интервале импульсов, и их идентификацию в области псевдобыстрот  $2.0 \div 3.1$ . Спектрометр состоит из 2 частей (А и В), расположенных симметрично относительно центра детектора. Ниже приводится аргументация о необходимости применения такого спектрометра.

Импульсное разрешение MPD в области псевдобыстрот  $\eta > 2$  ухудшается в силу падения интеграла  $\int \mathbf{B} dl$ . Зная тип частицы и используя информацию от время-пролетного детектора TOF, можно оценить импульсное разрешение детектора в этой области псевдобыстрот (см. Рис.2.98 а). Как видно, для пионов разрешение плохое даже для очень большой базы время-пролетных детекторов. С целью устранения этого недостатка предлагается использовать торцевой магнитный спектрометр.

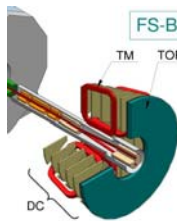


**Рис. 2.98:** а) Импульсное разрешение для протонов, каонов и пионов в зависимости от разрешения время-пролетной системы. б) Импульсное разрешение торцевого спектрометра в зависимости от импульса частицы. Верхняя кривая - для координатного разрешение трека 200 мкм, нижняя - для 100 мкм.

Из оценки импульсного разрешения для такого типа спектрометра видно, что координатное разрешение трекового детектора должно быть порядка 200 мкм, а длина трека частицы в магнитном поле — порядка 1 м. В этом случае импульсное разрешение спектрометра может быть лучше 2%:

$$\Delta p/p = (\sigma/L_p^2)(p_p/0.2998B)\sqrt{[720/(m+6)]},$$

при  $m = 5$  — число измерений вдоль трека,  $B = 1$  Тл,  $\sigma = 200$  мкм,  $L = 1$  м,  $p = 1$  ГэВ/с,  $\frac{\Delta P}{P} \sim 1.7\%$ .



**Рис. 2.99:** Блок-схема торцевого магнитного спектрометра.

Блок-схема одной из частей спектрометра FS-B показана на Рис. 2.99. Предлагается спектрометр на основе тороидального магнита (ТМ) и 5-ти станций координатных детекторов (DC). Время-пролетная система TOF будет использоваться для идентификации частиц. Магнитное поле тороидальной формы создается 6 обмотками, расположенными с шагом 60 градусов. Номинальная величина магнитного поля — 1 Тл. Три станции координатных детекторов расположены в магнитном поле, а две — вне магнитного поля.

Рис. 2.98 б) демонстрирует импульсное разрешение спектрометра для спектра частиц, полученного с помощью генератора UrQMD [276] и программы GEANT [271].

Основные требования к спектрометру приведены в Таблице 2.15:

**Таблица 2.15:** Требования к спектрометру FMS.

Параметр	Значение
Диапазон псевдобыстрот	2.0–3.0
магнит	тороидальный
магнитное поле	1 Тл
продольные размеры (по пучку)	(760–980) см
$B \times L$	1 Тл $\times$ M
Кол-во координатных слоев	10(2 $\times$ 5)
Координатное разрешение	$\leq 200$ мкм
Эффективность	99%
Радиационная длина слоя	$< 5\%$
Поток частиц	$10^6$ (средний — 100 Гц/см <sup>2</sup> , в районе пучка 1 кГц/см <sup>2</sup> )
Чувствительная область	14 м <sup>2</sup> на слой, полная — 280 м <sup>2</sup>

Трековый детектор для торцевого спектрометра может быть создан на основе:

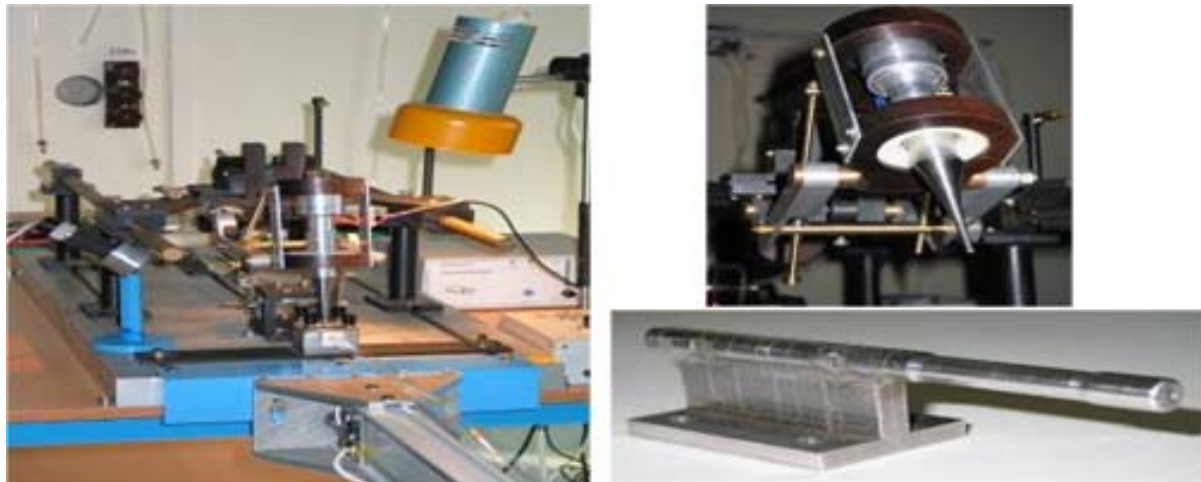
- Дрейфовых камер;
- Катодно-стриповых камер;
- Дрейфовых труб;
- Строу-трубок.

В ЛФВЭ ОИЯИ имеется богатый опыт создания детекторов на основе строу-трубок и соответствующая инфраструктура. Была создана такая система, как детектор переходного излучения для установки ATLAS (TRD ATLAS end-cap [250, 251, 252]) и прототип строу-трубок для эксперимента NA62 ([277]).

Координатный детектор для торцевого спектрометра может быть создан на основе строу-трубок. Строу-трубки имеют координатное разрешение лучше, чем 200 мкм и эффективность регистрации  $\sim 100\%$ . Общая радиационная длина для 5 станций может быть сделана менее, чем 5%. Загрузочная способность строу-трубок — до 3 МГц. Для идентификации частиц предлагается установить время-пролетную систему после пятой станции.

### 2.12.1 Производство строу-трубок

Для изготовления строу-трубок в ЛФВЭ было разработано устройство (Рис. 2.100) на основе ультразвуковой сварки. Сварной шов у трубки параллелен ее оси. На данном устройстве могут изготавливаться трубки диаметром от 6 мм до 30 мм и длиной до 2500 мм. Толщина лавсана —  $20 \div 50$  мкм. Толщина алюминиевого покрытия —  $0.05 \div 0.15$  мкм.



**Рис. 2.100:** Устройство для изготовления строу-трубок (слева), ультразвуковая головка (справа сверху) и наковальня (справа внизу).

Строу-трубки диаметром около 10 мм и длиной 220 см были использованы для создания прототипа строу трекера для эксперимента NA62 [278]. Толщина лавсана была 36 мкм, а толщина алюминиевого покрытия - около 0.150 мкм с обеих сторон. В качестве анодной была использована золоченая вольфрамовая проволока с добавлением рения диаметром 30 мкм (Luma, type 861). Основные параметры строу-трубок представлены в Табл. 2.16.

48-канальный прототип строу-трубок был проверен на пучке пионов и мюонов в CERN [277]. Считывающая электроника была создана на основе микросхемы ASD-8 [279]. Коэффициент усиления канала —  $k = 5$  мВ/фКл, величина шумов — около 1 фКл при величине емкостной нагрузки  $C=25$  пФ. ВЦП были созданы на основе микросхемы НРТДС [280]. Цена канала ВЦП - 0.1 нс/канал.

Для достижения хорошего координатного разрешения трубок была использована “медленная” газовая смесь  $CO_2 + C_4H_{10} + CF_4(80 : 10 : 10)$  со скоростью дрейфа электронов около 30 мкм/нс.  $CF_4$  был добавлен в газовую смесь для предотвращения радиационных повреждений в трубках.

При наборе данных высокое напряжение менялось в диапазоне 2200–2600 В, а порог регистрации электроники был равен  $Th=6$  фКл и  $Th=12$  фКл.

Была изучена зависимость координатного разрешения строу-трубки от величины ее радиуса. На Рис. 2.101 представлено сравнение измеренного разрешения и смоделированного с помощью программы GARFIELD. Видно хорошее согласие результатов.

Зависимость координатного разрешения строу-трубки от величины высокого напряжения (для величины порога регистрации электроники  $Th=6$  фКл) показана на

Таблица 2.16: Параметры строу-трубок ( $L=2350$  мм)

Параметр	Значение
Внутренний диаметр	$(9.75 \pm 0.05)$ мкм
Внешний диаметр	$(9.85 \pm 0.05)$ мкм
Длина	$(2350 \pm 1)$ мм
Линейное упругое растяжение (под действием силы $F$ )	4 мкм/г, $dL = 4$ при $F = 1$ кг
Удлинение под давлением	$dL = 1.0$ при $dP=1$ Бар
Боковое расширение	$(50 \pm 10)$ мкм при $P=1$ Бар
Утечки газа	$< 0.003$ см <sup>3</sup> /мин
Вращение строу-трубок	$\sim 30$ градусов/Бар
$P_{max}$ (повреждение строу-трубок)	$> 5$ Бар
Сопротивление катода	$(35-45)$ Ом
Сопротивление анода ( $d=30$ мкм, Luma, тип 861)	250 Ом
Напряжение в анодной проволоке	$(80 \pm 10)$ г
Волновое сопротивление строу-трубок	350 Ом
Ослабление сигнала	55%

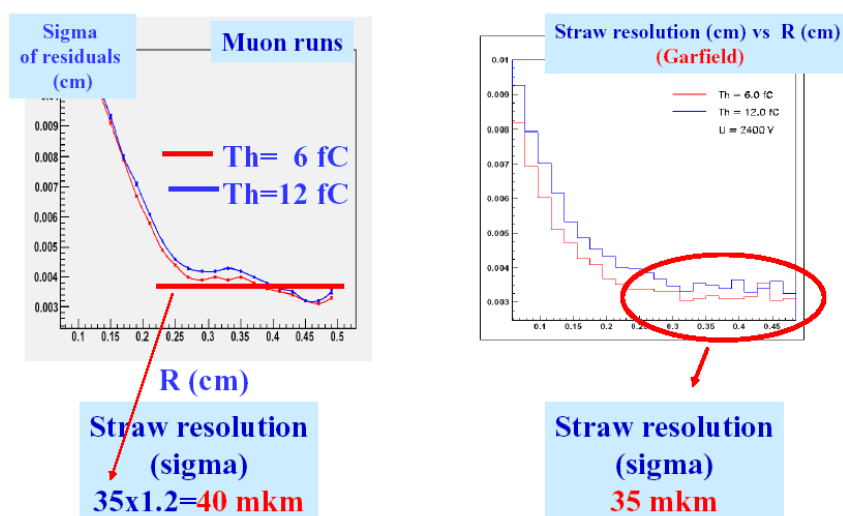


Рис. 2.101: Зависимость координатного разрешения от величины радиуса трубки  $R$  (слево – измерения, справа – моделирование).

Рис. 2.102. Минимальная величина высокого напряжения - 2.4 кВ, что соответствует величине газового усиления  $G=2 \times 10^5$ .

Сравнение экспериментально полученной эффективности восстановления трека частицы от величины радиуса трубки и смоделированной зависимости представлено на Рис. 2.103. Для расчета эффективности трек частицы определялся по 5 слоям трубок и контролировалось наличие срабатывания трубки в шестом слое. Эффективность восстановления трека близка к 100% для величин радиусов до  $R = 4.7$  мм. Низкая эффективность трубки около ее стенки объясняется малым числом первичных электронов ионизации в этой области. Измеренная величина "эффективного"



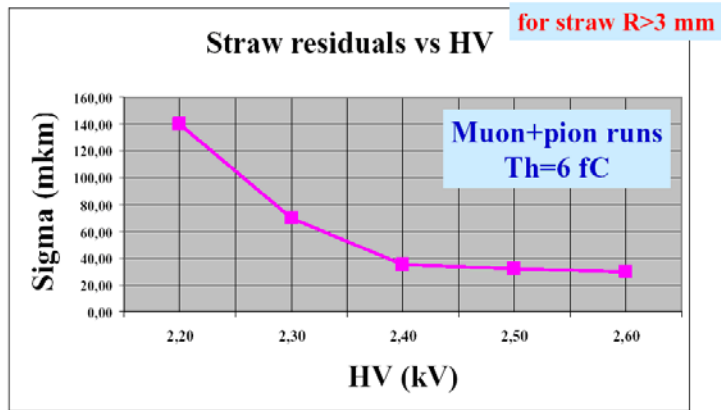


Рис. 2.102: Зависимость координатного разрешения строчной трубки от величины высокого напряжения (для  $R > 3$  мм).

радиуса строчной трубки была учтена при разработке рабочей геометрии расположения трубок для реального детектора (см. ниже).

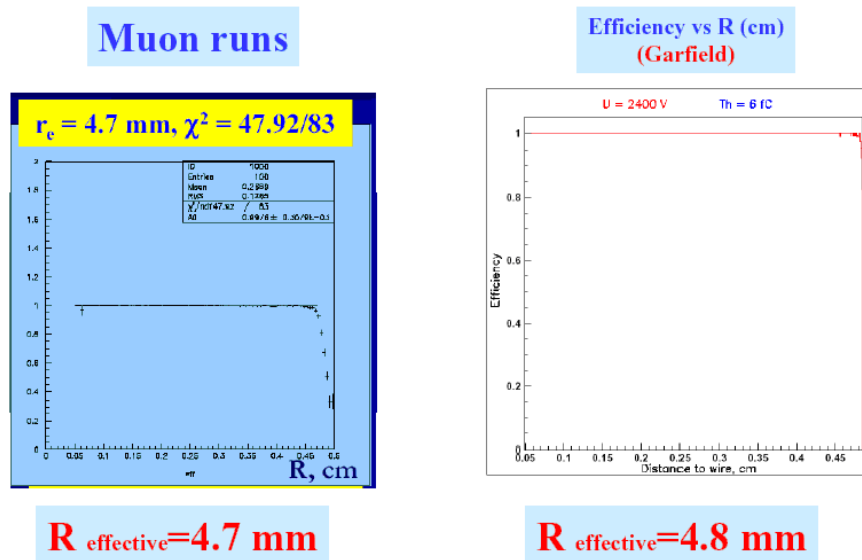


Рис. 2.103: Зависимость эффективности строчной трубки от величины ее радиуса  $R$ .

Таким образом, было показано, что величина координатного разрешения строчной трубки около 200 мкм около анодной проволоки и около 50 мкм для величины радиусов  $R > 2$  мм для “медленной” газовой смеси  $CO_2 + C_4H_{10} + CF_4(80 : 10 : 10)$ . Эффективность строчной трубки около 100% для радиусов до  $R=4.7$  мм (величина внутреннего радиуса стенки строчной трубки  $R=4.9$  мм). Оптимальная величина газового усиления  $G=2 \times 10^5$  ( $HV=2.4$  кВ). Величина плато по координатному разрешению около 200 В. Результаты измерений и моделирования (GARFIELD) достаточно хорошо согласуются.

# Глава 3

## Триггер, система сбора данных и компьютерные ресурсы.

### 3.1 Триггер и система сбора данных

Основными задачами триггера и системы сбора данных являются:

1. Максимальная эффективность сбора данных с минимальным мертвым временем.
2. Сбор и компрессия данных.
3. Независимая функциональность субдетекторов для тестов и калибровок.

Основная структура системы сбора данных MPD детектора аналогична системам в экспериментах STAR и ALICE. Она позволяет субдетекторам работать независимо.

Все субдетекторы будут соединены в одну систему считывания данных, которая включает в себя локальные модули сбора данных (LDC) и модули считывания детекторной информации (DRE). Все детекторы будут подключены к центральному триггерному процессору (CTP) который будет вырабатывать триггерные сигналы и синхронизировать работу MPD. Локальные и глобальные системы сбора данных будут включены в общую 10 Гбитную Ethernet сеть.

DRE модуль (Fig. 3.1) состоит из блока регистрации данных с детектора (FEC) и блока считывания данных(ROC). Блок регистрации данных функционально представляет из себя набор усилителей и АЦП для аналоговых сигналов с субдетекторов. Он имеет конвеерную структуру, которая позволяет минимизировать мертвое время субдетектора. Блок включает в себя систему “подавления нуля” и выборки данных по сигналу триггера L1. FEC посылают собранные данные блокам считывания и передачи данных через внутренний 2.5 Гбитный канал данных(FEDL). Также FEC вырабатывает сигнал триггерного запроса (TRQ) как только на ней появляются отличные от нуля данные. Блок считывания и передачи данных анализирует все сигналы TRQ и вырабатывает триггерный сигнал  $L0 = f(TRQ1...TRQn)$ . DRE, подключенные к субдетекторам не влияющим на логику выработки триггера, не вырабатывают сигналы TRQ или L0.

Центральный триггерный процессор анализирует сигналы L0 со всех субдетекторов и вырабатывает триггерный сигнал L1. По этому сигналу карты сбора и хранения пересылают выбранные данные в локальный центр сбора данных.

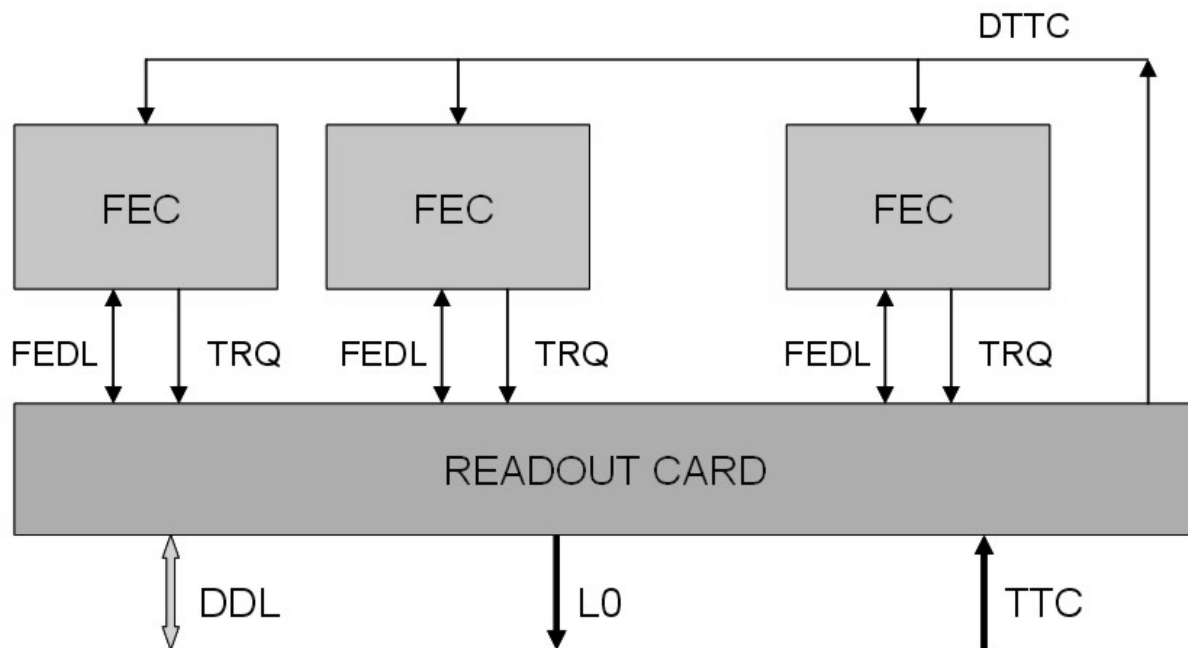


Рис. 3.1: Электроника регистрации и считывания данных.

Комплексный алгоритм отбора данных позволяет дальнейшее выделение необходимых данных по сигналу L2 от СТР. При этом данные из локальной системы сбора данных переписываются в глобальной системе сбора данных.

На Рис. 3.2 показаны расчетные потоки данных от субдетекторов. Вычисления сделаны для частоты событий 6000 Гц с множественностью 500 частиц.

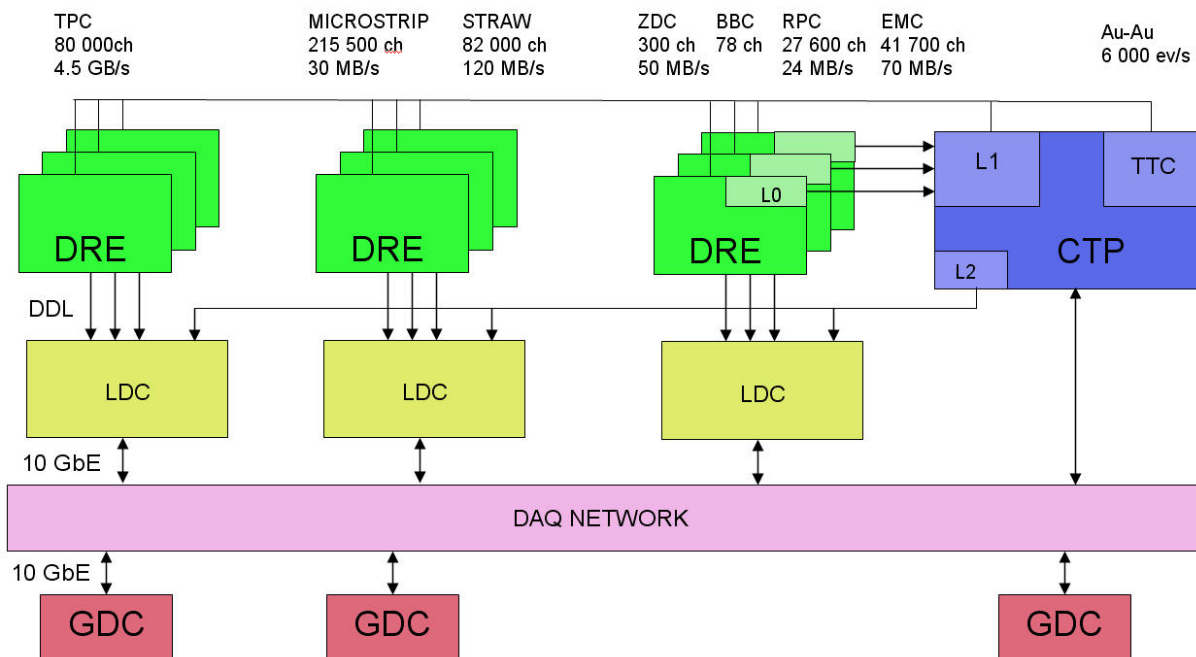


Рис. 3.2: Система сбора данных установки MPD.

Предлагаемая электроника будет разработана на базе специализированных микросхем (ASIC), разработанных под различные типы детекторов (PASA, ALTRO,

НРТДС, и т.д.) и развитых коммуникационных протоколов. Электроника будет содержать в себе функции слежения за температурой, напряжением питания и током.

## 3.2 Обработка данных

Задачей коллаборации MPD является детектирование столкновения ионов в течении 120 дней ежегодно, начиная с 2016 года. Предполагается, что при средней эффективности 60% и скорости счета 6 кГц, будет набрано около 19 миллиардов событий в год. Предполагая, что поток данных с детектора  $\sim 4,7$  ГБ/с, можно оценить полный объем данных за год работы в 30 ПБ, и 8,4 ПБ после обработки и подавления шумов. Оценки компьютерных ресурсов, необходимых для обработки такого большого количества данных, приведены далее в этом разделе. Оценки основаны на характеристиках системы сбора данных и аналогичных оценках сделанных для эксперимента ALICE [281].

### 3.2.1 Модель обработки данных

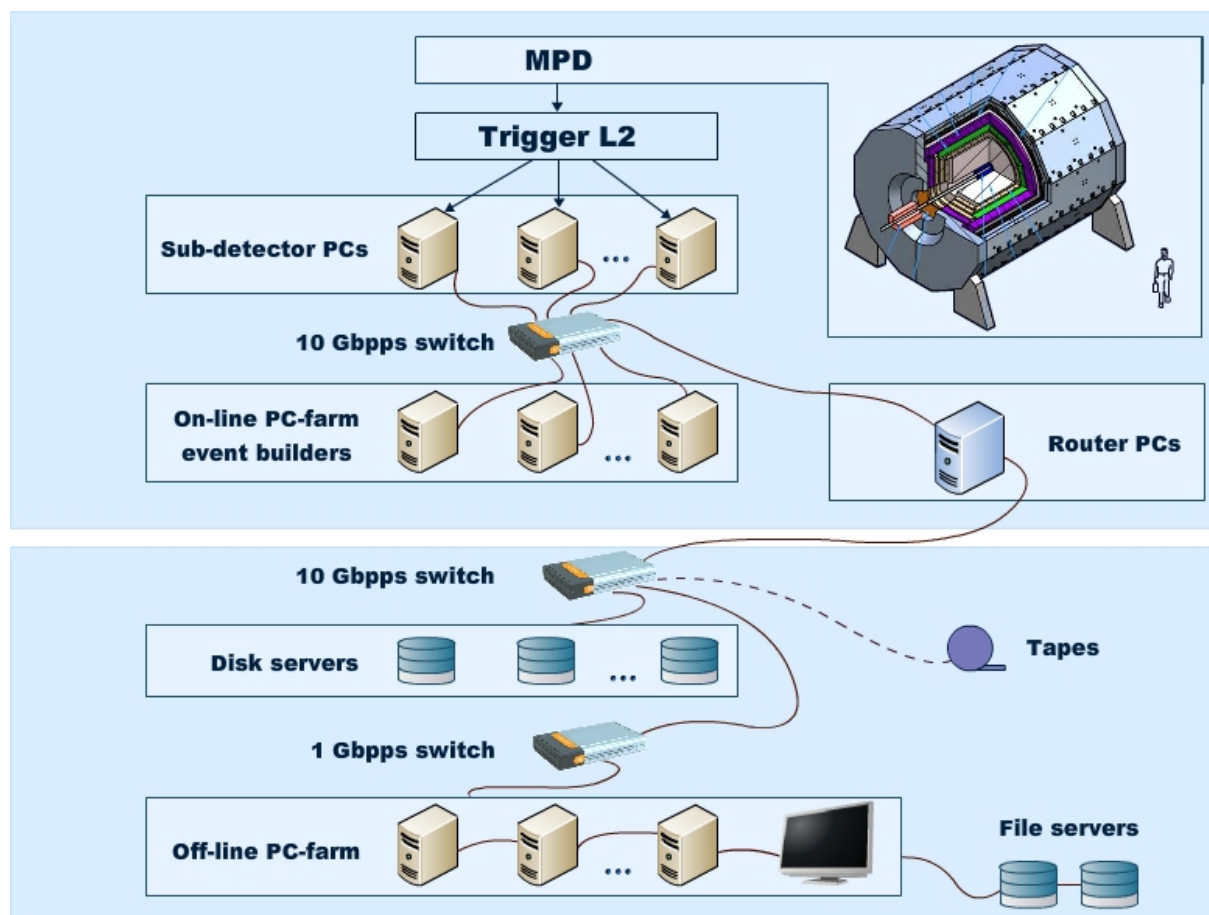


Рис. 3.3: Модель обработки данных.

Модель обработки данных соответствует схеме, представленной на Рис. 3.3. Данные идущие от персональных компьютеров (ПЭВМ) поддетекторов MPD (напрямую связанных с выводом экспериментальных данных) накапливаются специально предназначенными для сборки событий программами (ЕВ) компьютерной фермы в режиме он-лайн и записываются на диск в режиме офф-лайн после формирования события через специально предназначенную для этой цели 10 Гбпс волоконно-оптическую

линию связи. Каждая ЕВ записывает один “рабочий файл” каждую минуту сбора данных.

После триггера высокого уровня (L3), отобранные события записываются в RAW файлы (скорость записи один файл в 1 минуту сбора данных), и затем полностью восстанавливаются. Полностью восстановленное событие пишется на диск в специальном формате. В конце обработки данные формата RAW копируются на диски (ленты), и после этого рабочие и RAW файлы удаляются с диска.

По нашим оценкам, размер RAW файла будет около 0,45 МБ. Среднее время ЦПУ, необходимое для восстановления события, около 2 с.

### 3.2.2 Компьютерные ресурсы, необходимые для эксперимента

Используя оценки скорости набора данных, ожидаемый размер события и скорость восстановления, можно подсчитать компьютерные ресурсы, требуемые для эксперимента, в терминах дискового пространства и рабочих мощностей.

Таблица 3.1: Оценка необходимого дискового пространства и мощностей ПЭВМ.

Параметр	Значение	Единицы измерения
Скорость сбора данных с L2	4,7	ГБ/с
Длительность периода набора данных	120	дней
Эффективность	60	%
Скорость события	6	кГц
Временная защита	50	%
<b>Полное количество событий</b>	<b><math>1,87 \cdot 10^{10}</math></b>	событие
Среднее число треков в событии	500	трек
Среднее число хитов от частицы (TRC + ECAL)	20	хит
Среднее количество байтов на хит	45	байт
<b>Полный объем RAW данных</b>	<b>8.4</b>	<b>ПБ</b>
<b>Полное необходимое дисковое пространство</b>	<b>10</b>	<b>ПБ</b>
Среднее время реконструкции события 1К SI2К ПЭВМ	2	с
Полное время в год для 1 ПЭВМ	7000	час
<b>Количество 1К SI2К ПЭВМ для восстановления</b>	<b>1480</b>	
<b>Полное число необходимых ПЭВМ</b>	<b>1800</b>	

Предполагая, что на первом шаге L3 (до восстановления) в событиях не будет никакого отбора, ожидаемая скорость экспериментальной статистики будет 1,3 ГБ/с или около 70 ТБ/день. Из размера одного события 0,45 МБ, скорости триггера (6 кГц) и уменьшающего временного фактора (0,5), необходимый объем для записи всей статистики оценивается в 8,4 ПБ/год для RAW данных. Беря во внимание ~20% необходимость моделирования событий и учитывая ожидаемые размеры некоторых сжатых файлов, записываемых по специальному запросу экспертов, полный объем требуемого дискового пространства оценивается в 10 ПБ/год.

Используя ожидаемое ЦПУ время в 2 с/событие, необходимое для восстановления события, полное время 1К SI2K единиц будет  $37,4 \cdot 10^9$  с. Это позволяет нам оценить количество работающих в офф-лайн режиме 1К SI2K около 1480 ПЭВМ. Вместе с он-лайн ПЭВМ и  $\sim 20\%$  мощности процессора, требующегося для моделирования, полное количество можно оценить в 1800 1К SI2К ПЭВМ. Специфический характер событий требует минимум 2 ГБ РАМ для каждого ЦПУ.

Полная информация и вычисления для всех вышеперечисленных оценок приведены в Таблице 3.1.

# Глава 4

## Интеграция и вспомогательные службы

### 4.1 Интеграция и Сервис

Расположение детектора MPD показано на Рис. 4.1 и Рис. 4.2. Чтобы совместить продольную ось детектора с осью пучка коллайдера месторасположение детектора и вспомогательных площадей (место сборки и линию транспортировки) необходимо будет углубить на 4 м относительно уровня пола в существующих на данный момент помещениях.

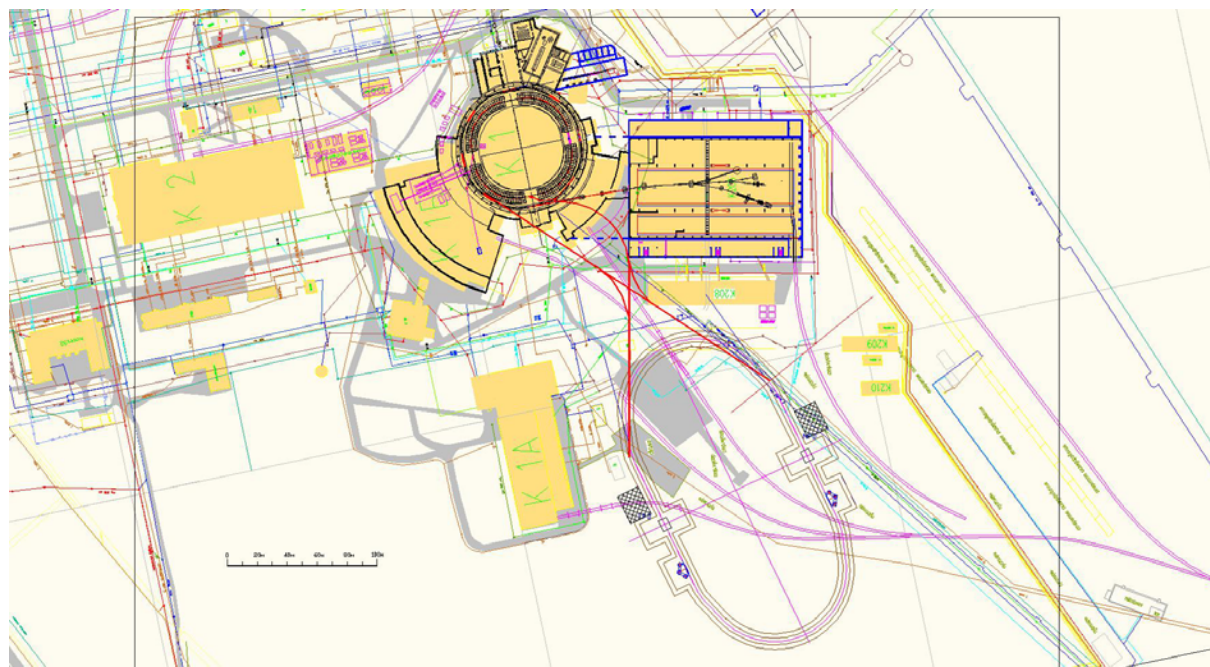


Рис. 4.1: Схема расположения детекторов на комплексе NICA.



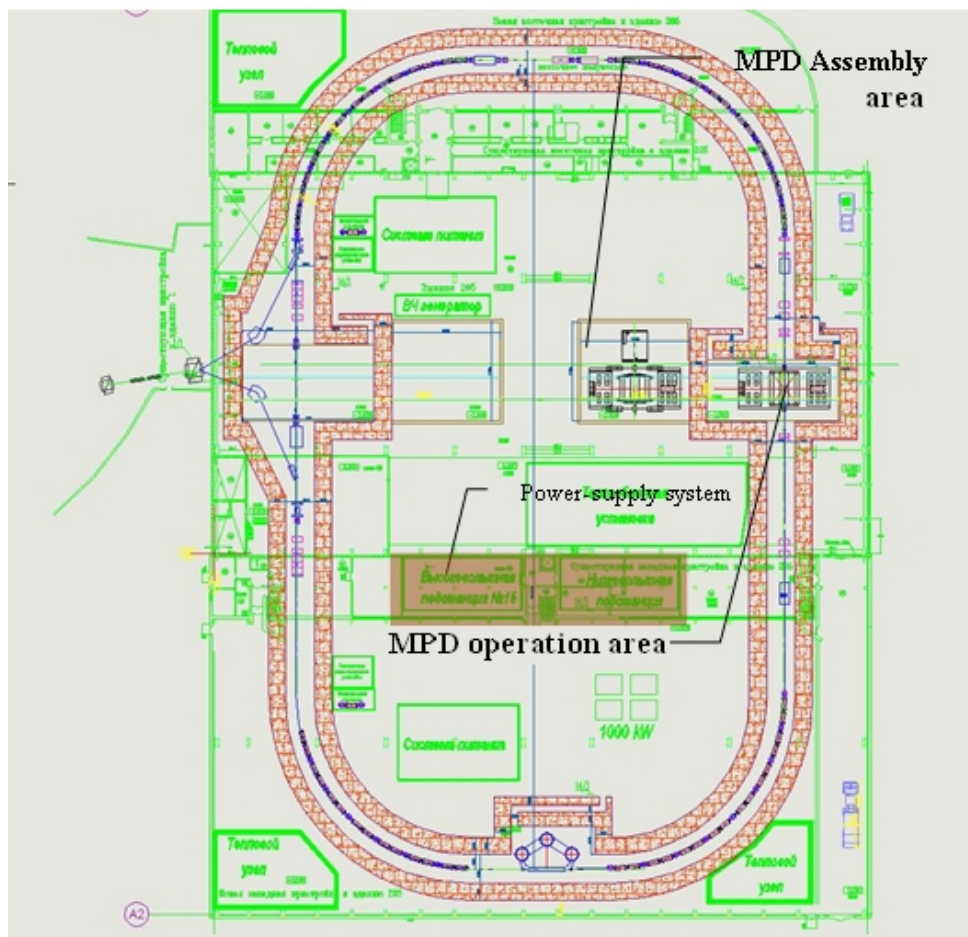


Рис. 4.2: Схема мест расположения детекторов внутри экспериментального корпуса.

## 4.2 Экспериментальный корпус

Здание в котором будут расположены детекторы необходимо будет оснастить крановым оборудованием с 2-мя кранами грузоподъемностью 50 и 10 тонн покрывающим зону разгрузки и сборки детектора (см. Рис. 4.1 и Рис. 4.2).

В зону разгрузки грузы будут поступать через грузовые ворота высотой 5 м и шириной 7 м (см. Рис. 4.1). Когда детектор будет находиться в рабочем положении, крановое оборудование также обеспечивает весь необходимый сервис. Пол в здании в рабочей зоне и зоне сборки должен выдерживать нагрузку не менее 40 тонн/м<sup>2</sup>. Это будет достаточно для того чтобы:

- Выдержать вес детектора в сборе.
- Обеспечить целостность детектора в процессе транспортировки по рельсовым направляющим.
- Обеспечить постоянство положения детектора в рабочем положении.

В непосредственной близости к детектору будет расположен рефрижератор для жидкого гелия с достаточной для обеспечения сверхпроводящего магнита MPD мощ-

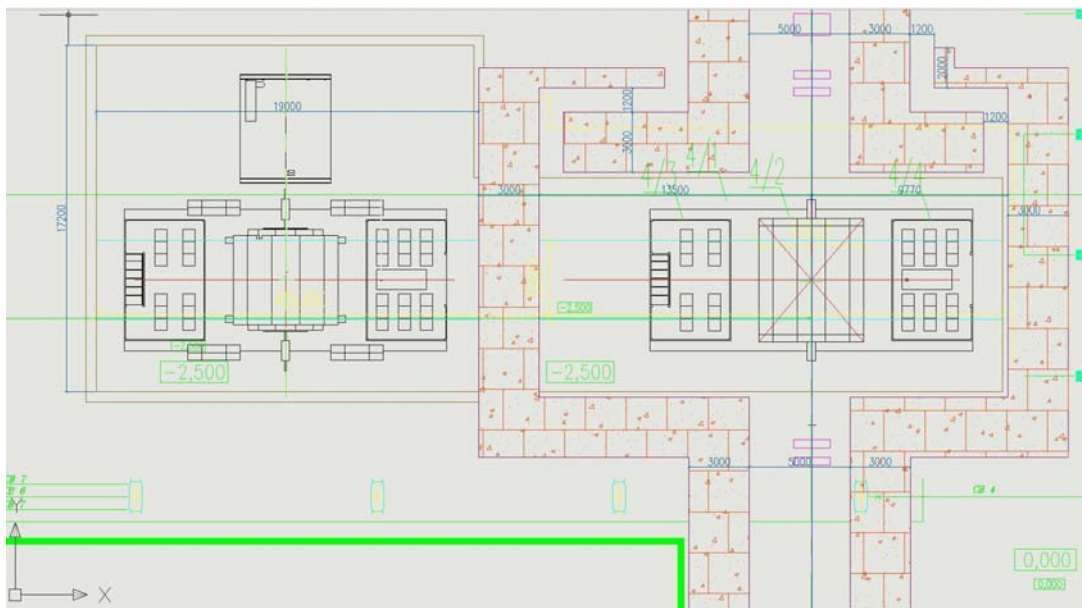
ности (см. Рис. 4.1). Защита вокруг детектора и специальные лабиринты для кабельных трасс и трубопроводов будут сооружены из бетонных блоков (см. Рис. 4.2).

Для обеспечения всех подсистем детектора необходимым количеством электрического оборудования (сети переменного тока, линии заземления, кабеля, кабельные разъемы, стойки, и т.д.) будет применяться интегрированный подход при дизайне системы электрообеспечения. Для большей части систем детектора необходимо электропитание с малым уровнем пульсаций (с наличием специальных АС-фильтров). Предусматривается также необходимые мощности для обеспечения бесперебойным электропитанием всех принципиальных частей и систем установки. Месторасположение оборудования для электропитания указано на Рис. 4.2. Необходимое место для монтирования системы водяного охлаждения будет выбрано позднее.

Крейты системы сбора данных и системы питания будут расположены вблизи детектора на специальных платформах. Предполагается, что эти платформы при необходимости будут передвигаться вместе с детектором. В таком случае, удастся избежать дополнительного отсоединения кабелей после тестов в парковой позиции. Чтобы обеспечить доступ к электронике сбора данных в процессе набора данных, между детектором и платформой для электроники будет смонтирован специальный защитный экран с лабиринтами для кабелей (т.н. кабельными трассами) (см. Рис. 4.2).

### 4.3 Интеграция MPD

Расположение детектора MPD на кольце ускорителя схематично представлено на Рис. 4.3 и Рис. 4.4. Общие размеры оптических элементов ускорителя, детектора, а также места для рельсовых направляющих, электроники, и т.д. показаны относительно характерных точек отсчета в здании.



**Рис. 4.3:** *Расположение детектора MPD на экспериментальной позиции и в месте для сервисного обслуживания.*

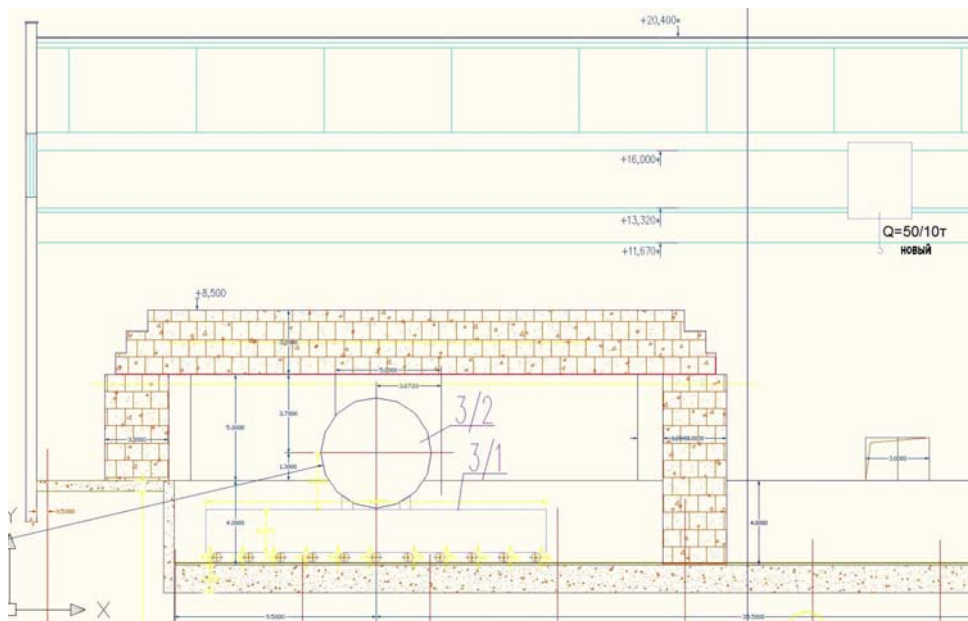


Рис. 4.4: Детектор MPD в экспериментальной позиции (вид сбоку)

### 4.3.1 Интерфейс магнита и внутреннего трекера

Так как магнит является основным элементом конструкции детектора (имея в виду его размеры и вес), то к нему и привязана координатная система для остальных систем MPD. Схема MPD как интегрированной системы поддетекторов представлена на Рис. 4.5. Внутренний диаметр и длина криостата соленооида определяется величиной рабочего объема необходимого для размещения всех внутренних детекторов: TRC, TOF, ECT, BBC, EMC, и т.д. На рисунке указаны не точные размеры, а определены только размеры пространства необходимого для размещения детекторного элемента внутри магнита

При необходимости доступа к элементам внутренних детекторов (для ремонта, к примеру) необходим длительный промежуток времени, что приводит к задержкам в реализации физической программы. Для ускорения процедуры предусмотрена возможность перемещения торцевых элементов яра магнита в осевом направлении примерно на 1000-1200 мм, при этом свободное пространство для доступа к внутренним детекторам составит порядка 400-600 мм (см. Рис. 4.6).

### 4.3.2 Помещение для сборки магнита

Процедура сборки магнита была подробно описана в главе 2.2. Необходимо иметь в виду, что так как сборка детектора планируется на период запуска коллайдера (расположенного в том же здании), необходимо сооружение радиационной защиты, окружающей зону сборки. Перед началом сборки все элементы конструкции необходимо разместить в экспериментальном здании (Рис. 4.7, Рис. 4.8 а). Для этого будет задействован 50-ти тонный мостовой кран.

В начале процедуры сборки магнита устанавливается подвижная платформа, перемещающиеся от места сборки до экспериментальной позиции. На этой платформе собираются секции магнита (без обеих полюсов) и монтируются все внутренние де-

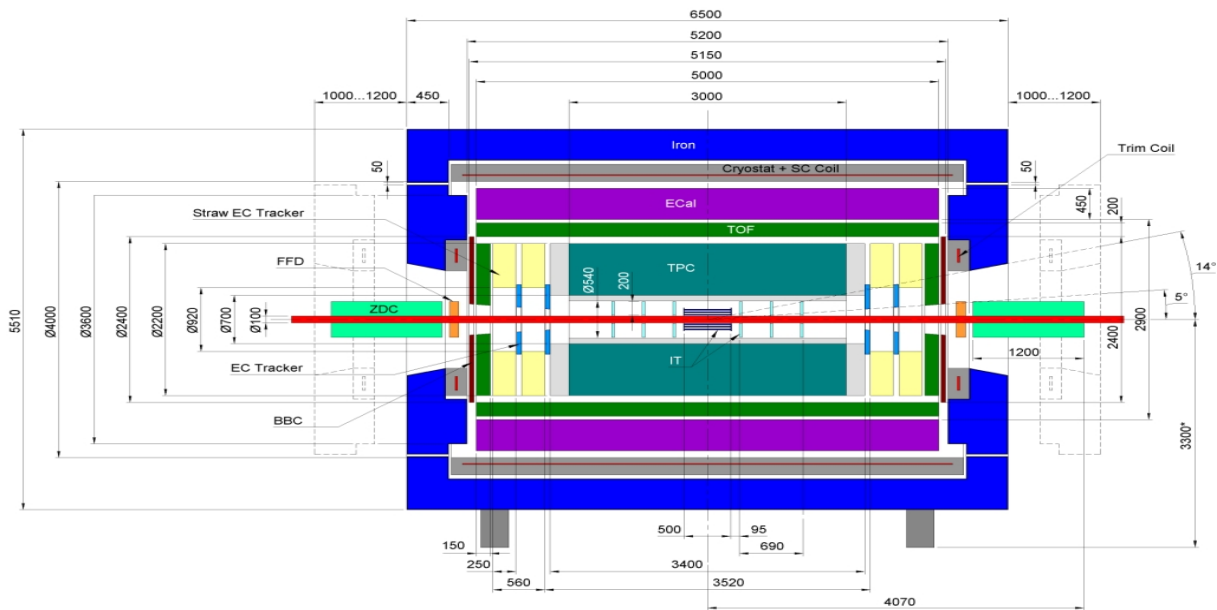


Рис. 4.5: Интеграция MPD

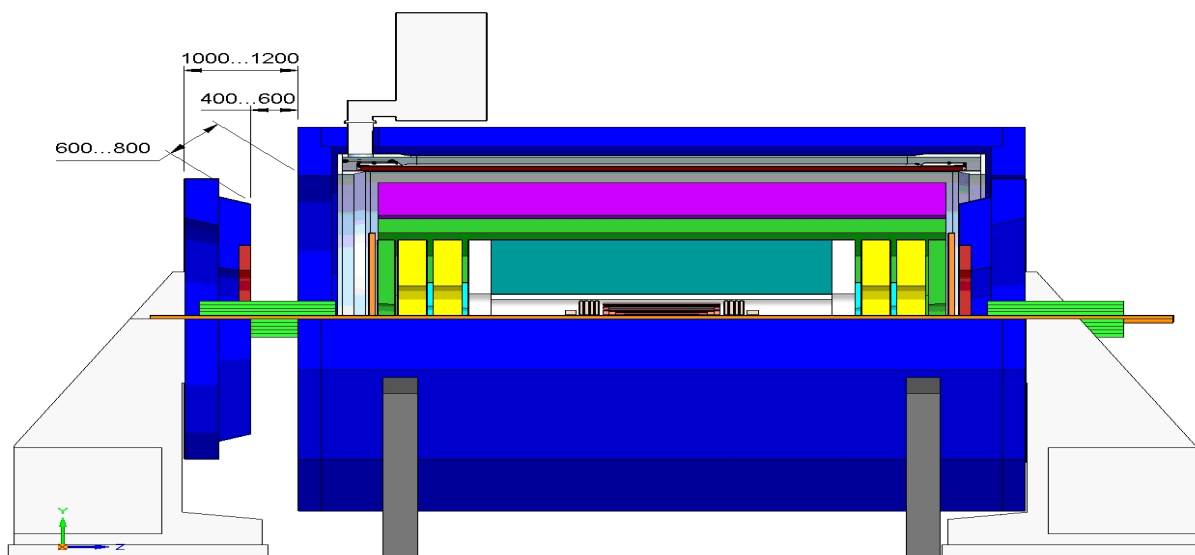


Рис. 4.6: Доступ к внутренним детекторам

ткторы. Торцевые элементы собираются на рельсовых направляющих в сервисной зоне (см. Рис. 4.8 b).

После перемещения магнита в экспериментальную позицию, монтируются оставшиеся элементы внутренних детекторов а также торцевые элементы (см. Рис. 4.8 с). При необходимости перемещения баррельной части магнита в зону обслуживания и ремонта, торцевые части остаются на своих местах.

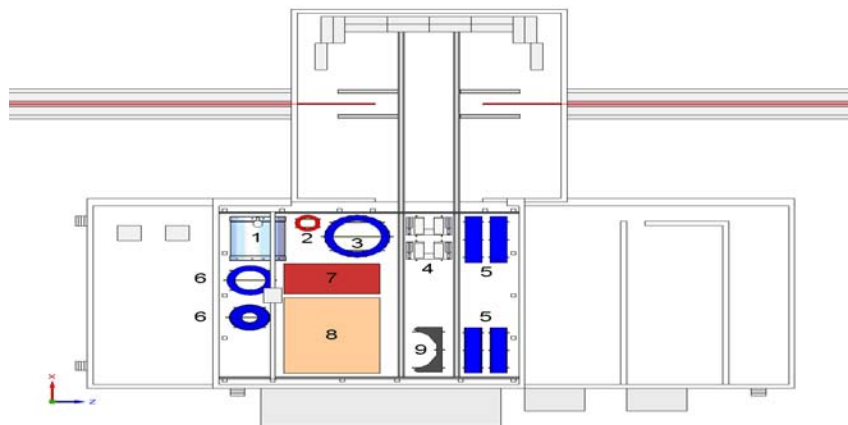


Рис. 4.7: Размещение элементов магнита в здании: 1) криостат; 2) обмотки; 3) кольца поддержки; 4) элементы конструкции полюсов; 5) элементы цилиндрической части; 6) торцевые элементы; 7) место для инструментов; 8) вспомогательное помещение; 9) элементы конструкции соленоида

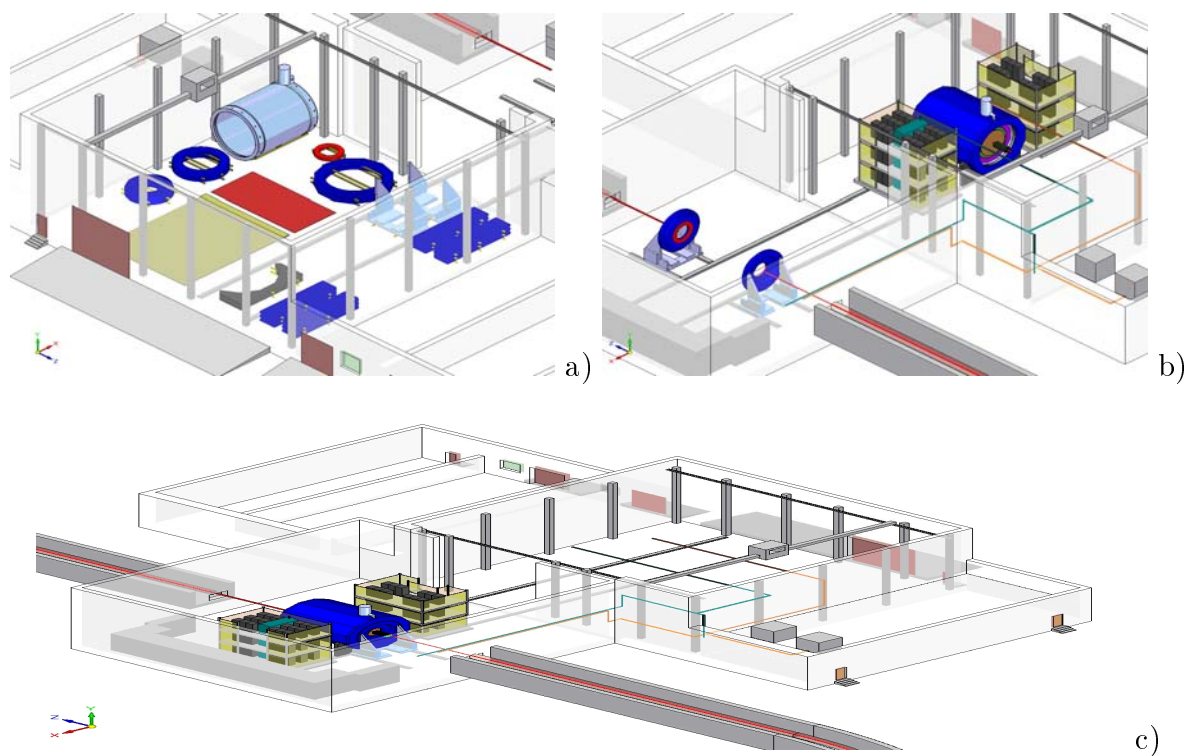


Рис. 4.8: а) 3D вид места сборки с элементами магнита. б) Секция магнита в сборке с детекторными элементами перед перемещением на экспериментальную позицию. в) Детектор MPD в сборке на экспериментальной позиции.

### 4.3.3 Системы магнита

#### Система питания сверхпроводящей обмотки

При номинальном магнитном поле 0.5 Тл ток в обмотке магнита равен 1625 А. Источники питания должны обеспечивать необходимый динамический режим для заряда и разряда в обмотках со стабильностью  $\pm 0.01\%$ . Необходимо предусмотреть наличие системы переключения полярности. Необходимо наличие 2-х прерывателей цепи (2 кАмп) с воздушным охлаждением при напряжении переключения 1000 В.

Источники питания будут подсоединяться к соленоиду через изолированные гибкие медные кабели с воздушным охлаждением. Специальный резистор для быстрого разряда соленоида с воздушным охлаждением и сопротивлением 0.37 Ом должен рассеивать энергию, запасенную в соленоиде (7.8 МДж) при максимальном увеличении температуры на 300 К.

#### Система питания обмоток магнита

Планируется использовать два независимых источника питания для уменьшения неоднородности поля внутри соленоида. Полная потребляемая мощность оценивается в  $2 \times 65$  кВт, а требуемая стабильность:  $\pm 0.01\%$ . Источники питания будут соединены к обмоткам изолированными гибкими медными кабелями с воздушным охлаждением. Источники питания должны быть оснащены механическими переключателями полярности синхронизированными с системой переключения полярности в соленоиде.

#### Криогенная система

Сверхпроводящий соленоид МРД потребляет:  $\sim 50$  Вт для рефрижератора при 4.5 К,  $\sim 800$  Вт при 50 К и 0.16 г/с по жидкому гелию.

#### Водяное охлаждение

Система водяного охлаждения будет реализована на основе циркуляции дистиллированной воды. Полный расход воды оценивается порядка  $2 \times 0.52$  л/с при рабочем давлении в системе 6 Бар.

## 4.4 Сборка детектора

Сборка внутренних частей детектора МРД является очень критичным вследствие большого веса элементов и малого свободного пространства в апертуре соленоида (см. Табл. 4.1). Правильная последовательность сборки не должна привести к возможным повреждениям криостата соленоида или элементов детектора.

Так как все внутренние детекторы очень тяжелые ( $\sim 53$  тонн) нет возможности сборки элементов целиком без риска для соленоида. После сборки соленоида внутрь его вставляется ферма для монтирования Escal. Ферма будет фиксироваться поддерживающими кольцами на ярме магнита (Рис. 4.9 а).

Ферма служит для размещения 48 модулей Escal. Каждый модуль занимает сектор заполненный определенным образом ориентированных ячеек Escal (см. Рис. 4.9

Таблица 4.1: Размеры и веса элементов детектора

Элемент	Внутренний радиус, мм	Внешний радиус, м	Длина, мм	Вес, тонн
Апертура соленоида		2000	5200	
ECal	1450	1950	5000	> 50
TOF	1200	1400	5000	~ 1
TPC	350	1100	3000	< 1
IT	70	160	500	~ 0.1
Полный вес				~ 53

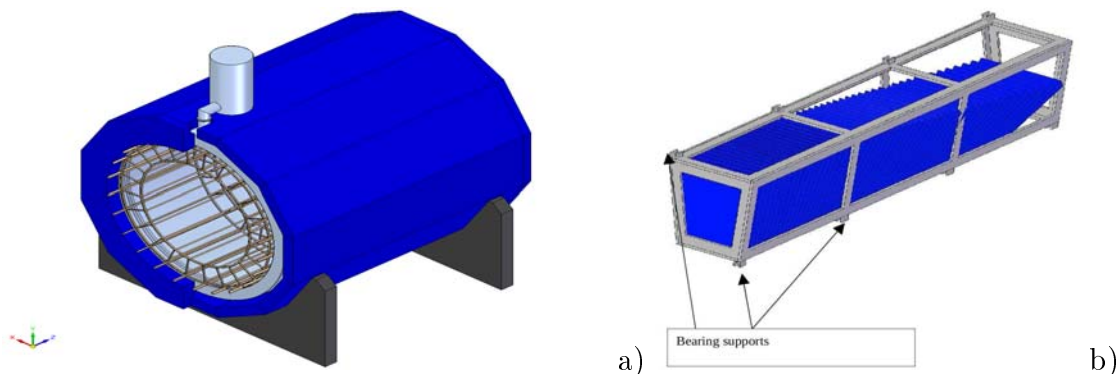


Рис. 4.9: а) Магнит MPD с конструкцией для размещения ECal. б) ECal сектор.

б). Кроме того на ферме расположены направляющие для TOF и TPC систем (см. Рис. 4.10 а).

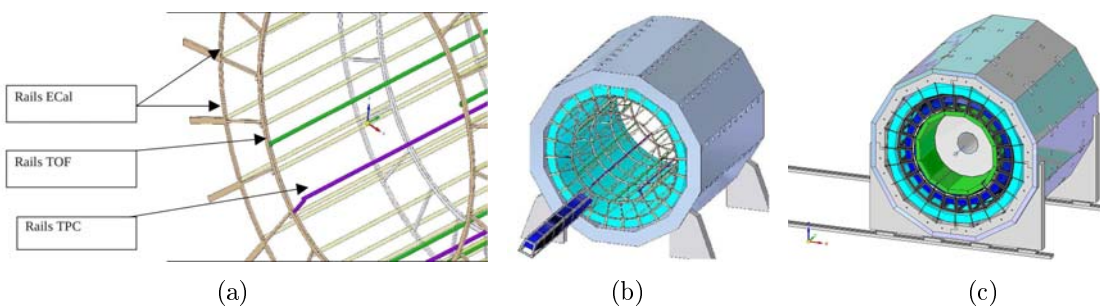


Рис. 4.10: а) Система направляющих для TOF and TPC. б) Вставка ECal секторов в направляющие. в) Установка ECal, TOF и TPC в магните.

Все 48 ECal модулей вставляются в направляющие по одному (см Рис. 4.10 б) по 24 модуля с каждой стороны магнита. После ECal начинается размещение модулей TOF системы, а затем, после конструкции дополнительных направляющих, производится установка TPC (см. Рис. 4.10 в).

Монтаж ионпровода с треком ИТ производится после того как магнит будет перемещен на экспериментальную позицию. ИТ не должен касаться внутренней поверхности ТРС. Два возможных варианта для компенсации прогиба трубы ионпровода показаны на Рис. 4.11.

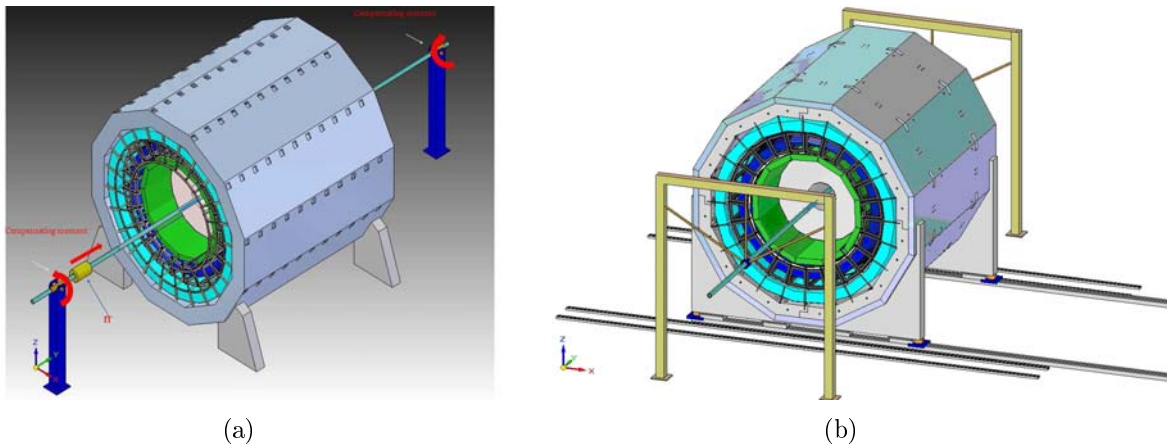


Рис. 4.11: Возможные способы установки ИТ

Доступ ко внутренним элементам детектора будет возможен после отодвигания торцевых частей. Это возможно без разбора вакуумной камеры, отсоединения кабелей или удаления элементов механических конструкций. Ожидается, что полный цикл операций с торцевыми элементами будет возможным проводить в течении одной смены работы ускорителя. Доступ к вершинным детекторам более трудоемок и длителен, т.к. в этом случае необходимо будет отсоединять ионпровод.



## 4.5 Система управления детектором

Система управления детектором MPD (Detector Control System, DCS обеспечивает совместную работу инфраструктуры комплекса NICA и всех подсистем MPD включая субдетекторы и систему сбора данных.

Основной частью всех субдетекторов являются так называемые устройства Front End (FE). С одной стороны все FE перед началом приема данных должны быть проинициализированы в соответствии с типом принимаемых данных. С другой стороны в течение приема данных работа FE должна контролироваться. К примеру, температура активного объема и/или FE субдетектора имеет большое значение и поэтому подобная информация должна периодически считываться с FE и записываться для последующего использования при физической обработке полученных данных.

Второй важной задачей является периодическое считывание установок FE для уверенности в том, что из-за радиационных повреждений в полупроводнике, содержимое внутренних регистров FE не изменилось и первоначальные установки не были утеряны.

Исходя из того, что количество коммуникационных линий между FE и последующими слоями системы сбора данных весьма ограничено, система FE может принадлежать двум различным областям, построенным в соответствии с совершенно различными концепциями - системе сбора данных и системе управления детектором.

В случае MPD мы предполагаем, что инициализация и мониторинг системы FE должно осуществляться той из вышеупомянутых систем, которая имеет коммуникационные линии с большей пропускной способностью и при мониторинге подсистем считанная информация о состоянии FE должна быть распределена и направлена в соответствующий канал обработки. Например, в случае если загрузка и считывание FE выполняется системой сбора данных, то в этом случае мониторинг состояния FE должно осуществляться также системой сбора данных, а поток данных, содержащий информацию о температурах, должен направляться в систему медленного контроля.

### 4.5.1 Технические требования

MPD имеет следующие субдетекторы и их внутренние системы

- Магнит
  - Источник тока
  - Криогенная система
- IT
  - Высоковольтная система питания кремниевых детекторов
  - Низковольтная система питания цифровой и аналоговой электроники
  - Система охлаждения, обеспечивающая стабильную рабочую температуру кремниевых детекторов
  - Система мониторинга температуры FE

- Система управления FE
- TRC
  - Высоковольтная система питания
  - Низковольтная система питания
  - Газосмесительная система
  - Система управления FE
- EST
  - Высоковольтная система питания
  - Низковольтная система питания
  - Газосмесительная система
  - Система управления FE
- TOF
  - Высоковольтная система питания
  - Низковольтная система питания
  - Газосмесительная система
  - Система управления FE
- ECAL
  - Высоковольтная система питания
  - Низковольтная система питания
  - Система охлаждения
  - Система термостабилизации
  - Система управления FE
  - Система калибровки на основе ультрафиолетового лазера, являющаяся системой мониторинга
- BBC
  - Высоковольтная система питания
  - Низковольтная система питания
  - Система управления FE
- ZDC
  - Высоковольтная система питания
  - Низковольтная система питания
  - Система охлаждения
  - Система управления FE

Надежность работы многих из этих систем является критически важной. Например, магнит может быть серьезно поврежден в случае выхода из строя или неправильной работы его системы управления.

Для подобных систем мы планируем использовать так называемые Программируемые Логические Контроллеры (Programmable Logical Controllers, PLC) и специально разработанные одноплатные микро-ЭВМ на основе микроконтроллеров, аналогичные устройству ELMВ эксперимента ATLAS, но построенные с применением более современных компонентов. В связи с тем, что PLC стоят достаточно дорого, для систем управления, являющихся менее чувствительными к отказам, мы планируем использовать промышленные ПК со встроенной аппаратной системой диагностики зависания управляющей программы, которая будет автоматически перезагружать зависшую программу.

Для других систем мы будем использовать ПК, работающие под управлением операционных систем Windows и Linux.

#### 4.5.2 Архитектура системы управления детектора MPD

Для уменьшения стоимости разработки системы управления мы планируем широко использовать программное обеспечение, разработанное в ЦЕРНе для экспериментов на БАК. Вследствие этого в качестве основной программной среды разработки системы управления и сбора информации мониторинга (Control And Data Acquisition, SCADA) мы планируем использовать систему PVSS II и соответствующий набор программных компонентов, разработанный в рамках проекта JCOP.

В случае если стоимость использования PVSS II окажется неприемлемо высокой, мы планируем применять современные системы быстрой разработки программного обеспечения (Rapid Application Development, RAD) типа Borland Development Studio для ОС Windows и Borland Kylix для ОС Linux. Эти системы позволяют создавать платформу-независимые приложения на уровне исходного текста и обе содержат как язык программирования Delphi так и C++.

Из-за малого финансирования и ограниченных людских ресурсов мы планируем использовать только абсолютно необходимые компоненты проекта JCOP. В их число входят

- Собственно PVSS
- Подсистема обслуживания аварийных запросов (Alarm handling subsystem)
- Машина конечных состояний
- Компоненты JCOP для конфигурирования высоковольтной и низковольтных систем питания
  - Компоненты газосмесительной системы
  - Система управления доступом (подлежит последующему обсуждению)
  - Система записи информации мониторинга в базу данных (подлежит последующему обсуждению)

Система управления детектором MPD имеет трехуровневую иерархическую структуру, см. рис. 4.12

Два верхних уровня системы управления базируются на PVSS. Для минимизации стоимости лицензий на PVSS, эти слои содержат по одной так называемой “системе PVSS” на субдетектор и на корневой узел системы управления

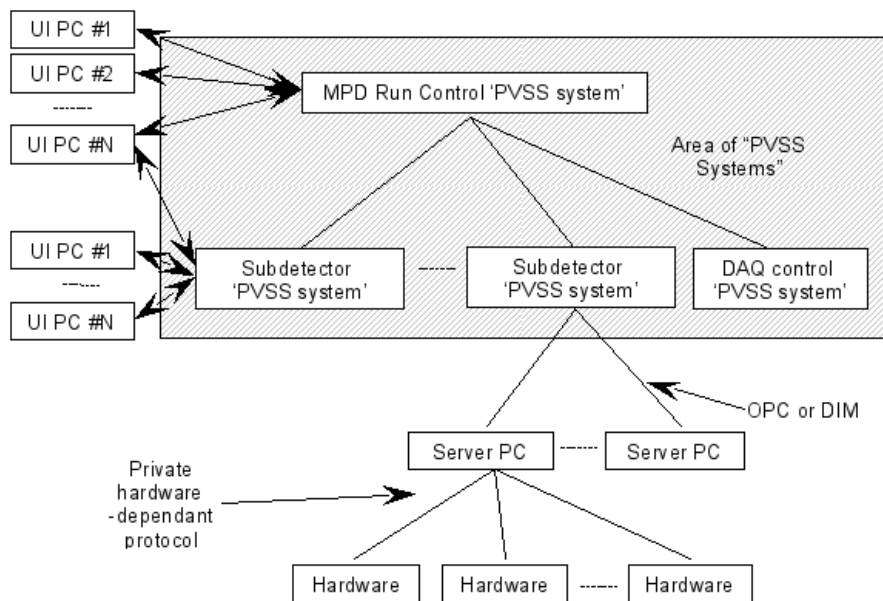


Рис. 4.12: Система управления детектора MPD.

Для обеспечения удобства в работе с узлами системы управления мы предлагаем использовать несколько так называемых пользовательских интерфейсов (User Interfaces, UIs), подключенных к каждому узлу и работающих на отдельных ПК, не имеющих установленных систем PVSS. Таким образом, каждый из этих дополнительных ПК управления имеет возможность исполнять окна-панели нескольких “систем PVSS”.

Например, во время отладки оборудования ТРС, группы, занимающиеся газовой системой и системой высоковольтного питания, имеют возможность работать параллельно и независимо каждая на своем ПК.

Общее управление детектором MPD осуществляется с центрального узла первого уровня. Этот узел, являющийся корневым для всей системы управления, принимает информацию о состоянии и аварийных ситуациях со всех субдетекторов, от системы управления магнитом и от системы сбора данных. Этот же узел выполняет обмен с управляющими системами комплекса NICA и с системой управления всей инфраструктурой.

Корневой узел также выполняет распределение команд субдетекторам в соответствии с выбранным режимом набора данных и выдает на узлы команды типа “On”, “Off” и т.д. вызывая смену состояния узлов системы управления MPD.

Второй слой состоит из узлов систем управления субдетекторами. Как уже отмечалось, каждый из этих узлов имеет только одну “систему PVSS” и обеспечивает управление только своим субдетектором.

На ПК этого узла также происходит обслуживание древообразных структур субдетектора, включающих аппаратное дерево, логическое дерево и дерево машины конечных состояний.

Нижний уровень иерархии системы управления состоит из серверных ПК, обеспечивающих обмен с аппаратурой субдетектора. Эти ПК должны разгрузить компьютеры, исполняющие программы PVSS, от процедур опроса аппаратуры, выполняемых на коммуникационном протоколе низкого уровня, которые требуют значитель-

ных затрат времени процессора. PVSS должна получать только отфильтрованную результирующую информацию, содержащую только значимые данные.

Программы, обеспечивающие обмен с аппаратурой, должны представлять из себя откомпилированные исполняемые модули, являющиеся “серверами аппаратуры”. Исполнение этих алгоритмов в PVSS очень серьезно уменьшает производительность системы из-за того, что PVSS является интерпретирующей системой и, как показывают измерения проведенные на эксперименте ATLAS, разница в скорости исполнения алгоритма интерпретатором PVSS и откомпилированной программы может достигать десятков тысяч раз.

Второй причиной переноса коммуникационных алгоритмов низкого уровня в откомпилированные программные модули является слабые возможности PVSS по отладке программ. Обычно процесс отладки программ, выполняющих обмен с аппаратурой является очень сложным и использование современных инструментов быстрой разработки (RAD) позволяет программисту работать в значительно более дружественной среде. Как показывает опыт, отладка алгоритмов считывания аппаратуры под управлением PVSS требует много большего времени по сравнению с использованием инструментов RAD.

Мы планируем использовать промышленное оборудование максимально широко. Обычно производитель оборудования предоставляет программное обеспечение с интерфейсом к промышленным SCADAм. В настоящий момент де-факто промышленность использует протокол OPC для управления оборудованием.

Протокол OPC (OLE for Process Control, OLE означает Object Linking and Embedding) базируется на технологии COM/DCOM (Component Object Model/Distributed Component Object Model), разработанной корпорацией Microsoft и поэтому может исполняться только под ОС Windows.

Обычно сервер OPC является очень громоздким и потребляет значительные ресурсы центрального процессора. В случае если оборудование системы позволяет использовать более чем один OPC-сервер мы рекомендуем исполнять эти серверы на отдельных ПК с тем, чтобы нагрузка на каждый процессор серверного ПК не превышала 20-40%. Например, если субдетектор использует источники питания производства фирмы CAEN, расположенные в нескольких системных крейтах, то мы рекомендуем запускать несколько серверов OPC, обслуживающих небольшое количество крейтов и работающих каждый на своем ПК.

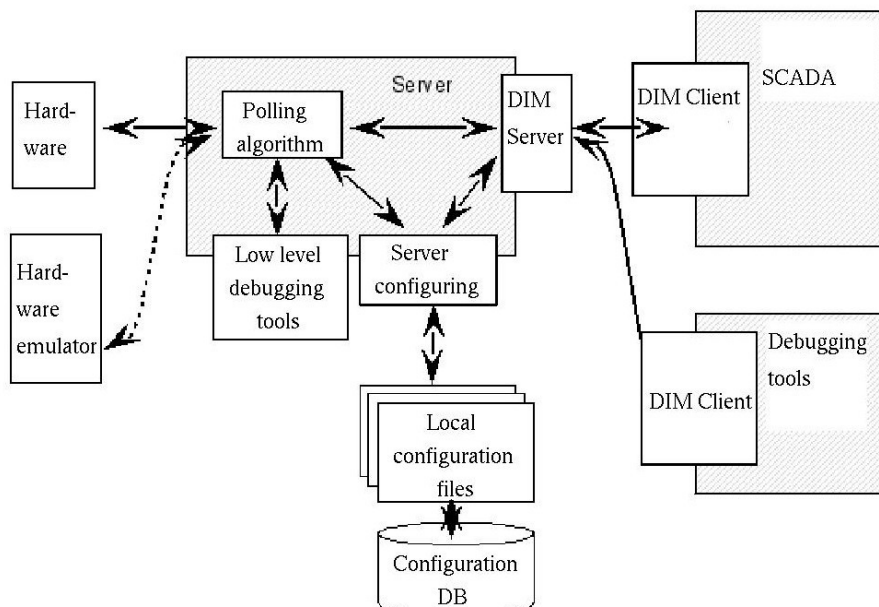
Для сопряжения оборудования, разработанного внешними участниками проекта MPD, мы планируем использования протокола DIM (Distributed Information Manager). DIM был разработан в ЦЕРНе и будет поддерживаться в течение всего времени существования экспериментов на коллайдере БАК. В состав пакета программного обеспечения DIM входят так называемые API-менеджеры PVSS как для клиента DIM, так и для сервера DIM.

DIM осуществляет адресацию переменных по имени переменной. Мы планируем иметь несколько независимых доменов имен представляющих независимые подсистемы. Мы рассчитываем, что каждый субдетектор будет иметь свой собственный домен для обеспечения внутреннего обмена между серверами и клиентами включая как отладочные/тестовые клиенты, так и клиенты и серверы PVSS, что позволит исключить влияние субдетекторов друг на друга.

Дерево Машины Конечных Состояний должно иметь свой собственный домен имен. Соответствующий сервер имен DIM (DIM Name Server) должен исполняться

на корневом ПК системы управления МРД.

Для построения вновь разрабатываемых серверов мы рекомендуем использование следующей схемы, см. рис. 4.13.



**Рис. 4.13:** Рекомендуемый шаблон для разработки сервера.

Сервер должен обеспечивать периодическое считывание состояния аппаратуры системы управления и передавать команды для управления изменением этого состояния. Чтение аппаратуры осуществляется алгоритмом циклического опроса, и этот алгоритм должен передавать серверу DIM данные только об изменении состояния.

Было бы также желательно чтобы сервер содержал возможность отладки системы на низком уровне и позволял просматривать прохождение информации в системе ввода-вывода.

Управляющая информация, определяющая конфигурацию используемого оборудования, названия имен переменных DIM и т.п. должны записываться в локальные конфигурационные файлы. Также должна быть предусмотрена возможность сохранять эти файлы в конфигурационной базе данных.

В случае если протокол обмена с аппаратурой является весьма сложным, мы рекомендуем разработать эмулятор аппаратуры, позволяющий упростить диагностику проблемы и поиск неисправности.

Для мониторинга данных, публикуемых сервером, предполагается использовать специальные диагностические программы. Это могут быть как программы общего назначения для просмотра переменных DIM, входящие в набор модулей JCOR, так и специально разработанные отладчики. Как показывает опыт проектов, осуществляемых на БАК, такие программные инструменты могут быть очень полезными для обкатки узлов субдетектора в независимом режиме в случае если центральные службы субдетектора, такие как центральный узел управления, по той или иной причине не работают.

Серверы аппаратуры должны иметь возможность работать даже в случае, если пользователь не загружен на управляющем ПК. Для этого серверы должны быть разработаны как “служба Windows” или “daemon” для Linux.

Альтернативной возможностью запуска соответствующих серверов без загрузки пользователя в ОС Windows является возможность использовать систему “WatchDog”, позволяющую запускать как консольные, так и оконные приложения в момент загрузки операционной системы.

Как уже отмечалось, система управления MPD имеет древообразную иерархическую структуру. Для работы с этой структурой мы планируем использование уже существующего набора инструментов, входящего в состав комплекта JCOP. Этот комплект включает набор окон-панелей PVSS для представления, редактирования и навигации по всем трем деревьям системы управления - по аппаратному дереву, логическому дереву и по дереву Машины Конечных Состояний.

Аппаратное дерево представляет схему адресации аппаратуры субдетектора. Оно должно отображать иерархию адресации в терминах стойка-крейт-модуль. Это дерево используется для создания и модификации существующей конфигурации аппаратуры.

Логическое дерево представляет логическое подразделение субдетектора в терминах компонент-субкомпонент.

Например, аппаратное дерево представляет расположение выходного разъема на высоковольтном блоке питания камеры, в то время как логическое дерево представляет расположение высоковольтного входа камеры, подключенного кабелем к упомянутому выходу блока питания.

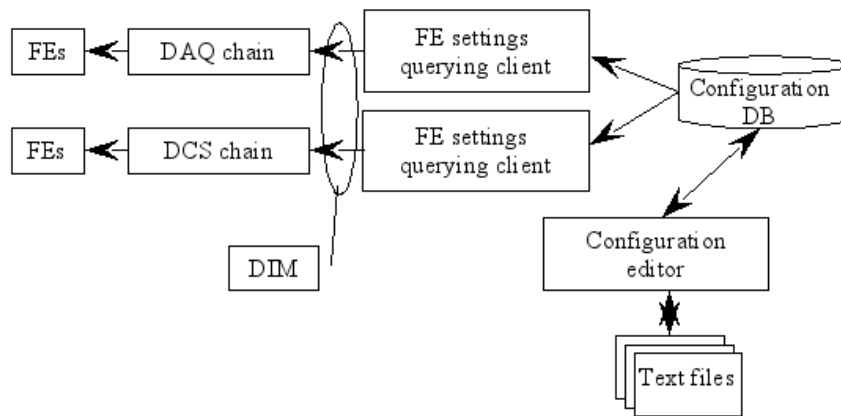
Дерево Машины Конечных Состояний представляет схему прохождения команд по логическому дереву от верхних узлов к нижним и прохождения информации о состоянии узлов от нижних уровней к верхним. Например, это позволяет отключить часть системы управления от центрального узла и подключить ее к временному корневому узлу для выполнения настройки и отладки аппаратуры.

Узлы дерева Машины конечных состояний могут иметь следующие состояния:

- **SWITCHED\_OFF** — стабильное состояние, характеризующееся тем, что все источники питания выключены.
- **OFF** — промежуточное состояние в котором часть источников уже включена.
- **STANDBY** — все низковольтные источники включены, но все высоковольтные выключены.
- **RAMPING** — промежуточное состояние в котором все низковольтное питание включено и уже включилась часть высоковольтных источников питания.
- **READY** — все источники питания включены и все компоненты инфраструктуры готовы к началу приема данных
- **INITIALIZING** — промежуточное состояние, все источники питания включены, инфраструктура готова к набору данных и происходит загрузка параметров в FE.
- **RUNNING** — Идет набор данных.
- **PAUSED** — Набор данных приостановлен.
- **ERROR** — по крайней мере, один из источников питания выключился из-за аварийной ситуации или какой-то из элементов инфраструктуры не может обеспечивать нормальный набор данных.

Процесс загрузки параметрической информации в FE должен следовать схеме, показанной на рис. 4.14.

Выборка параметров из конфигурационной базы данных выполняется клиентом, исполняющим запрос в соответствии с выбранным режимом набора данных. Этот



**Рис. 4.14:** Схема загрузки параметров в FE.

клиент должен быть построен по единому шаблону и в нем не должно быть различий в том, какой системой управляются FE - системой сбора данных или системой медленного контроля. Результирующие конфигурационные данные направляются в соответствующий канал с применением протокола DIM.

Набор конфигураций детектора должен модифицироваться редактором конфигураций, общим для всех субдетекторов.

Для получения возможности использовать удобные текстовые редакторы, редактор конфигураций должен иметь возможность импортирования локальных текстовых файлов, содержащих описание установок FE.

После того как набор конфигурационных файлов отредактирован и опробован и не требует дальнейшей модификации, этот набор файлов записывается в конфигурационную базу данных. Этот набор в дальнейшем уже не может быть уничтожен или изменен без изменения названия или номера версии.

Мы рассчитываем, что ПК системы управления будут установлены в стойках и не будут иметь своих клавиатур и мониторов. Доступ пользователей к компьютерам системы медленного контроля должен осуществляться в режиме удаленного доступа.

Возможно, что в начале работы, мы не будем иметь системы автоматической установки программного обеспечения на ПК, например, такой как SMF в ЦЕРНе. Поэтому для целей установки и поддержания программного обеспечения системы медленного контроля, группы, занимающиеся системами управления субдетекторов, должны будут предоставить инсталляционные пакеты, которые должны храниться в конфигурационной базе данных. Эти пакеты должны содержать все необходимые драйверы и исполнимые программные модули, необходимые для установки соответствующего сегмента системы управления на ПК, имеющий на своем диске только операционную систему. Этот пакет также должен содержать подробное описание процедуры установки и, желательно, программу собственно установки соответствующих модулей на ПК.



# Глава 5

## Моделирование характеристик детектора

Эта часть проекта включает в себя программное и компьютерное обеспечение для детектора MPD, разработку и оценку параметров, а также калибровку детектора. Кроме того, реализуются механизмы для хранения и доступа к данным, их реконструкцию и анализ, а также поддержку распределенной инфраструктуры, используемой для всех этих задач.

### 5.1 Программная среда для моделирования детектора

Программная среда (оболочка), создаваемая для эксперимента MPD (MpdRoot) создается на базе объектно-ориентированной оболочки FaiRoot [282] и является мощным инструментом для изучения свойств моделируемого детектора, разработки алгоритмов для реконструкции экспериментальных данных и их физического анализа.

В настоящее время, варианты этой оболочки уже используются большинством экспериментов, запланированных на комплексе FAIR в GSI (CBM [283] и PANDA [284]). Гибкость этой оболочки обусловлена ее модульной структурой. Модули, предназначенные для физического анализа и моделирования детекторов могут быть написаны различными группами. Они затем используются во время исполнения программ независимо друг от друга. Модульность позволяет легко выбирать между разными версиями различных модулей. Модули не связаны друг с другом прямо, а только через протоколы обмена данными, которые сами являются частью оболочки.

В используемой оболочке сигнал отклика детектора моделируется пакетами программ, использующимися в настоящее время в так называемом подходе виртуального Монте Карло [285], позволяющем использовать разные коды для транспорта частиц в среде детектора GEANT3, GEANT4 или Fluka без изменения кода пользователя. Одна и та же оболочка используется как для моделирования так и для последующего физического анализа данных. Схематический вид оболочки MpdRoot приведен на рис. 5.1.

Существенным улучшением в оболочке является разработка нового метода описания геометрии детектора. Ввод информации в этом методе осуществляется в формате TGeoVolumes (формат геометрии оболочки Root). Подобный метод используется в

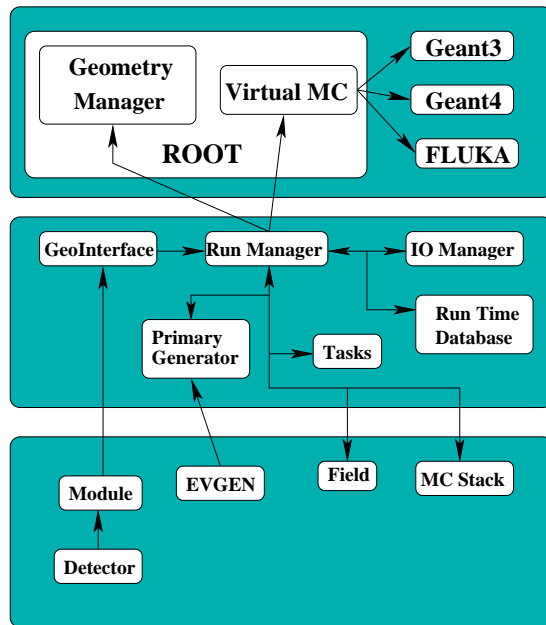


Рис. 5.1: Схематический вид основной части оболочки *MpdRoot*.

эксперименте PANDA для ввода геометрии детектора, которая в свою очередь конвертируется из формата, используемого программами для конструкторских разработок (CAD). Введенные данные о геометрии детектора, его материалах и параметрах сохраняются затем в базе данных эксперимента.

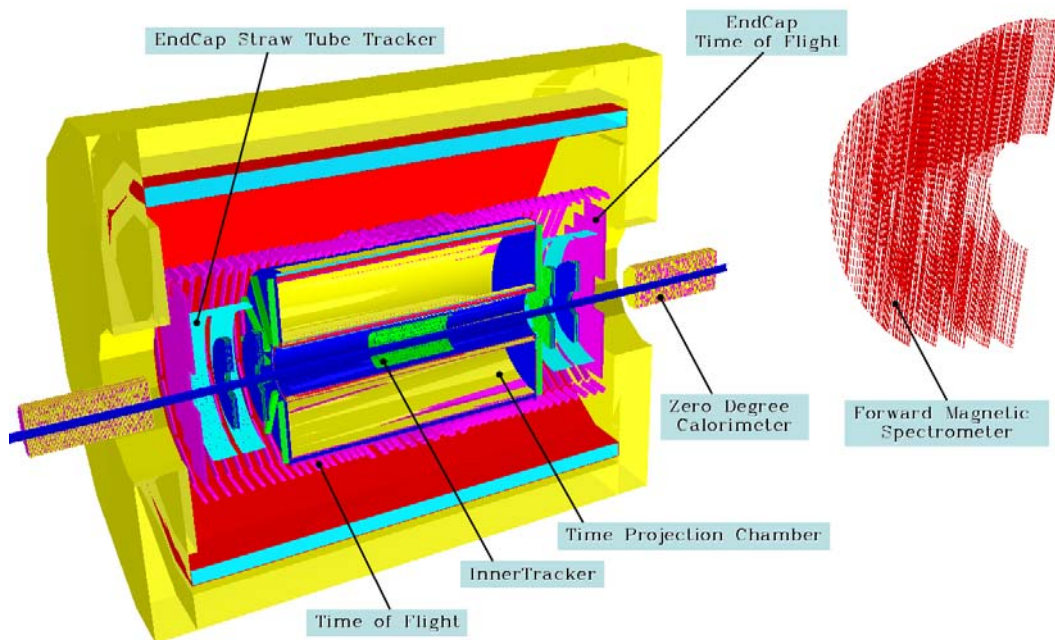


Рис. 5.2: Вид установки MPD, смоделированный в оболочке *MPDRoot*

Программа визуализации событий (*eventdisplay*) в *Mpd(Fair)Root* базируется на пакете *EVE* (*Event Visualization Environment*) из программной среды *ROOT* [286].

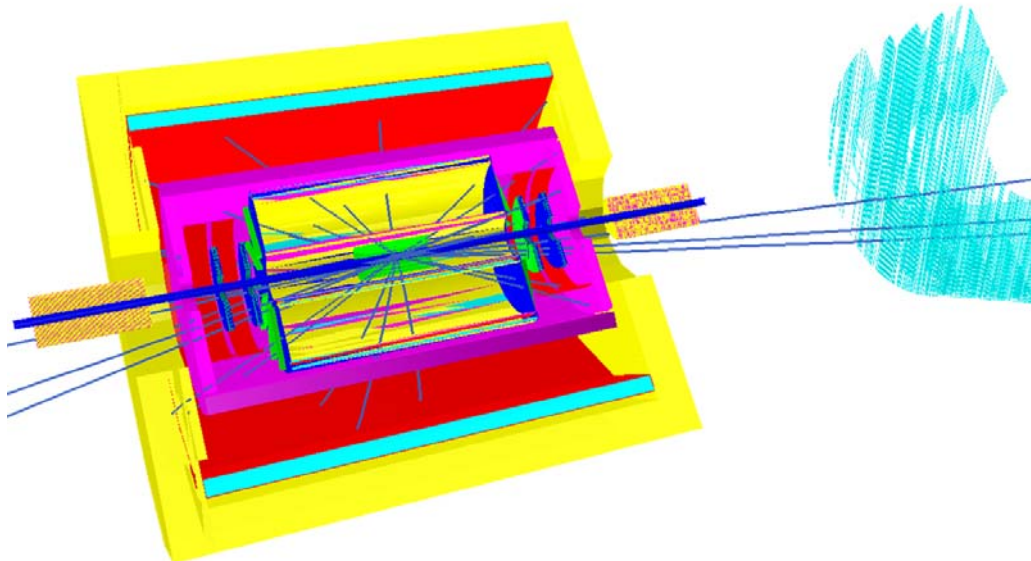
Вместе со средствами визуализации траекторий частиц в оболочке программа визуализации может запускаться для визуализации треков частиц TGeoTracks (MC Tracks), Монте-Карло точек в среде детектора, откликов детектора вместе с его геометрией. Программа управления событиями в оболочке (EventManager) позволяет изучать структуру события и накладывать различные условия на параметры исследуемых частиц (энергии, поперечные импульсы или типы частиц). Пример визуализации события  $Au + Au$  столкновения при энергии столкновения  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ приведен на рис. 5.3.

Для возможно более реального моделирования физических процессов в оболочке обеспечен ввод данных от различных Монте-Карло генераторов событий ядроядерных столкновений, таких как UrQMD [276] и FastMC [18]. Для изучения рождения ядерных фрагментов, образующихся при столкновении ядер, используется модель LAQGSM [287]. Также в оболочке предусмотрен механизм, моделирующий наложение фоновых событий на исследуемое распределение.

Изучение свойств детекторов, которые приведены в последующих главах было выполнено с использованием текущей версии геометрии детектора, используемой в оболочке. Дальнейшая детализация описания геометрии и параметров детекторов, описанных в предыдущих главах, должно быть сделано в дальнейшем по мере разработке конструкции детекторов.

## 5.2 Реконструкция событий

В центральном  $Au + Au$  столкновении при энергиях коллайдера NICA образуется до 1000 заряженных частиц. В результате реконструкции события из откликов, оставляемых частицами в различных детекторах установки MPD, должны быть определены параметры всех образующихся частиц.



**Рис. 5.3:** Событие  $Au + Au$  взаимодействия для энергии столкновения  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ моделированное генератором UrQMD и оболочкой MpdRoot

Данные, сгенерированные с помощью генераторов событий, содержат полную ин-

формацию об образованных частицах: идентификацию частицы (PID) и ее импульс. При моделировании прохождения частицы через детекторы эта информация преобразуется в отклики детекторов, через которые эта частица проходит. Программы реконструкции восстанавливают информацию о параметрах частицы, используя информацию, полученную в детекторах. Для оценки свойств детектора и качества программного обеспечения, моделированные события пропускаются через полную цепочку реконструкции и затем восстановленная информация о частицах сравнивается с первоначальной информацией из Монте-Карло генераторов.

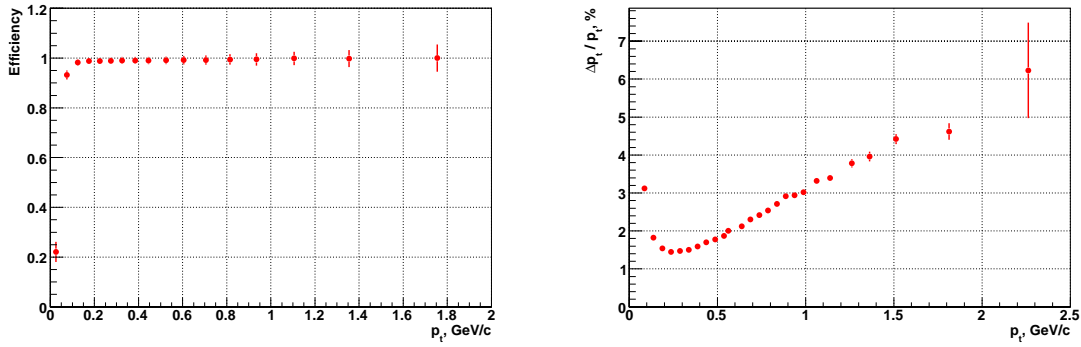
Задача реконструкции частиц в экспериментальной физике высоких энергий с математической точки зрения является задачей распознавания образов (т.е. нахождения трека) и его фитирования. Современный подход к проблеме реконструкции треков базируется на использовании фильтра Кальмана [288, 289]. Метод Кальман-фильтра предоставляет средства для нахождения трека и нахождения его параметров одновременно. При этом методе также возможно корректно учитывать эффекты многократного рассеяния частицы в среде.

Кальман-фильтр представляет собой набор математических уравнений, которые обеспечивают эффективное решение задачи методом наименьших квадратов с использованием рекурсии. Алгоритм стартует с набора точек – кандидатов в треки (зародышей), для которых производится оценка вектора начальных параметров и ковариантной матрицы ошибок. Затем трек экстраполируется до следующей точки (поверхности детектора или же некоей промежуточной точки). Новая ковариантная матрица получается с использованием матрицы преобразования (якобиана), т.е. матрицы производных от новых параметров трека по отношению к текущим параметрам. Если в окрестности от экстраполированной точки находится хит, полученный в реальных измерениях, он добавляется к треку и Кальман-фильтр обновляет вектор состояния, ковариантную матрицу и значение  $\chi^2$  для трека.

Схема реконструкции треков в установке MPD заключается в следующем: нахождение треков в ТРС осуществляется в два прохода. Во время первого прохода находятся кандидаты в треки, с использованием хитов из внешних слоев детектора ТРС. При этом хиты из слоев под номером 49 и 50 комбинируются с одним из хитов из слоев 44 и 43 для формирования кандидата в треки при предположении, что треки вылетают из первичной вершины. Эти точки зачисляются в трек-кандидат если выполняются следующие условия: расстояние от трека до первичной вершины вдоль направления пучка ( $|z - z_{vertex}| < 10$  см) и поперечный импульс полученного трека ( $0.05 < p_t < 10$  ГэВ/c). Использование нескольких слоев (50, 49) позволяет учесть возможную неэффективность детектора при регистрации частиц.

После экстраполяции трек-кандидатов через ТРС по направлению к внутренним слоям, хиты приписываемые трекам удаляются из рассмотрения для следующего прохода. Теперь трек-кандидаты строятся из хитов последовательно лежащих в двух внутренних слоях ТРС с ослабленным условием на расстояние до вершины ( $|z - z_{vertex}| < 30$  см) для сохранения эффективности реконструкции. Найденные треки-кандидаты экстраполируются к внешним слоям ТРС. Затем находятся двойные треки (треки имеющие больше чем 50% одинаковых хитов) и из них оставляется только один с большим количеством хитов или меньшим значением  $\chi^2$ . Данная 2-х проходная процедура позволяет получить высокую эффективность реконструкции треков как с большими так и с малыми значениями  $p_t$ .

Для нахождения треков в торцевом детекторе из строу трубок (ЕСТ) наиболее



**Рис. 5.4:** Эффективность нахождения треков в ТРС (слева). Относительная ошибка оценки поперечных импульсов частиц (справа)

реальным подходом является экстраполяция треков из ТРС через ЕСТ. Однако из-за относительно низкой эффективности регистрации частиц в одном слое трубок и высокой загрузки каждой из трубок была предложена следующая процедура: для каждого трека из ТРС, попадающего в акцептанс ЕСТ, строится гипотеза для многих вариантов продолжения этого трека в ЕСТ. Т.е. продолжение трека ищется начиная с 1-го слоя ЕСТ, далее со 2-го и т.д. Затем среди всех вариантов выбирается наилучший. Данная процедура позволяет получить достаточно хорошую эффективность нахождения треков в ЕСТ в условиях высокой загрузки этого детектора.

Так как для треков в области больших быстрот эффективность их нахождения в ТРС падает, для их поиска был выбран альтернативный подход. При этом кандидаты в треки строятся из хитов торцевых ТОФ и ЕСТ детекторов. Процедура нахождения хитов трека, описанная выше, может быть использована и в этом случае. Найденные треки-кандидаты затем экстраполируются в точку взаимодействия.

На данном этапе симуляции установки МРД изучается возможность реконструкции событий по откликам в ТРС, в качестве основного детектора, ТОФ, торцевого ТОФ и торцевого трекера из строу трубок. Эффективность нахождения треков оценивалась для всех заряженных частиц попадающих в ТРС с поперечным импульсом  $p_t \geq 100$  МэВ/с.

Как показано на рис. 5.4, использование этого метода приводит к хорошей эффективности нахождения треков в условиях высокой множественности частиц. Относительная ошибка определения поперечных импульсов частиц  $\Delta p/p \approx 2 \div 3\%$  в рассматриваемом диапазоне импульсов также находится в допустимых пределах, как видно из Рис. 5.4.

В дальнейшем, с разработкой более реалистических откликов детекторов, алгоритмы реконструкции будут оптимизированы. Это также приведет к оптимизации конфигурации детекторов установки МРД и более детальной разработке методов физического анализа.

## Определения вершины взаимодействия

Знание первичной вершины взаимодействия существенно улучшает определение импульсов и эффективность нахождения вторичных вершин. Первичная вершина определяется путем экстраполяции всех первичных треков, реконструированных в ТРС, к их началу. Среднее от распределения в положении треков в области их возникнове-

ния определяет вершину взаимодействия. Величина разрешения первичной вершины находится как среднеквадратичное отклонение этого распределения. Точность определения положения первичной вершины вдоль оси пучка в зависимости множественности первичных треков показана на Рис. 5.5. Точность восстановления первичной вершины в азимутальном направлении лучше, чем вдоль оси пучка. Ожидается, что для центральных взаимодействий разрешение будет достигнуто разрешение порядка 200 мкм.

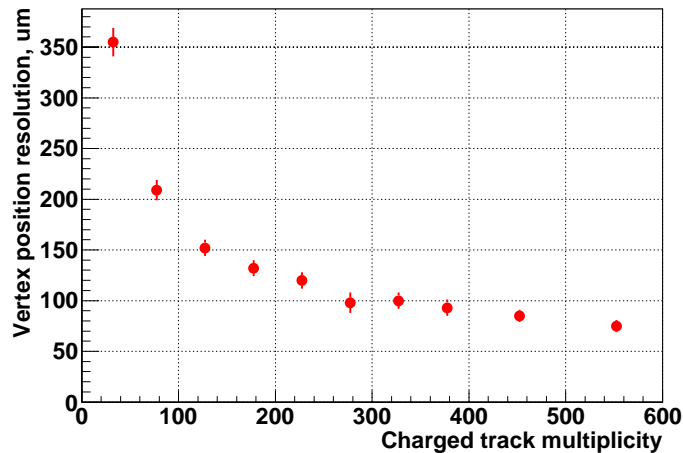


Рис. 5.5: Точность определения первичной вершины вдоль оси пучка в зависимости от числа реконструированных в ТРС первичных треков для  $|\eta| < 1.2$

### 5.3 Экстраполяция ТРС-треков в ТОФ.

При реконструкции событий моделирования сигнала в ТОФ детекторе (хит) основана на информации о прохождении частиц через вещество детектора из GEANT. Монте-Карло информация о координате точки взаимодействия, потерях энергии при прохождении частицы и время пролета от вершины используются для генерации т.н. ТОФ "хита", т.е. сигнала с падовой плоскости модуля в соответствии с известными процессами газового усиления и генерации сигнала в счетчиках RPC. Набор хитов с ТОФ детектора в событии, каждый с координатной, амплитудной и временной информацией используется в дальнейшем для связывания реконструированных треков с хитами. Объединение трека в ТРС и соответствующего ему сигнала в ТОФ (*matching* или ТРС-ТОФ "матчинг") основана на процедуре экстраполяции трека с помощью алгоритма Кальман-фильтра. Процедура выполняется в два этапа. Вначале проводится экстраполяция на цилиндр радиуса  $R$  ( $R=1.3$  м) и определяется интервал азимутальных углов  $\phi$  для хита в ТОФ (цилиндрическая часть ТОФ состоит из 12 интервалов по  $\phi$  размером  $\Delta\phi = \pi/6$ ). Затем путем сканирования по упорядоченному списку модулей определяется кандидат с минимальной разницей между координатой точки экстраполяции и центром модуля. После этого координаты точки хита в ТОФ добавляется к треку, проводится перефитирование трека и определяются новые параметры: импульс, длина трека и ковариационная матрица ошибок параметров.

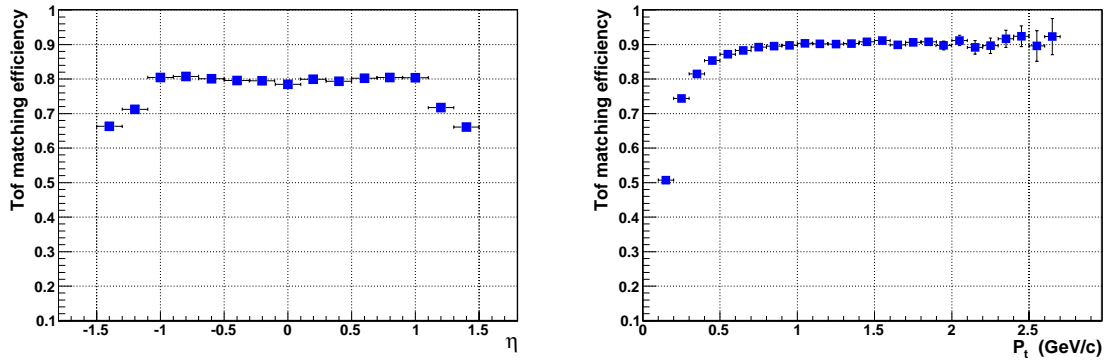


Рис. 5.6: Эффективность TPC-TOF матчинга в зависимости от псевдобыстроты  $\eta$  (левая панель) и поперечного импульса  $p_t$  (правая панель).

Зависимость эффективности матчинга от поперечного импульса и псевдобыстроты показана на Рис. 5.6. В каждом интервале  $(p_t, \eta)$  эффективность определена как отношение числа матчингов между экстраполяциями треков из TPC и хитов в TOF к числу треков реконструированных в TPC и имеющих, по крайней мере, одну Монте-Карло точку из GEANT в одном из TOF модулей. Усредненная по  $p_t$  эффективность слабо зависит от псевдобыстроты в интервале  $\eta < 1$  и спадает на краях акцептанса TOF. Величина эффективности составляет порядка 90% для  $p_t > 0.6$  ГэВ/с; усредненная по  $\eta$  эффективность уменьшается до примерно 50% при малых  $p_t$  вследствие многократного рассеяния в материале детектора.

## 5.4 Идентификация частиц по времени пролета

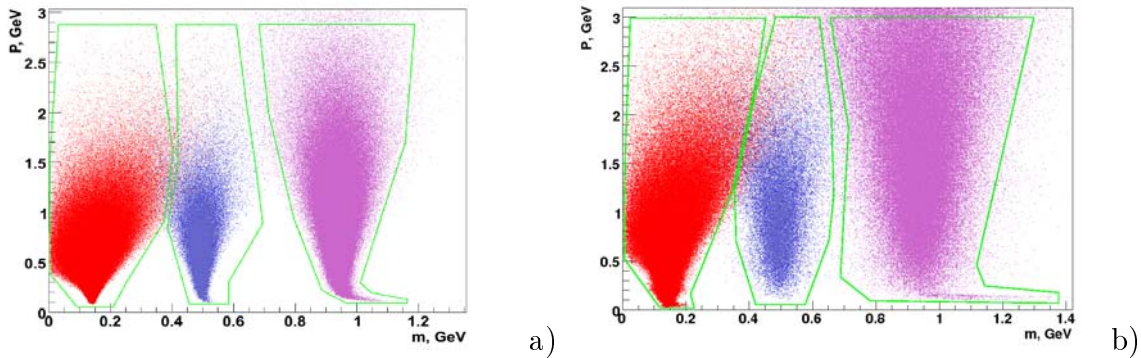
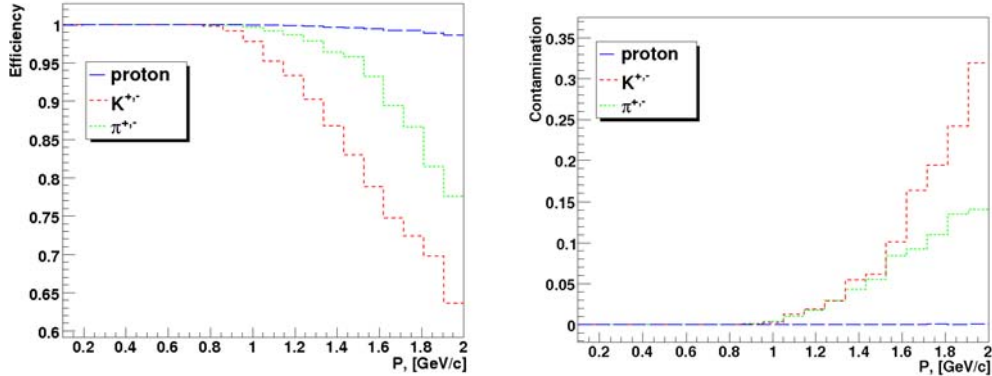


Рис. 5.7: а) Масса частиц от полного импульса (временное разрешение 100 пс) в интервале псевдобыстрот  $|\eta| < 1.2$ . Центральное Au – Au столкновение при  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ. Линиями показаны области выделения частиц разных сортов. б) Масса частиц от полного импульса для торцевой части трекера.

Квадрат массы  $m^2$  для реконструированного трека рассчитывается по величине импульса ( $p$ ), длины пролета ( $l$ ) и времени ( $t$ ) следующим образом:

$$m^2 = p^2 \left( \frac{ct^2}{l^2} - 1 \right) \quad (5.1)$$

Распределения масс в зависимости от полного импульса показаны на Рис. ?? для 3-х типов частиц: пионов, каонов и протонов. Импульс и длина трека получены из реконструкции, временное разрешение системы задано равным 100 пс. Зелеными линиями показаны области выделения (идентификации) частиц различного сорта. На Рис. 5.8 показана зависимость от импульса эффективности идентификации и доля частиц другого сорта в выделенных областях.



**Рис. 5.8:** Эффективность идентификации и доля частиц другого сорта в зависимости от полного импульса ( $|\eta| < 1.2$ )

В Таблице 5.1 представлены количества частиц разного сорта, регистрируемых в баррельной части ТОФ.

**Таблица 5.1:** Геометрическая эффективность цилиндрической части MPD (TPC+TOF) И другие вклады в полную эффективность.

	$\pi$		<b>К</b>		<b>р</b>	
Полный выход $4\pi$	693		65.6		153.8	
$ \eta  < 1.2$	423.1	1.0	37.9	1.0	67.4	1.0
Попадают в ТОФ $B = 0$ Т (распад, взаимодействия)	360.1	0.85	34.7	0.92	60.4	0.9
Попадают в ТОФ $B = 0.5$ Т	334	0.79	25.3	0.67	60.4	0.9
Геометрическая ТОФ эффективность 0.93	310.5	0.73	23.5	0.62	56.2	0.83
Эффективность ТОФ регистрации 0.95	295	0.69	22.3	0.59	53.4	0.79

**Торцевая часть** Одним из преимуществ детектора MPD является большой телесный угол установки. Полный аксептанс ТОФ и ТРС составляет  $|\eta| < 1.2$ . Область  $1.2 < |\eta| < 2.0$  перекрывается торцевой частью ТОФ системы расположенной на расстоянии 2.4 м от центра детектора. На Рис.5.9(a,b) представлены параметры трековой системы для этой области псевдобыстрот.

Эффективность идентификации и примесь других частиц для области псевдобыстрот  $1.2 < |\eta| < 2$  показаны на Рис. 5.7 b) и 5.10.



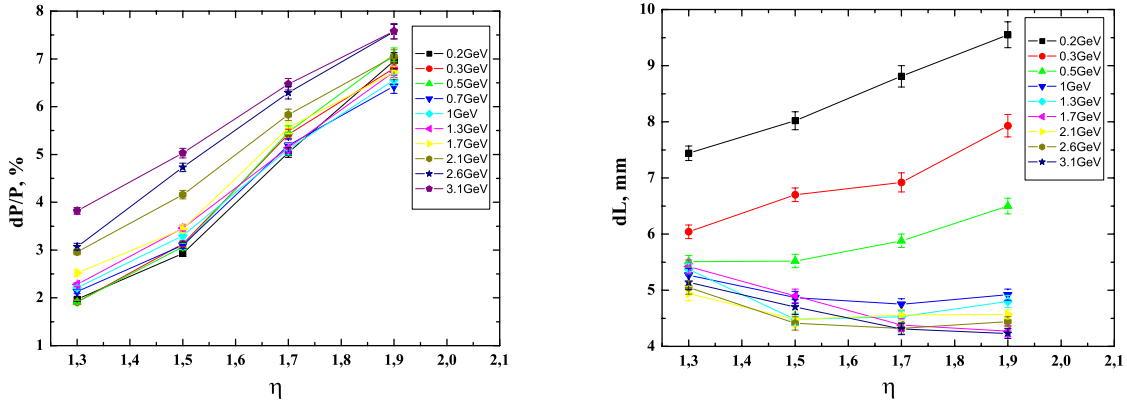


Рис. 5.9: Точность определения импульса (левая) и длины трека (правая) трековой системы MPD (TPC+ECT) для области больших псевдобыстрот.

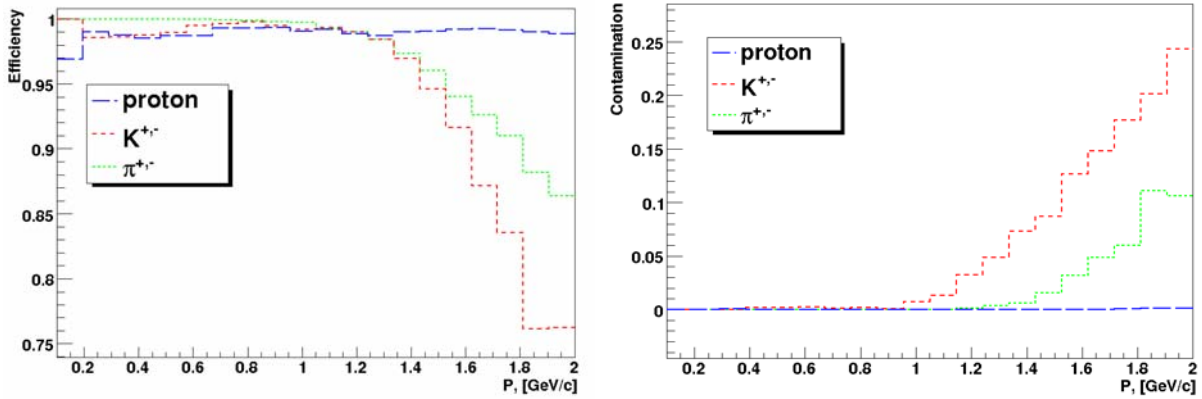


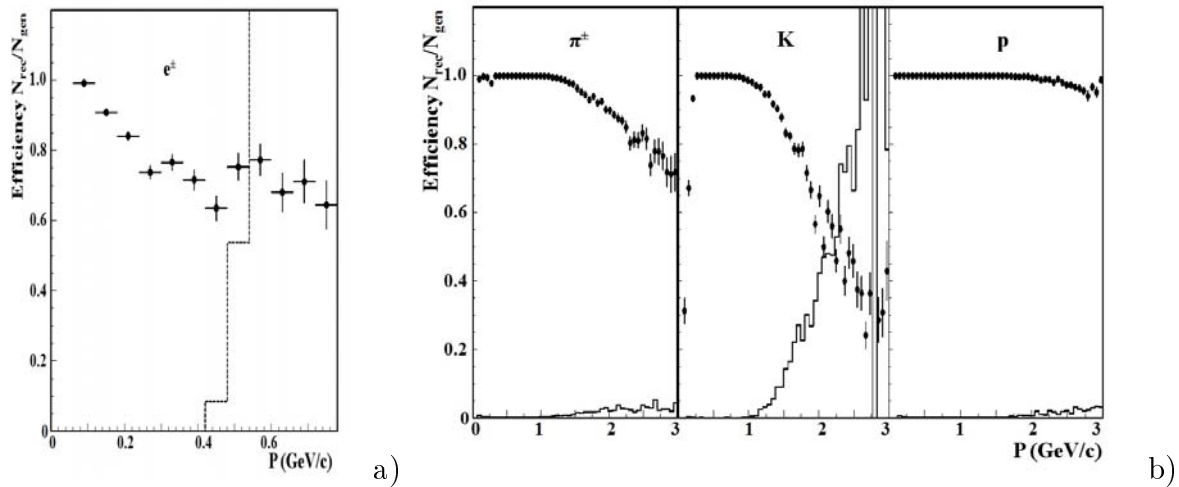
Рис. 5.10: Эффективность идентификации и примесь других частиц для области  $1.2 < |\eta| < 2$ .

Таблица 5.2: Эффективности в торцевой части TOF ( $1.2 < |\eta| < 2$ ). Центральные Au + Au столкновения при  $\sqrt{s_{NN}}=9$  ГэВ

	$\pi$		<b>К</b>		<b>р</b>	
Полные 4 $\pi$ выходы	693		65.6		153.8	
$1.2 <  \eta  < 2$	173.4	1.0	17.8	1.0	41.6	1.0
Достигают TOF $B = 0$ Т (распады)	154.6	0.89	16.5	0.93	37.1	0.89
Достигают TOF $B = 0.5$ Т	140.7	0.81	11.5	0.65	37.1	0.89
TOF эффективность 0.93	130.9	0.75	10.7	0.6	34.5	0.83
TOF эффективность регистрации 0.95	124.3	0.71	10.2	0.57	32.8	0.79

## 5.5 Идентификация частиц с использованием электромагнитного калориметра

Высокое временное разрешение калориметра типа “шашлык” позволяет использовать его для идентификации частиц. Для определения эффективности идентификации и уровня фоновых примесей учитывалась характеристика временного разрешения ЕСАЛ, точность измерения импульса частицы в детекторе MPD и точность измерения длины трека трековой системой. Использовались разрешение по импульсу  $dp/p = 2.5\%$  и разрешение по времени  $\sim 80 \text{ пс}/\sqrt{E_{cal}}$ . Точность восстановления длины трека бралась равно 1 мм. Критерии отбора определялись как границы на распределениях частиц по массам. Количество частиц данного типа ( $N_i$ ) внутри интервала масс определялся как правильно идентифицированная совокупность, а число случаев с частицами другого типа в этой области ( $N_{j,k,l}$ ) как фоновая примесь. В результате определялась эффективность идентификации как отношение  $N_i/N_i^{tot}$ , а фоновую примесь как  $N_{j,k,l}/N_i^{tot}$ , где  $N_i^{tot}$  — полное (генерированное) число частиц данного типа. Результаты для электронов показаны на Рис. 5.11 а), а для пионов, каонов и протонов — на Рис. 5.11 б).



**Рис. 5.11:** а) Зависимость эффективности идентификации электронов и уровня фоновых примесей (линия) от импульса электрона для центральной области псевдобыстрот (баррель). б) Зависимость эффективности идентификации частиц и уровня фоновых примесей (красный цвет) от импульса частицы в области барреля.

Как следует из Рис. 5.11 а), времяпролетный метод позволяет эффективно идентифицировать электроны только в узкой области малых импульсов. Из Рис. 5.11 б) видно, что уровень примесей к идентифицированным каонам резко увеличивается при импульсах частиц больше  $\sim 1.2$  ГэВ/с и область импульсов, где можно выделить чистую совокупность каонов, ограничена этим пределом.

# Глава 6

## Физическое моделирование

### 6.1 Анализ спектров и выходов адронов в эксперименте MPD

Исследование рождения адронов имеет принципиальное значение для определения свойств системы, образованной в столкновении тяжелых ионов. Термодинамические параметры источника: температура кинетического и химического *freezeout*, скорость коллективного расширения и значение бариохимического потенциала  $\mu_B$  могут быть получены из анализа выходов адронов, отношений и распределений по поперечной массе. Следовательно, точность определения координаты положения состояния системы на фазовой диаграмме (в переменных  $T - \mu_B$ ) зависит от количества типов измеренных адронов и точности определения кинематических распределений для каждого типа.

Детектор MPD обладает рядом преимуществ, позволяющими исследовать выходы адронов, включая энергетическую зависимость отношения странности к энтропии и  $K/\pi$  флуктуации с высокой точностью:

- Высокая скорость набора событий (до 6 кГц для “minimum bias” триггера) позволит детально исследовать зависимость выходов адронов от центральности (прицельного параметра) столкновения.
- Акцептанс MPD детектора имеет полное перекрытие по азимутальному углу и покрывает значительный диапазон по поперечному импульсу в интервале по псевдобыстроте  $-2 < \eta < 2$ . Это позволит определять множественность адронов с высокой точностью.
- Метод комбинированной идентификации частиц по ионизационным потерям ( $dE/dx$ ) в газе TPC и по времени пролета в TOF детекторе (точность измерения  $\sigma_{dE/dx} = 6 - 8\%$ ,  $\sigma_{TOF} = 100$  ps), предоставляет прекрасные возможности для достоверного выделения частиц любого сорта ( $K$ ,  $\pi$ ,  $\bar{p}$ ) вплоть до  $p_t = 2$  ГэВ/с и точного определения доли неверно идентифицированных частиц.
- Наличие кремниевого вершинного детектора (IT) гарантирует прецизионное восстановление не только первичной вершины взаимодействия, но и дает значительный выигрыш в эффективности детектирования частиц с малыми значениями  $p_t$  и в реконструкции вершин распадов гиперонов.

- Использование электромагнитного калориметра с высокими энергетическим и временным разрешением позволяет увеличить эффективность идентификации частиц лептонов и адронов.

В эксперименте MPD идентификация адронов осуществляется по времени пролета в TOF системе. Цилиндрическая часть (TOF-barrel) перекрывает диапазон по псевдобыстроте  $|\eta| < 1.2$  (см. Рис. 2.44), а временное разрешение TOF обеспечивает  $2.5\sigma$   $\pi/K$  разделение до значения  $p_t \approx 1.5$  ГэВ/с (см. Рис. 2.42). При этом примесь части другого сорта в каонах для  $p_t < 1.5$  ГэВ/с составляет менее 6% (Рис. 5.8).

### 6.1.1 Процедура анализа

Для оценки эффективности детектора для измерения распределений идентифицированных адронов использовалось Монте-Карло моделирование столкновений ионов по модели UrQMD [40]. Использовались 300 центральных  $Au + Au$  столкновений ( $b < 5$  фм) при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ. Прохождение всех частиц из события через элементы детектора осуществлялось по программе GEANT3. Восстановление треков заряженных частиц и определение импульса выполнялось с использованием алгоритма Кальман-фильтра. С помощью аналогичного метода осуществлялась также экстраполяция треков из TPC в TOF (матчинг). Эффективность TPC-TOF матчинга около 90% в интервале псевдобыстрот  $|\eta| < 1.2$  (см. Рис. 5.6). Отклик в TOF детекторе моделировалось путем размывания времени пролета из моделирования по распределению Гаусса шириной 100 пс. Оценивались следующие вклады в полную (не)эффективность TOF:

- эффективность восстановления треков в TPC
- попадания нескольких треков в один элемент TOF
- геометрический аксептанс TOF
- эффективность TPC-TOF матчинга
- потери нестабильных частиц от распадов
- потери частиц в результате вторичных взаимодействий в веществе детектора
- эффективность идентификации частиц

Квадрат массы для каждого трека рассчитано по величине импульса ( $p$ ), длине трека ( $L$ ) и времени пролета ( $T$ ):

$$m^2 = p^2 \left( \frac{c^2 T^2}{L^2} - 1 \right) \quad (6.1)$$

где  $c$  обозначает скорость света.

На Рис. 6.1 представлено распределение по реконструированной величине квадрата массы в зависимости от полного импульса для треков восстановленных в TOF. Идентификация частиц основана на функции-параметризации  $F(p, m^2)$ , которая описывает распределение на Рис. 6.1. На основе характера зависимости распределения по массе от импульса для каждого типа частиц ( $\pi, K, p$ ) предполагаем Гауссово распределение для  $F(m^2)$ , при этом ширина распределения сама зависит от импульса. Для зависимости  $F(p)$  мы полагаем термальное (Больцмановское) распределение. Типичное распределение по  $m^2$  для одного импульсного интервала ( $p = 0.8 - 1.2$  ГэВ/с) показано на Рис. 6.2. Цветными линиями показаны функции фитирования.

На Рис. 6.3 (левая панель) показана зависимость параметра ширины распределения Гаусса для протонов в зависимости от полного импульса вместе с полиномиальным фитом (штриховая линия), зависимость амплитуды распределения от импульса

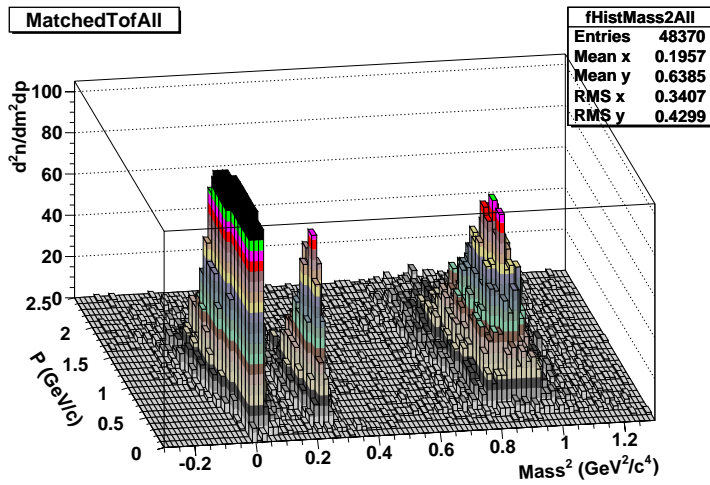


Рис. 6.1: Квадрат массы в зависимости от полного импульса для треков положительных частиц в TOF. Вершина пика для пионов обрезана.

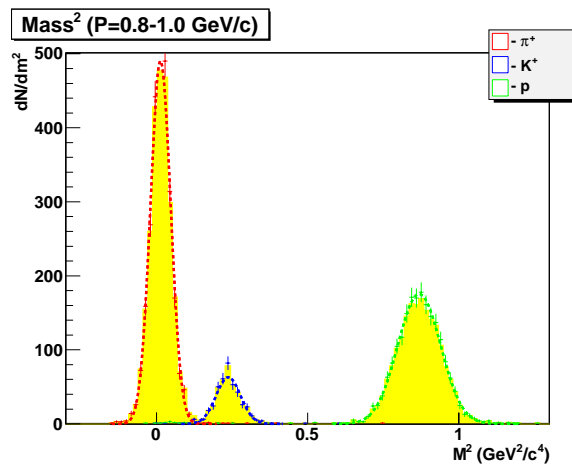
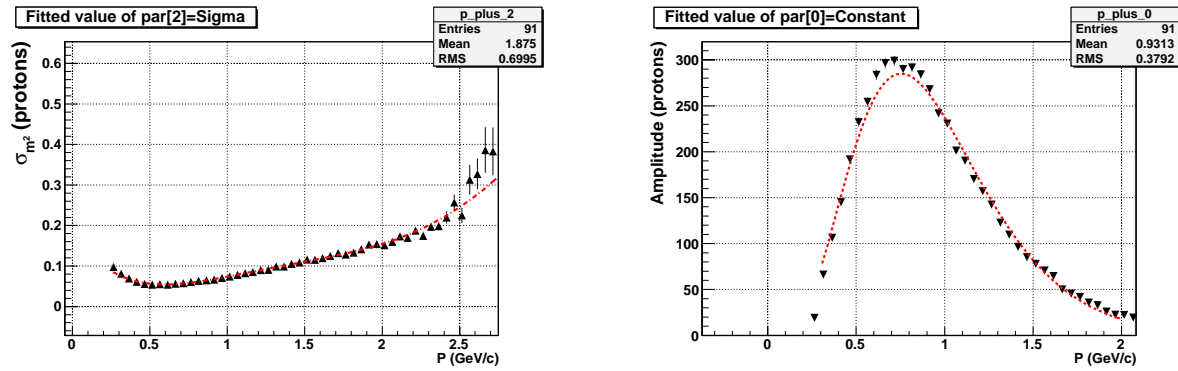


Рис. 6.2: Квадрат массы для положительных частиц для импульсного интервала  $p = 0.8 - 1.2$  ГэВ/с. Показаны также функции фитирования Гауссовыми распределениями.



**Рис. 6.3:** Параметр  $\sigma$  (левая панель) и амплитуда (правая панель) для протонов в зависимости от полного импульса  $p$ . Штриховыми линиями показаны параметризация для самих параметров фитирования.

показана на правой панели Рис. 6.3 для протонов. Штриховой линией показан результат фитирования распределением Больцмана. После определения параметров распределений для всех типов частиц, мы рассчитываем набор вероятностей в бинах  $(m^2-p)$  таким образом, что вероятность  $p_i$  для трека с импульсом  $p$  и квадратом массы  $m^2$  быть частицей типа  $i$  ( $i = \pi, K, p$ ) равна:

$$p_i = \frac{F_i(m^2, p)}{\sum_{i=1}^3 F_i(m^2, p)}, \quad (6.2)$$

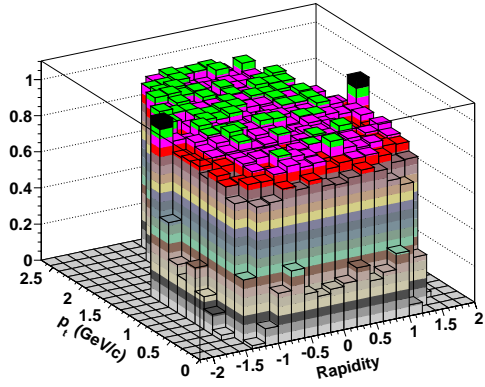
где  $F_i$  есть функция-распределение для частицы данного типа.

Частицы определенного сорта выделяются по условиям: а) лежать в области  $3\sigma$  относительно номинального значения массы и б) иметь вероятность быть частицей данного сорта более 0.9. Потери вследствие этих условий для частиц данного сорта и примесь частиц другого сорта определяется также на основе рассчитанных вероятностей.

## 6.1.2 Коррекции

Выходы частиц после процедуры идентификации корректируется на геометрический акцептанс, распады и эффективность реконструкции включая ТРС и ТОФ. Коррекции на геометрическую неэффективность ТОФ-системы получены на основе моделирования по GEANT детектора MPD в включением всех всех физических процессов. На Рис. 6.4 показан геометрический акцептанс MPD ТОФ в зависимости от быстроты  $y$  и поперечного импульса  $p_t$  для пионов и каонов. Коррекции на распады для пионов и каонов сильно зависят от поперечного импульса при малых  $p_t$ , – более половины каонов при  $p_t < 0.5$  ГэВ/с распадаются внутри MPD (Рис. 6.5). Эффективность восстановления треков оценивается порядка 99%; эффективность матчнга в ТОФ получена в бинах по быстроте  $y$  и  $p_t$ . Все вторичные частицы из распадов гиперонов и вторичных взаимодействий определены из моделирования, величина вклада составляет около 10%. В последующем информация с вершинного детектора будет использована для точного восстановления вторичных вершин и определения этого вклада.

Acceptance Pions



Acceptance Kaons

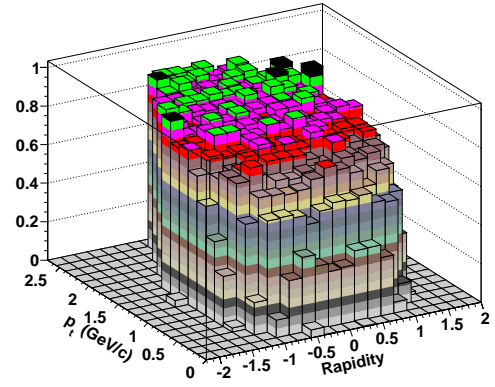


Рис. 6.4: Геометрический аксептанс *MPD TOF* в зависимости от быстроты  $y$  и поперечного импульса  $p_t$  для пионов (левая панель) и каонов (правая панель).

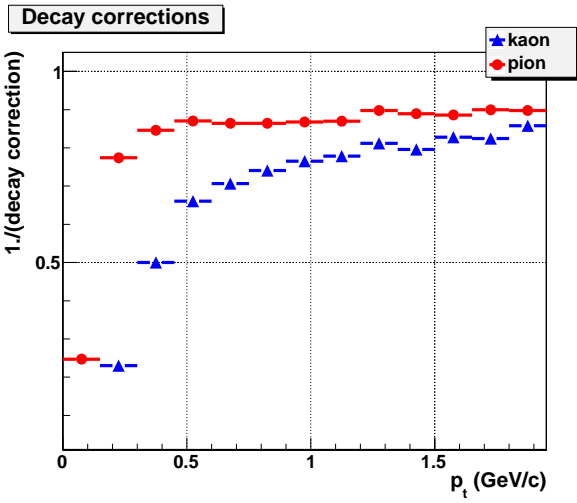
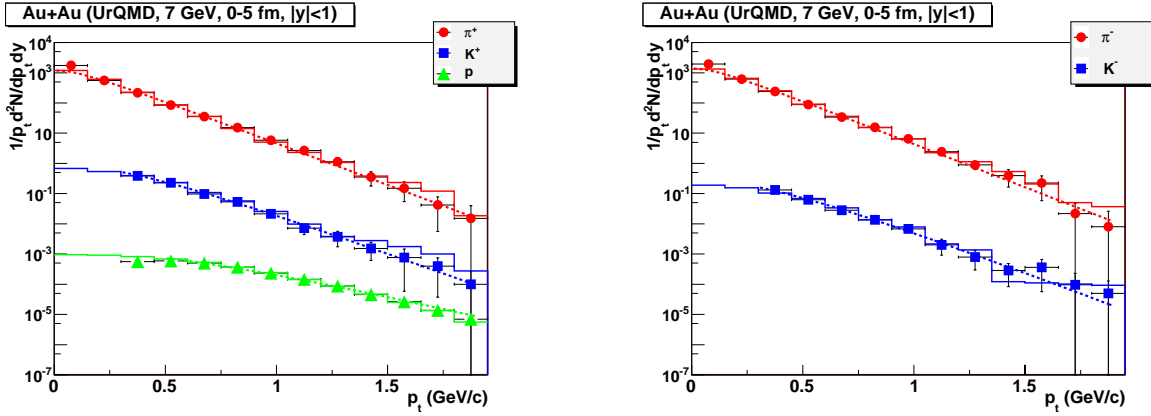


Рис. 6.5: Обратная коррекция на распад для каонов и пионов в зависимости от  $p_t$ .



**Рис. 6.6:** Распределения по поперечному импульсу для  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  и  $p$  в 5% центральных Au+Au столкновениях при  $\sqrt{s} = 9$  ГэВ (UrQMD). Символами обозначены реконструированные спектры, сплошными гистограммами показаны исходные распределения из модели. Ошибки статистические. Экспоненциальные фиты показаны штриховыми линиями.

### 6.1.3 Спектры адронов

На Рис. 6.6 показаны инвариантные распределения по поперечному импульсу для заряженных адронов ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  и  $p$ ) в центральном диапазоне быстрот ( $|y| < 1$ ). Реконструированные  $p_t$ -распределения обозначены символами, исходные распределения (из модели UrQMD) показаны гистограммами. Для фитирования распределений использовалась экспоненциальная по  $m_t$  функция ( $m_t = \sqrt{p_t^2 + m^2}$ ):

$$\frac{1}{p_t} \frac{d^2n}{dp_t dy} = A \cdot \exp(-m_t/T), \quad (6.3)$$

где  $m$  масса покоя. Функция фитирования имеет два параметра  $A$  и  $T$ . Значения обратного параметра наклона  $T$  ("эффективной" температуры) представлено в Таблице 6.1 для всех типов частиц. Разница в параметрах между параметрами реконструированных спектров и исходных распределений из модели равняется 4, 9 and 8 МэВ для  $\pi$ ,  $K$  и  $p$ , соответственно. Выходы частиц на единицу быстроты  $dn/dy$  рассчитываются следующим образом:

$$dn/dy = AT(m + T) \quad (6.4)$$

Значения выходов частиц также представлены в Таблице 6.1; ошибки для  $dn/dy$  получены через ошибки параметров фитирования  $A$  и  $T$ .

Отношение  $K/\pi$  при центральном значении быстроты равно  $0.17 \pm 0.02$ . И хотя прямое сравнение с предсказаниями модели не являлось целью данного исследования, качественное согласие с экспериментальными данными на Рис. 1.12 демонстрирует очень хорошие характеристики детектора по измерению адронов.

### 6.1.4 Отношение $K/\pi$

Как было отмечено в Главе 1.3 измерение энергетической зависимости отношения  $K/\pi$  является одним из важных наблюдаемых для исследования свойств фазовых переходов в адронной материи. В предыдущей главе было показано, что система

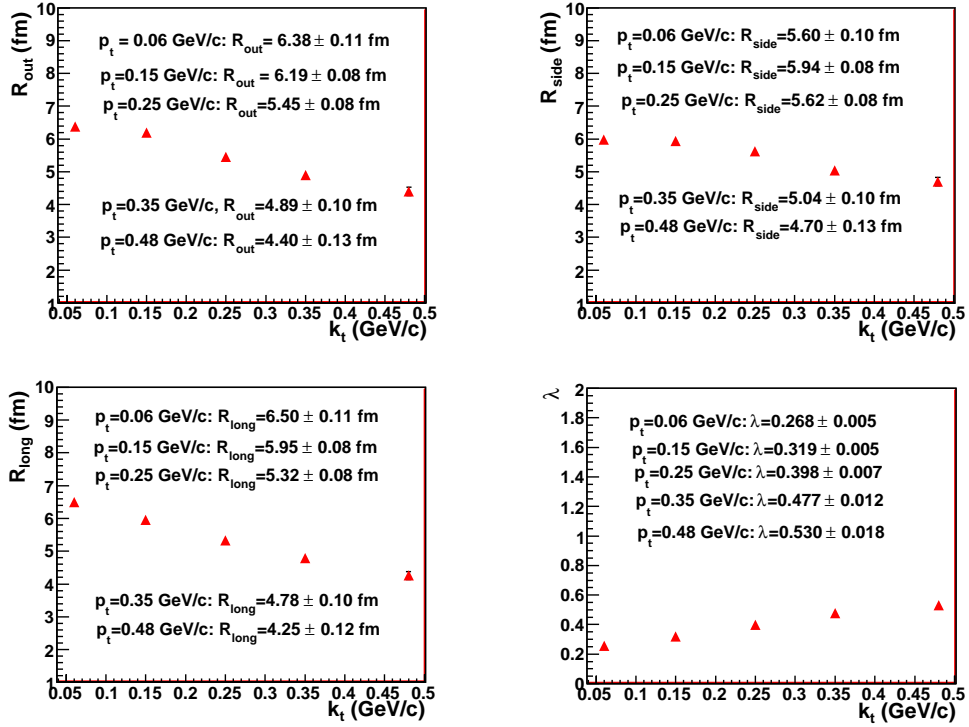


Таблица 6.1: Параметр наклона ( $T$ ) и выходы ( $dn/dy$ ) for hadrons.

тип частицы	$T$	$dn/dy$
$\pi^+$	$157 \pm 4$	$55.5 \pm 1.5$
$K^+$	$160 \pm 9$	$9.3 \pm 0.7$
$p$	$237 \pm 7$	$34.6 \pm 1.1$
$\pi^-$	$151 \pm 4$	$60 \pm 1.5$
$K^-$	$153 \pm 11$	$2.8 \pm 0.4$

идентификация частиц детектора позволяет реконструировать распределения частиц до значения поперечного импульса 1.5 ГэВ/с. Попробуем оценить количество событий (и времени набора данных) требуемых для выполнения задачи по исследованию энергетической зависимости  $K/\pi$ -отношения. Возьмем за основу объем  $2 \cdot 10^6$  1% центральных  $Au + Au$  столкновений, - такое количество событий (для одной энергии столкновения) обеспечивает достаточную статистическую точность как для получения интегральных выходов (усредненным по всем событиям), так и для событийных ('event-by-event') наблюдаемых. Для светимости  $10^{27} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  и скорости набора 6 кГц, желаемый объем данных при одной энергии столкновения может быть набран в течении одних суток (при 50% эффективности работы ускорителя). Полная программа измерений (10 значений энергии  $Au + Au$  столкновений в диапазоне  $\sqrt{s_{NN}}$  от 4 до 11 ГэВ) может быть выполнена в течении 240 часов пучкового времени.

Подробное экспериментальное исследование механизма рождения странности и эволюции  $K/\pi$  отношения планируется проводить в зависимости не только от энергии и центральности столкновений, но и от размера сталкивающихся ядер (атомного веса  $A$ ). Детальная номенклатура набора пучков доступных на коллайдере NICA сейчас находится в стадии проработки, следует лишь заметить, что крайне важным было бы прямое обнаружения области значений для размеров сталкивающихся систем и энергии столкновения (двигаясь от малых систем к большим) при которых начинают проявлять себя эффекты "horn" в  $K/\pi$ -отношении и "plateau" в наклонах спектров каонов.



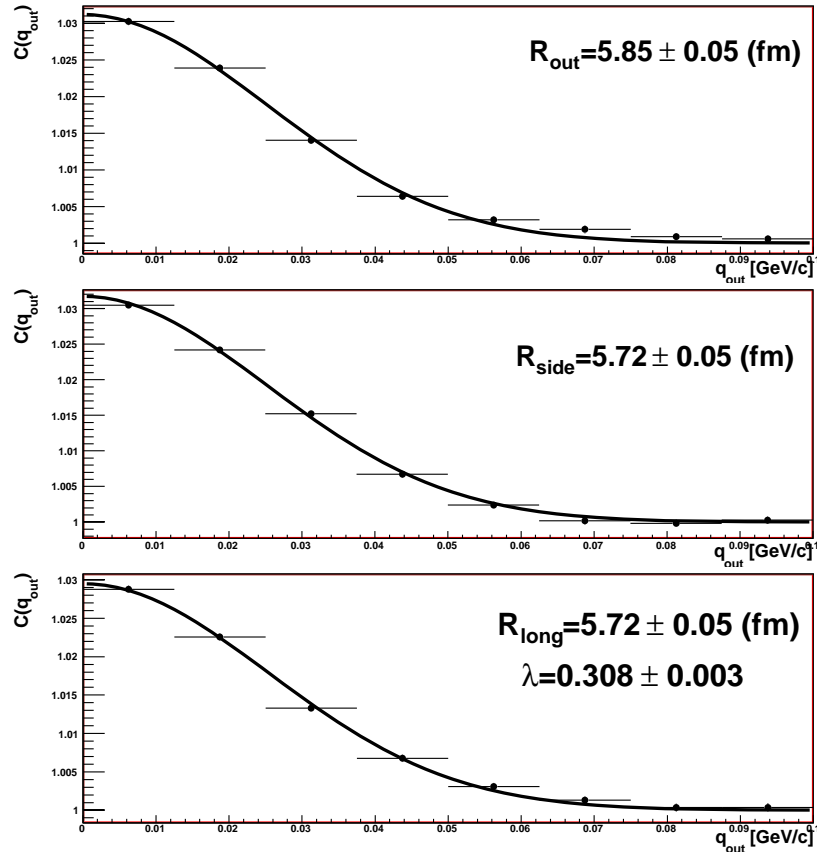
**Рис. 6.7:** Корреляционные радиусы  $\pi^-\pi^-$  и параметр  $\lambda$  при быстрой центра масс в 0–7%  $Pb+Pb$  центральных столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 6.3$  ГэВ рассчитанных по FASTMC [18] для нескольких интервалов по  $k_t$  ( $10^5$  событий, процедура фитирования корреляционной функции подобна используемой коллаборацией STAR).

## 6.2 Исследования по фемтоскопии

### 6.2.1 Оценки времени набора данных для корреляционных измерений.

С помощью генератора столкновений тяжелых ионов на основе параметризации гиперповерхности адронного freeze-out в статистическом приближении FASTMC [18]–[290] было смоделировано около  $10^5$  событий для центральных столкновения ядер  $Pb+Pb$  (центральность 0-7%) при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 6.3$  ГэВ. Параметры модели были подобраны таким образом, чтобы воспроизводить экспериментальные данные эксперимента NA49 по выходам частиц, распределениям по поперечной массе  $m_t$  и псевдобыстроте  $dN/d\eta$ . Процедура, применяемая коллаборациями STAR и ALICE [106, 107] для 3D-фитирования корреляционных функций, была применена в анализе данных моделирования для определения корреляционных радиусов и параметра силы корреляции  $\lambda$  в нескольких интервалах поперечного импульса пары частиц  $k_t$  (Рис. 6.7). Статистические ошибки для корреляционных радиусов составляют  $\sim 10\%$ . На Рис. 6.8 представлены величины проекций 3D  $\pi^-\pi^-$  корреляционной функции проинтегрированной по всем значениям  $k_t$ , а также значения радиусов  $R_{out}$ ,  $R_{side}$ ,  $R_{long}$ .

Очевидно, что статистика  $\sim 1 \times 10^5$  событий достаточна для измерения трех  $\pi^-\pi^-$  корреляционных радиусов при 5-ти значениях  $k_t$  при энергии в системе центра масс



**Рис. 6.8:** Проекции 3D  $\pi^-\pi^-$  корреляционной функции показанной на Рис. 6.7 на  $Q_{inv}, Q_{out}, Q_{side}, Q_{long}$ , интегрированные по всем  $k_t$  бинам.

$\sqrt{s_{NN}} = 6.3$  ГэВ со статистической ошибкой менее 10 %. Заметим что коллаборация NA49 использовала для анализа  $\sim 3.6 \times 10^5$  событий (0-7% центральных Pb+Pb столкновений) при  $\sqrt{s_{NN}} = 6.3, 7.7, 8.8$  ГэВ для того чтобы измерить  $\pi^- \pi^-$  3D корреляционные функции при 5-ти значениях  $k_t$  со статистической неопределенностью порядка  $\sim 10\%$  [101].

По нашим оценкам полная эффективность MPD равна  $\sim 50\%$ .

Порядка 200000 событий достаточно для измерения 3D  $\pi\pi$  корреляционных функций с ошибкой  $\sim 10\%$  для 5-ти значений  $k_t$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 6.3$  ГэВ. Полагая:

Светимость (для пучков ядер Au):  $L = 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ c}^{-1}$

Полное сечение  $\sigma_{tot}$  (Au+Au) = 6.8 b

Центральность столкновения: 10 % ( $\epsilon=0.1$ )

Частота событий =  $(\sigma \times L \times \epsilon) = 700$  Гц (событий/сек)

В течении нескольких часов возможно набрать  $\sim 2 \times 10^5$  событий! А статистика набранная в течении одной недели достаточна для анализа  $\pi\pi$  корреляционной функции по отношению к плоскости реакции.

Такая высокая скорость набора данных открывает хорошие перспективы и для исследования редких процессов. В Таблице 1.3 перечислены некоторые наблюдаемые для физической программы по корреляциям на ускорителе NICA. На основании данных по выходам частиц, представленным в Таблице 1.2, можно сказать, что необходимая статистика для исследования, к примеру, корреляций странных барионов  $\Xi, \Omega$  с  $\pi$  может быть набрана в течении нескольких месяцев.

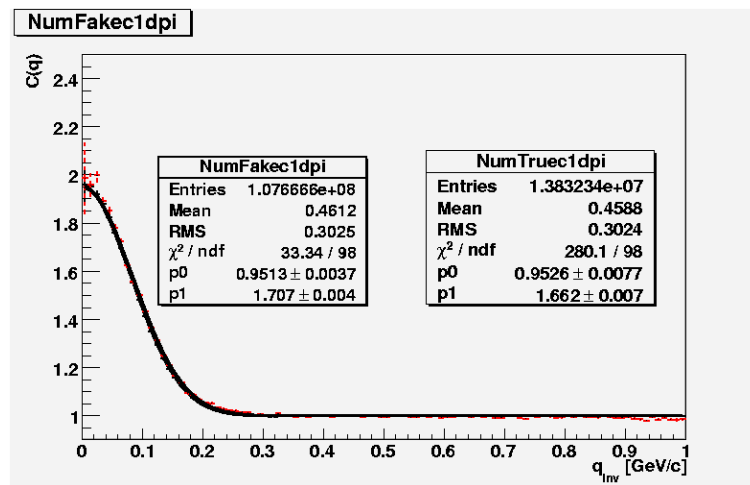
## 6.2.2 Измерения импульсных корреляций в MPD.

Основная часть наблюдаемых по фемтоскопии измеряется время-проекционной камерой (Time Projection Chamber, TPC) и внутренним кремниевым стриповым детектором (Inner Tracker, IT). Идентификация частиц будет осуществляться по измерениям ионизационных потерь в газе TPC и по времяпролетной информации в TOF детекторе.

На Рис. 6.9 представлены смоделированные и реконструированные корреляционные функции для Гауссового распределения координат в системе координат пары частиц при значениях радиусов  $\sim 2$  фм для  $\pi\pi$ . Импульсное разрешение полагалось равным  $\Delta p/p = 1\%$ .

Большую проблему для корреляционного анализа частиц с малыми относительными импульсами представляют эффекты кластеризации хитов ('хит' - точка измерения на треке), разрывы ('splitting') и перекрытия ('merging') треков. В этом случае для исключения систематической погрешности необходимо детальное моделирование; статистические неопределенности в большинстве случаев ( $\pi\pi$ , КК...) очень малы. Для пар частиц разного сорта с близкими значениями скоростями достигается хорошее пространственное разделение в магнитном поле и систематические погрешности связанные с наложением треков малы.

Эффект разрыва треков (искусственно) увеличивает эффект корреляций для малых значений относительного импульса пары частиц  $q$ . При этом из одного трека образуется пара треков с близкими значениями импульса. Для того чтобы уменьшить эффект от 'splitting' треков в коллаборации STAR, к примеру, сравнивали положение хитов для каждого трека в паре частиц вдоль линии падов в TPC и рассчитывали для каждой пары треков величину уровня разрыва ('splitting level', SL) следующим



**Рис. 6.9:**  $\pi^-\pi^-$  корреляционные функции из моделирования (*NumFake1dpi*) и реконструированные (*NumTruec1dpi*) для Гауссового распределения координат в системе координат пары частиц ( $r_0 = 2$  фм).

образом: [106, 107]:

$$SL = \frac{\sum S_i}{N_{hits1} + N_{hits2}} \quad (6.5)$$

где  $S_i = +1$  если только один трек имеет хит в линии падов,  $S_i = -1$  если два трека имеют хиты,  $S_i = 0$  нет хитов в линии падов с данной пары треков.

Для каждой пары частиц величина SL должна быть не более некоторого значения определенного по результатам исследования чувствительности корреляционной функции к значению SL.

После того как (ложные) пары треков были удалены, исследовался эффект влияния 'merging' треков, при котором реальные пары треков с близкими импульсами реконструировались как один трек. Это приводит к подавлению корреляций при малых относительных импульсах. Для исключения эффекта наложения треков требовалось чтобы все пары треков входящие в числитель и знаменатель при расчете корреляционной функции имели долю общих хитов не более 10%.

Как известно, в детекторе STAR нет IT трекера. В то время как в составе MPD планируется использовать 2-х сторонний стриповый кремниевый IT с размером стрипа 100 нм, при этом 2-х трековое разрешение составит  $\approx 200$  нм, а величина эффекта разрыва (или объединения) треков ожидается на порядок меньше.

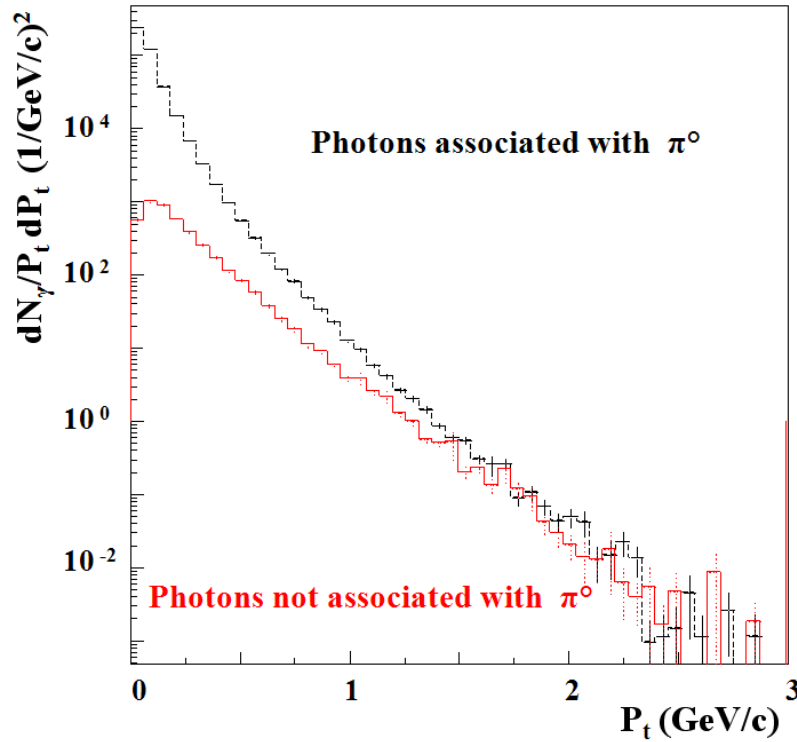
В коллаборации ALICE применяют аналогичный набор критериев отбора треков для исключения влияния эффекта 2-х трекового разрешения [291]. В дополнение к такому набору критериев, для подавления эффекта 'merging' треков применяется дополнительное условие по пространственному разделению треков на входе в ТРС.

Хорошая идентификация частиц особенно важна для фемтоскопии каонов.

## 6.3 Оценки для электромагнитных наблюдаемых

### 6.3.1 Термальные фотоны

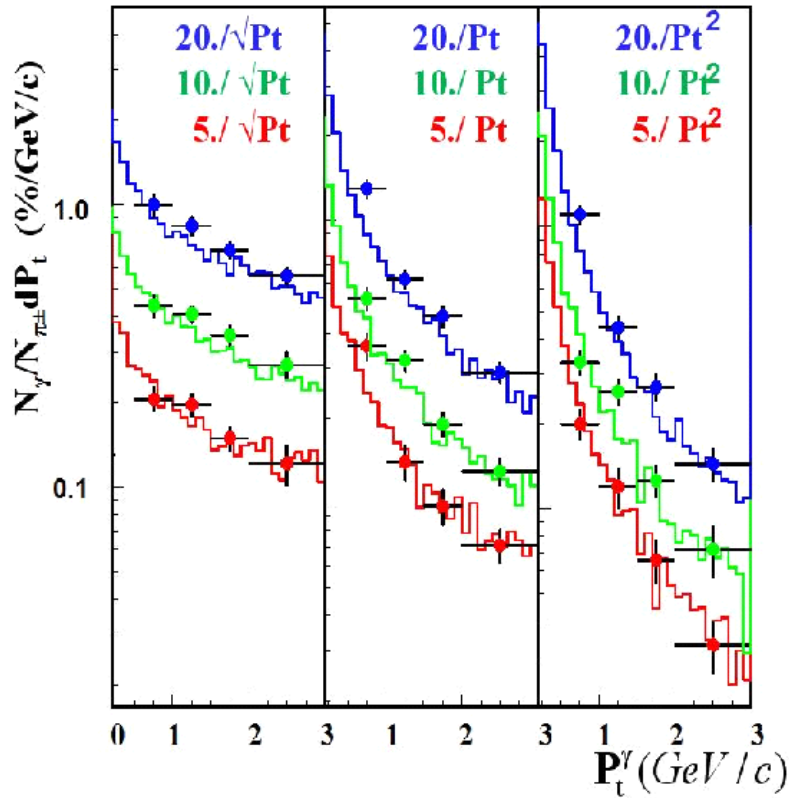
Выход термальных фотонов мал относительно выхода инклюзивных фотонов из  $\pi^0$  и  $\eta$  распадов, однако их спектральные характеристики в столкновения тяжелых ионов при низких энергиях различны вследствие более “мягкого”  $\pi^0$  спектра. При энергиях NICA фотоны в интервале поперечных импульсов  $1 \text{ ГэВ}/c < p_T < 3 \text{ ГэВ}/c$  имеют меньший уровень фона (Рис. 6.10) и детальное исследование реальных фотонов при  $p_T > 1 \text{ ГэВ}/c$  является хотя и трудной экспериментально, но выполнимой задачей.



**Рис. 6.10:**  $p_T$  распределения фотонов, регистрируемых электромагнитным калориметром MPD в  $Au + Au$  столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 9 \text{ ГэВ}$  (UrQMD). Фотоны реконструируемые со значением инвариантной массы в районе массы  $\pi^0$ -мезона показаны черным цветом, остальная часть фотонов показана красным цветом.

Результаты моделирования показывают, что и наклон и нормировка (сечение)  $p_T$ -спектров для реальных фотонов при энергиях NICA могут быть измерены с высокой точностью вплоть до очень низких значений интенсивности (Рис. 6.11). Параметры спектров фотонов после вычитания вклада от распадов  $\pi^0$  и учета эффективности отбора показаны с ошибками, включающими в себя статистическую ошибку и неопределенность коррекции на эффективность.

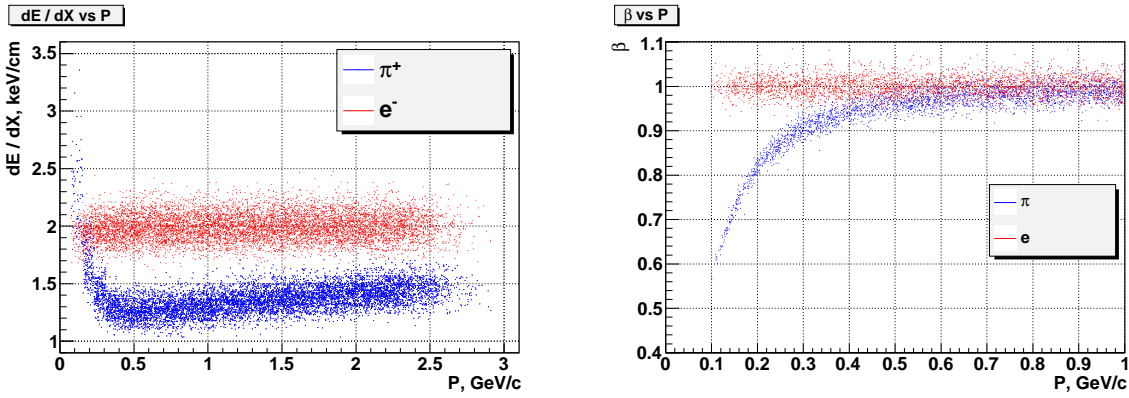
Этот тест является убедительным подтверждением того что данный интервал по поперечному импульсу для фотонов является не только крайне привлекательным с теоретической точки зрения (Рис. 1.19), но и может быть подробно изучен экспериментально при энергиях NICA с помощью детектора MPD.



**Рис. 6.11:** *Дополнительные фотоны с отличным от UrQMD распределением интенсивности по  $p_t$  были добавлены к распределению из генератора событий для Au + Au столкновения при  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ). Наклон и интенсивность спектров показаны сплошными линиями.*

### 6.3.2 Измерение спектра инвариантных масс ( $e^+e^-$ )-пар в детекторе MPD

Измерение дилептонных пар является идеальным методом исследования характеристик файерболла, так как электроны не испытывают сильного взаимодействия в среде. Теория предсказывает изменение свойств векторных мезонов в плотной ядерной материи, – ожидается изменение масс и/или ширин распада, поэтому исследование характера изменения формы распределения инвариантных масс для дилептонов в центральных А+А столкновениях (по сравнению с элементарными столкновениями) вызывает очень большой интерес. В физическую программу NICA/MPD входит детальное исследование спектра инвариантных масс  $e^+e^-$ -пар в области масс  $M_{e^+e^-} < 1$  ГэВ/ $c^2$ ) при энергиях столкновения  $\sqrt{s_{NN}} = 4 - 11$  ГэВ. Однако, в условиях высокой множественности частиц извлечения дилептонного сигнала является чрезвычайно сложной задачей. Так как при энергиях NICA выход пионов велик по сравнению с другими частицами, то характеристики системы идентификации частиц по подавлению пионов является одной из основных. Кроме того, ожидается значительный фон от 3-х частичных распадов Далинца  $\pi^-$  и  $\eta$ -мезонов и от гамма-конверсии в веществе детектора. Следовательно, необходима оптимизация количества вещества в активном объеме детектора и алгоритмов реконструкции по поиску вторичных вершин.



**Рис. 6.12:** (Левая) Ионизационные потери  $dE/dx$  в газе ТРС в зависимости от полного импульса для пионов и электронов. (Правая) Импульсная зависимость величины  $\beta$  ( $\beta = \frac{v}{c}$ ) для  $e$  and  $\pi$

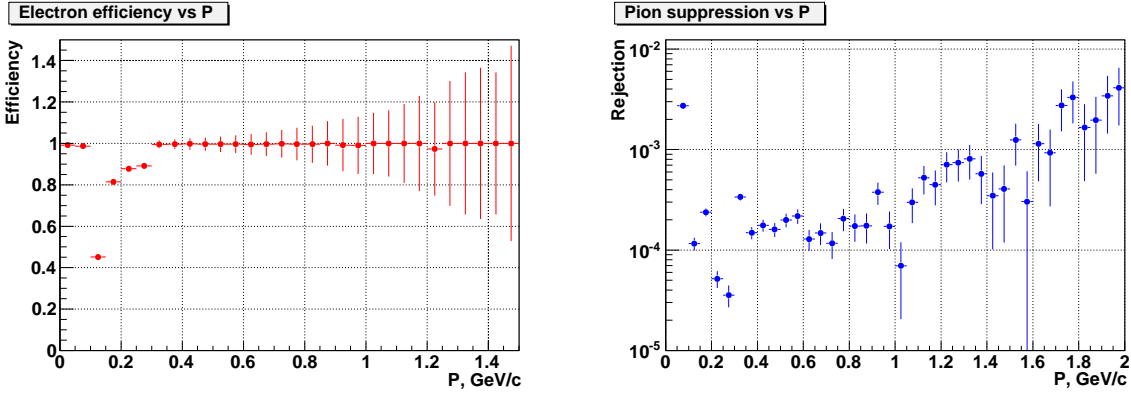
В состав систем детектора МРД не входит элемент для эксклюзивной идентификации электронов (типа RICH). Выделение электронов планируется с помощью комбинированной информации о времени пролета (TOF) и ионизационных потерях  $dE/dx$  в ТРС дополненной сигналом с электромагнитного калориметра ЕСАL.

**Модель для генерации дилептонных распределений.** Для моделирования использовались  $20 \cdot 10^6$  центральных событий Au+Au (центральность - 5%) при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 7$  ГэВ из модели Pluto [292]. Этот генератор имеет интерфейс для задания выходов и параметров распадов по электромагнитному каналу множества векторных мезонов. Набор всех мезонных каналов (т.н. 'cocktail') из  $\pi, \eta, \eta', \rho, \omega$  и  $\phi$  mesons) задается из экспериментальных данных по выходам мезонов или (если таких данных нет) используется параметризация на основе термальной модели или модели струн. Распады частиц реализуются по законам кинематики и согласно известным каналам распада, – здесь рассматривались только прямые распады на пары  $e^+e^-$  или распады Далицца (к примеру,  $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$  или  $\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-$ ). Чтобы рассматривать дилептоны в реалистичных условиях ядерных столкновений, лептонные пары из генератора Pluto смешивались с 10000 Au+Au событий из генератора UrQMD. Набор частиц затем проходил полный цикл реконструкции (включая этап прохождения частиц через вещество детектора и генерацию функции-отклика) в рамках пакета MpdRoot.

**Критерии отбора треков.** Треки заряженных частиц анализировались в интервале импульсов  $0 < p < 2.5$  ГэВ/с для диапазона псевдобыстрот  $|\eta| < 1.2$ . Каждый кандидат должен был иметь не менее 20 точек в объеме ТРС. Кроме этого, налагалось условие что дистанция максимального приближения (DCA) трека к вершине события в поперечной плоскости  $(x, y)$  должна быть меньше  $3\sigma_{x,y}$ , где  $\sigma_{x,y}$  это стандартное отклонение  $x, y$ -распределений для DCA.

**Идентификация электронов.** Идентификация электронов осуществлялась с использованием информации об ионизационных потерях  $dE/dx$  и о времени пролета.





**Рис. 6.13:** (Левая) Эффективность идентификации электронов по  $dE/dx$  и TOF в зависимости от полного импульса  $p$ . (Правая) Фактор подавления пионов в зависимости от  $p$  при идентификации электронов (см. текст)

Распределение потерь в газе TPC для электронов и пионов представлено на Рис. 6.12 (левая панель). При  $p > 0.3$  ГэВ/с  $dE/dx$  для электронов находится в области насыщения  $dE/dx \approx 2$  (плато Ферми), так что для выделения электронов использовалось условие  $dE/dx > 1.7$ . Для разрешения MPD TPC по  $dE/dx$  порядка 8%) такое условие обеспечивает более чем  $3\sigma$   $e/\pi$  разделение.

Для малых импульсов ( $p < 0.3$  ГэВ/с) для идентификации использовалось время пролета. Параметры MPD TOF системы (разрешение порядка  $\sigma_{TOF} \approx 100$  пс) позволяют уверенное  $e/\pi$ -разделение при  $p < 0.3$  ГэВ/с (Рис. 6.12, правая панель). На Рис. 6.13 (левая панель) представлена эффективность идентификации электронов в зависимости от полного импульса  $p$ . Падение эффективности для малых импульсов объясняется большой долей т.н. спиральных треков, имеющих радиус менее чем размеры TOF. Очевидно, что эффективность возрастет при уменьшении магнитного поля, – оптимального значения величины поля может быть получено после детального моделирования.

Импульсная зависимость фактора подавления пионов (отношение числа пионов идентифицированных как электроны по отношению к полному числу пионов в данном бине) представлена на Рис. 6.13 (правая панель). Коэффициент подавления достигает  $10^{-4}$  при  $p < 1$  ГэВ/с, кроме того ожидается дополнительная возможность для пионного подавления с использованием информации с ECAL.

**Спектры масс дилептонов  $M_{e^+e^-}$ .** Инвариантный спектр масс  $e^+e^-$  пар получен для всех треков идентифицированных как электроны. В каждом событии определяются все возможные комбинации для пар разных знаков заряда и для каждой пары рассчитывается величина  $M_{e^+e^-}$ :

$$M_{e^+e^-} = \sqrt{2 \cdot p_{e^+} \cdot p_{e^-} \cdot (1 - \cos \theta_{e^+e^-})},$$

где  $p_e$  полный импульс, а  $\theta_{e^+e^-}$  есть угол между треками в паре. Чтобы отсеять конверсионные пары от гамма-частиц применялись два дополнительных критерия отбора: условие на максимальное значение радиуса восстановленной вершины пары ( $R_{V0} < 4$  см) и ограничение на минимальное значение угла  $\psi$  между вектором перпендикулярным к плоскости импульсов пары и направлением магнитного поля

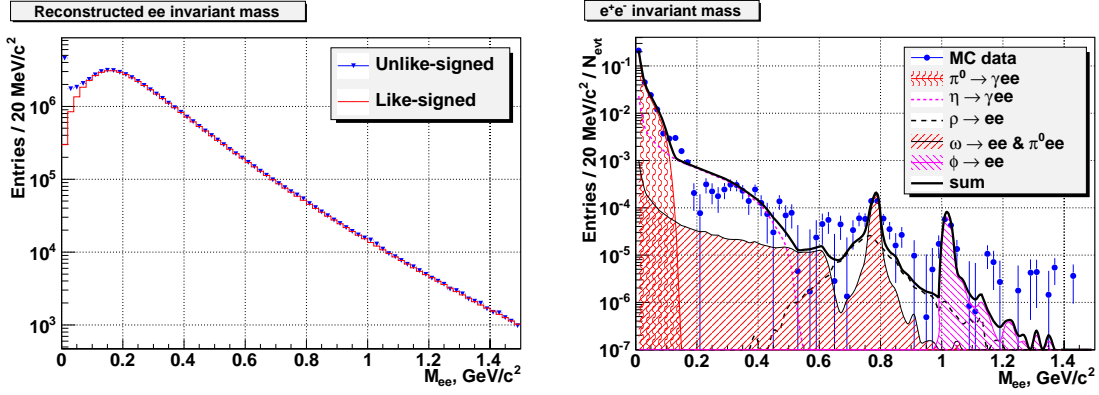


Рис. 6.14: (Левая) Инвариантный спектр масс дилептонов разного знака (голубые символы) и комбинаторный фон (красная гистограмма). (Правая) Спектр масс дилептонов с вычтенным фоном (показаны вклады от распадов мезонов).

$\cos \psi < 0.5$ . Инклюзивный инвариантный спектр масс дилептонов разного знака ( $N_{+-}$ ) показан на Рис. 6.14 (левая панель). Комбинаторный фон был получен как удвоенное среднее геометрическое для пар одного знака заряда (подразумеваемая Пуассоновское распределение для  $e^{+-}$  множественностей)

$$N_{Bkb.} = 2 \cdot \sqrt{N_{++} \cdot N_{--}},$$

где  $N_{++}, N_{--}$  количество пар одного знака.

Результирующий спектр инвариантных масс после вычитания комбинаторного фона и нормировки на число событий показано на Рис. 6.14 (правая панель, символы). Полный вклад от распадов мезонов из модели (cocktail) показан линией черного цвета, кроме того показаны вклады от распадов индивидуальных мезонных каналов.

В настоящее время окончательные коррекции на эффективность детектора и системы идентификации еще не определены. Оценка разрешения по массе достижимого в MPD была сделана фитированием (Гаусс для сигнала + полином для фона) для  $M_{ee}$  в районе массы  $\omega$ -мезона. Из фита получено значение  $\sigma_{M_{ee}}$  порядка 13 МэВ.

Программа исследований виртуальных и реальных фотонов с помощью детектора MPD при энергиях коллайдера NICA представляется реализуемой. Благодаря высокой светимости ускорителя,  $4\pi$  акцептансу и высокой эффективности детектора, статистическая неопределенность порядка нескольких процентов может быть достигнута для объема данных накопленных в течении недели набора. Систематические погрешности измерений, являющиеся основным источником неопределенности, должны быть подробно изучены. При этом одновременное исследование двух различных каналов ( $l^+l^-, \gamma$ ), несущих сходную информацию о фундаментальных характеристиках Кварк-Глюонной Плазмы, позволит провести перекрестную проверку систематических погрешностей.

## Глава 7

# Стоимость проекта MPD и план его реализации

Предварительные оценки стоимости элементов детектора MPD первой очереди представлены в таблице 7.1.

Оценки стоимости подсистем сделаны на основе сегодняшнего уровня развития детекторов данного типа. Для некоторых детекторов программа разработки находится на заключительном этапе, для других она только начинается и необходим значительный вклад в их разработку. В будущем коллаборация может пересмотреть эти цифры с учетом финансового и методического вклада новых научных коллективов.

**Таблица 7.1:** Предварительные оценки стоимости подсистем детектора MPD.

Подсистема	Стоимость, k\$
Магнит	9800
Время проекционная камера TPC	8600
Время-пролетная система TOF (баррель)	4000
Электромагнитный калориметр	7000
FFD и BBC	1300
ZDC	940
DAQ и система контроля	5300
Инфраструктура и компьютеры	4000
<b>Сумма:</b>	<b>40940</b>

График работ по разработкам элементов MPD, сборки и запуска в эксплуатацию показан на рис. 7.1. Здесь представлены только основные этапы создания детектора: подготовка технического задания, разработка и испытание полномасштабных прототипов элементов детектора, изготовление и испытание подсистем MPD, сборка и подготовка детектора к работе. В настоящее время идет подготовка планов-графиков каждой группой, отвечающей за определенный элемент детектора. MPD коллаборация планирует начать экспериментальную программу с момента начала столкновения пучков на ускорителе NICA. Минимальный набор подсистем детектора MPD с которыми можно начать исследовательскую программу включает TPC, цилиндрическую часть TOF, и передний детектор FFD. Следующим элементом должен быть

### План-график работ по созданию MPD

Этап/Год		1	2	3	4	5	Полная
<b>Распределение средств (по годам)</b>		1080	12500	15500	9300	2560	<b>40940</b>
<b>1</b>	<b>Экспериментальный корпус</b>						<b>Пусковой минимум</b>
	Сооружение корпуса для NICA						
	Создание инфраструктуры						
	Крановое оборудование						
<b>2</b>	<b>Сверхпроводящий магнит</b>						
	Документация и выбор фирмы						
	Тендер на ярмо и SC обмотки						
	Подписание контрактов						
	Производство магнита						
	Транспортировка						
	Криогеника для соленоида						
	Сборка и запуск магнита						
	Измерение поля						
<b>3</b>	<b>TPC</b>						
	Помещение для сборки TPC						
	Изготовление TPC						
	Тесты TPC						
	Установка и запуск TPC						
<b>4</b>	<b>TOF</b>						
	Зона для сборки TOF						
	Зона для испытания TOF mRPC						
	Производство и тесты TOF						
	Сборка и запуск TOF						
<b>5</b>	<b>ECal</b>						
	Производство и сборка модулей						
	Установка и запуск ECal						
<b>6</b>	<b>Производство и запуск ZDC</b>						
<b>7</b>	<b>Электроника, сети, компьютеры</b>						
	Разработка систем DAQ						
	Оборудывание Control Room						
	Создание системы Slow Control						
	PC-кластер для сбора данных						
<b>8</b>	<b>Сборка детектора</b>						
<b>9</b>	<b>Запуск и тесты на космике</b>						

Рис. 7.1: План-график работ по запуску MPD.

ZDC для определения параметра центральности столкновения ядер пучка. Согласно представленному плану-графику коллаборация MPD планирует запуск установки в три этапа.

Первая группа включает уже упомянутые элементы цилиндрической части центрального детектора (CD). На втором этапе примерно через год будут введены в строй элементы MPD, относящиеся к торцевым частям CD. На третьем этапе планируется запустить передние спектрометры (FS-A и FS-B). К этому времени будет сформирована физическая программа для исследований с помощью передних спектрометров.

## Благодарности

Мы благодарны М.Н.Чубарову и Н.Д.Топилину за помощь при подготовке настоящего документа, И.В.Шпак и Л.Г.Игнатовой за техническое содействие.

# Литература

- [1] A. N. Sissakian, A. S. Sorin, M. K. Suleimanov, V. D. Toneev, and G. M. Zinovjev, Proceedings of the 8th International Workshop 'Relativistic Nuclear Physics: From Hundreds MeV to TeV', Dubna 2005, Russia, 306 (2006), nucl-th/0511018.
- [2] A. N. Sissakian, A. S. Sorin, M. K. Suleimanov, V. D. Toneev, and G. M. Zinovjev, *Bogoliubov Laboratory 50 years* (JINR, 2006), pp. 73 – 95, nucl-ex/0601034.
- [3] A. N. Sissakian, A. S. Sorin, M. K. Suleimanov, V. D. Toneev, and G. M. Zinovjev, Part. Nucl. Lett. **5**, 1 (2008), nucl-ex/0511018.
- [4] A. N. Sissakian, A. S. Sorin, and V. D. Toneev, Proceedings of the 33rd International High Energy Physics conference, ICHEP'06, Moscow, Russia **1**, 421 (2006), nucl-th/0608032.
- [5] A. Sissakian *et al.*, *Design and Construction of Nuclotron-based Ion Collider Facility (NICA), Conceptual design report* (JINR, Dubna, 2008).
- [6] N. Bogolubov, B. Struminsky, and A. Tavkhelidze, JINR D-1968, Dubna (1965).
- [7] A. Tavkhelidze, High Energy Physics and Elementary Particles, Vienna , 753 (1965).
- [8] M. A. Stephanov, PoS **LAT2006**, 024 (2006), hep-lat/0701002.
- [9] Z. Fodor and S. D. Katz, JHEP **04**, 050 (2004), hep-lat/0402006.
- [10] P. Senger, J. Phys. **G30**, S1087 (2004).
- [11] G. S. F. Stephans, J. Phys. **G32**, S447 (2006), nucl-ex/0607030.
- [12] NA49, B. Lungwitz *et al.*, PoS **CPOD07**, 023 (2007), 0709.1646.
- [13] A. Sissakian *et al.*, *The MultiPurpose Detector (MPD) to study Heavy Ion Collisions at NICA. Letter of Intent* (JINR, Dubna, 2008).
- [14] A. S. Khvorostukin, V. V. Skokov, V. D. Toneev, and K. Redlich, Eur. Phys. J. **C48**, 531 (2006), nucl-th/0605069.
- [15] V. A. Matveev, R. M. Muradian, and A. N. Tavkhelidze, Nuovo Cim. Lett. **7**, 719 (1973).
- [16] M. Strikman, (2007), 0711.1625.
- [17] M. Bleicher *et al.*, J. Phys. **G25**, 1859 (1999), hep-ph/9909407.

- [18] N. S. Amelin *et al.*, Phys. Rev. **C74**, 064901 (2006), nucl-th/0608057.
- [19] J. L. Klay *et al.*, J. Phys. ReV. **C 68**, 054905 (2003).
- [20] NA49, C. Alt *et al.*, Phys. Rev. **C77**, 024903 (2008), 0710.0118.
- [21] E. L. Bratkovskaya *et al.*, Phys. Rev. **C69**, 054907 (2004), nucl-th/0402026.
- [22] M. Stephanov, K. Rajagopal, and E. V. Shuryak, Phys. Rev. **D60**, 114028 (1999).
- [23] J. Kapusta and A. Mekjan, Phys. Rev. **D33**, 1304 (1986).
- [24] M. Gazdzicki, M. Gorenstein, and S. Mrowczynski, Phys. Lett. **B585**, 115 (2004).
- [25] M. A. Stephanov, Prog. Theor. Phys. Suppl. **153**, 139 (2004), hep-ph/0402115.
- [26] C. Alt *et al.*, (2008), nucl-ex/0808.1237v2.
- [27] M. Stephanov, Nucl. Phys. **A698**, 523c (2002).
- [28] NA49, C. Alt *et al.*, Phys. Rev. **C 78**, 034914 (2008).
- [29] NA49, K. Grebieszko, (2008), nucl-ex/07074608v2.
- [30] D. E. Kharzeev, L. D. McLerran, and H. J. Warringa, Nucl. Phys. **A 803**, 227 (2008), arXiv:0711.0950.
- [31] K. Fukushima, D. E. Kharzeev, and H. J. Warringa, Phys. Rev. **D 78**, 074033 (2008), arXiv:0906.2808.
- [32] D. Kharzeev, R. Pisarski, and M. Tytgat, Phys. Rev. Lett. **81**, 512 (1998).
- [33] D. Kharzeev, Phys. Lett. **B 633**, 260 (2006), arXiv:0406125.
- [34] S. Voloshin, Phys. Rev. **C70**, 057901 (2004).
- [35] STAR, S. Voloshin, arXiv:0806.0029.
- [36] D. Kharzeev and R. Pisarski, Phys. Rev. **D61**, 111901 (2000).
- [37] F. Karsch and E. Laermann, *Quark-Gluon Plasma 3*, R. Hwa(ed).
- [38] E917 Collaboration, B. Back *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 1970 (2001).
- [39] NA49 Collaboration, C. Blume *et al.*, J. Phys. **G34**, S951 (2007).
- [40] H. Sorge, H. Stocker, and W. Greiner, **192**, 266 (1989).
- [41] J. Rafelski and B. Muller, Phys. Rev. Lett. **48**, 1066 (1982).
- [42] M. Gazdzicki and M. Gorenstein, Acta Phys. Polon. **B30**, 2705 (1999).
- [43] M. Gorenstein *et al.*, Phys. Lett. **B567**, 175 (2003).
- [44] NA49 Collaboration, C. Alt *et al.*, Phys. Rev. **C77** (2008), 064908.

- [45] A. Andronic *et al.*, Phys. Lett. B **673**, 142 (2009).
- [46] R. Hagedorn, 1985, CERN-TH-4100/85.
- [47] J.-Y. Ollitrault, Phys.Rev. **D46**, 229 (1992).
- [48] H. Sorge, Phys. Rev. Lett. **82**, 2048 (1999).
- [49] P. Kolb, J. Solfrank, and H. U., Phys.Rev. **C62**, 054909 (2000).
- [50] W. Zajc, Talk given at 21st International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions “Quark Matter 2009” (March 30 - April 4, Knoxville, USA). (2009).
- [51] S. Voloshin, J.Phys.Conf.Ser. **9**, 276 (2005).
- [52] H. Stoecker, Nucl.Phys. **A750**, 121 (2005).
- [53] E. Shuryak, (2005), hep-ph/0504048.
- [54] S. Voloshin and Y. Zhang, Z.Phys. **C70**, 665 (1996).
- [55] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, Phys.Rev. **C58**, 1671 (1998).
- [56] S. Wang *et al.*, Phys.Rev. **C44**, 1091 (1991).
- [57] N. Borghini, P. M. Dinh, and J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. **C64**, 054901 (2001).
- [58] A. Bilandzic, N. van der Kolk, J.-Y. Ollitrault, and R. Snellings, (2008), 0801.3915.
- [59] R. Bhalerao, N. Borghini, and J.-Y. Ollitrault, Nucl.Phys. **A727**, 373 (2003).
- [60] I. Lokhtin *et al.*, Comput.Phys.Commun. **180**, 779 (2009).
- [61] M. I. Podgoretsky, Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra **20**, 628 (1989).
- [62] M. I. Podgoretsky, Sov. J. Part. Nucl. **20**, 266 (1989).
- [63] B. Lorstad, Int. J. Mod. Phys. **A4**, 2861 (1989).
- [64] D. H. Boal, C. K. Gelbke, and B. K. Jennings, Rev. Mod. Phys. **62**, 553 (1990).
- [65] U. A. Wiedemann and U. W. Heinz, Phys. Rept. **319**, 145 (1999), nucl-th/9901094.
- [66] T. Csorgo, Heavy Ion Phys. **15**, 1 (2002).
- [67] L. R., Phys. of Atomic Nuclei **67**, 71 (2004).
- [68] M. A. Lisa, S. Pratt, R. Soltz, and U. Wiedemann, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **55**, 357 (2005), nucl-ex/0505014.
- [69] R. Lednicky, Braz. J. Phys. **37**, 939 (2007), nucl-th/0702063.
- [70] R. Lednicky, V. L. Lyuboshits, B. Erasmus, and D. Nouais, Nucl. Phys. **A583**, 395 (1995).



- [71] L. Martin *et al.*, Nucl. Phys. **A604**, 69 (1996).
- [72] R. Lednicky, Nukleonika **43**, 345 (1998).
- [73] R. Lednicky and V. L. Lyuboshitz, Sov. J. Nucl. Phys. **35**, 770 (1982).
- [74] R. Lednicky and V. L. Lyuboshits, In \*Nantes 1990, Proceedings, Particle correlations and interferometry in nuclear collisions\* 42-54.
- [75] R. Lednicky, (2005), nucl-th/0501065.
- [76] R. Lednicky, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys **35**, 125109 (2008).
- [77] Y. Sinyukov, R. Lednicky, S. V. Akkelin, J. Pluta, and B. Erazmus, Phys. Lett. **B432**, 248 (1998).
- [78] M. I. Podgoretsky, Sov. J. Nucl. Phys. **37**, 272 (1983).
- [79] R. Lednicky, JINR-B2-3-11460, Dubna (1978).
- [80] P. Grassberger, Nucl. Phys. **B120**, 231 (1977).
- [81] G. F. Bertsch, P. Danielewicz, and M. Herrmann, Phys. Rev. **C49**, 442 (1994).
- [82] S. Pratt, In \*Hwa, R.C. (ed.): Quark-gluon plasma, vol.2\* 700-748.
- [83] S. Chapman, P. Scotto, and U. Heinz, Phys. Rev. Lett. **74**, 4400 (1995).
- [84] T. Csorgo and S. Pratt, Prepared for International Workshop on Relativistic Heavy Ion Collisions at Present and Future Accelerators, Budapest, Hungary, 17-21 Jun 1991.
- [85] B. Erazmus, R. Lednicky, L. Martin, D. Nouais, and J. Pluta, Invited talk at 34th International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, 22-27 Jan 1996.
- [86] B. Erazmus *et al.*, SUBATECH-98-03, Nantes (1998).
- [87] P. Danielewicz and S. Pratt, Phys. Rev. **C75**, 034907 (2007).
- [88] S. Pratt, Braz. J. Phys. **37**, 871 (2007).
- [89] STAR, J. Adams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 262302 (2003), nucl-ex/0307025.
- [90] M. Gmitro, J. Kvasil, R. Lednicky, and V. L. Lyuboshits, Czech. J. Phys. **B36**, 1281 (1986).
- [91] STAR, J. Adams *et al.*, Phys. Rev. **C74**, 064906 (2006).
- [92] BRAHMS, I. Arsene *et al.*, Nucl. Phys. **A757**, 1 (2005), nucl-ex/0410020.
- [93] B. B. Back *et al.*, Nucl. Phys. **A757**, 28 (2005), nucl-ex/0410022.
- [94] STAR, J. Adams *et al.*, Nucl. Phys. **A757**, 102 (2005), nucl-ex/0501009.
- [95] PHENIX, K. Adcox *et al.*, Nucl. Phys. **A757**, 184 (2005), nucl-ex/0410003.

- [96] Y. M. Sinyukov, S. V. Akkelin, and Y. Hama, Phys. Rev. Lett. **89**, 052301 (2002), nucl-th/0201015.
- [97] D. H. Rischke and M. Gyulassy, Nucl. Phys. **A608**, 479 (1996), nucl-th/9606039.
- [98] WA97, F. Antinori *et al.*, J. Phys. **G27**, 2325 (2001), hep-ex/0108049.
- [99] E895, M. A. Lisa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 2798 (2000).
- [100] E802, L. Ahle *et al.*, Phys. Rev. **C66**, 054906 (2002), nucl-ex/0204001.
- [101] NA49, S. Kniege *et al.*, J. Phys. **G30**, S1073 (2004), nucl-ex/0403034.
- [102] CERES, D. Adamova *et al.*, Nucl. Phys. **A714**, 124 (2003), nucl-ex/0207005.
- [103] PHENIX, S. S. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 152302 (2004), nucl-ex/0401003.
- [104] PHENIX, K. Adcox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 192302 (2002), nucl-ex/0201008.
- [105] PHOBOS, B. B. Back *et al.*, Phys. Rev. **C73**, 031901 (2006).
- [106] STAR, C. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 082301 (2001).
- [107] STAR, J. Adams *et al.*, Phys. Rev. **C71**, 044906 (2005).
- [108] W. Florkowski, W. Broniowski, M. Chojnacki, and A. Kisiel, (2008), 0811.3761.
- [109] S. Pratt, (2008), 0811.3363.
- [110] Y. M. Sinyukov, S. V. Akkelin, I. A. Karpenko, and Y. Hama, Acta Phys. Polon. **B40**, 1025 (2009), 0901.1576.
- [111] J. Berges and K. Rajagopal, Nucl. Phys. **B538**, 215 (1999).
- [112] A. M. Halasz, A. D. Jackson, R. E. Shrock, M. A. Stephanov, and J. J. M. Verbaarschot, Phys. Rev. **D58**, 096007 (1998), hep-ph/9804290.
- [113] O. Scavenius, A. Mocsy, I. N. Mishustin, and D. H. Rischke, Phys. Rev. **C64**, 045202 (2001).
- [114] M. A. Stephanov, Int. J. Mod. Phys. **A20**, 4387 (2005).
- [115] D. A. Brown and P. Danielewicz, Phys. Rev. **C57**, 2474 (1998), nucl-th/9712066.
- [116] STAR, Z. Chajewski, T. D. Gutierrez, M. A. Lisa, and M. Lopez-Noriega, (2005), nucl-ex/0505009.
- [117] NA49, M. Gazdzicki *et al.*, J. Phys. **G30**, S701 (2004), nucl-ex/0403023.
- [118] The NA49, C. Alt *et al.*, J. Phys. **G30**, S119 (2004), nucl-ex/0305017.
- [119] The NA49, S. V. Afanasiev *et al.*, Phys. Rev. **C66**, 054902 (2002), nucl-ex/0205002.
- [120] NA49, M. K. Mitrovski *et al.*, J. Phys. **G32**, S43 (2006), nucl-ex/0606004.
- [121] NA49, T. Anticic *et al.*, Phys. Rev. **C69**, 024902 (2004).

- [122] S. V. Afanasiev *et al.*, Nucl. Phys. **A715**, 161 (2003), nucl-ex/0208014.
- [123] NA49, A. Richard, J. Phys. **G31**, S155 (2005).
- [124] NA49, T. Anticic *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 022302 (2004), nucl-ex/0311024.
- [125] NA49, C. Blume, J. Phys. **G31**, S685 (2005), nucl-ex/0411039.
- [126] NA49, C. Meurer, J. Phys. **G30**, S1325 (2004), nucl-ex/0406016.
- [127] NA49, M. Mitrovski, Acta Phys. Hung. **A24**, 157 (2005), nucl-ex/0406011.
- [128] NA49, C. Alt *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 192301 (2005), nucl-ex/0409004.
- [129] M. Lombardo, J. Phys **G35**, 104018 (2008).
- [130] K. Fukushima, J. Phys **G35**, 104019 (2008).
- [131] I. Tserruya, J. Phys **G35**, 104020 (2008), arXiv:0903.0415v1 [nucl-ex] 3 Mar 2009.
- [132] W. Cassing and E. Bratkovskaya, Phys. Rep. **308**, 65 (1999).
- [133] R. Rapp and J. Wambach, Adv. Nucl. Phys. **25**, 1 (2000).
- [134] E. Shuryak, Phys. Lett. **B78**, 150 (1978).
- [135] P. Ruuskanen, Nucl. Phys. **A544**, 169c (1992).
- [136] K. Kajantie *et al.*, Phys. Rev. **D34**, 2746 (1986).
- [137] CERES Collaboration, G. Agakachiev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1272 (1995).
- [138] HELIOS-3 Collaboration, A. Angelis *et al.*, Eur. Phys. J. **C13**, 433 (2000).
- [139] L. Gordon and W. Vogelsang, Phys. Rev. **D 48**, 3136 (1993).
- [140] S. Turbide, R. Rapp, and C. Gale, Phys. Rev. **C69**, 5351 (2004).
- [141] S. Turbide, R. Rapp, and C. Gale, Int. J. Mod. Phys **A19**, 014903 (2004).
- [142] P. Arnold, G. Moore, and L. Yae, JHEP **0112**, 009 (2001).
- [143] PHENIX Collaboration, S. Afanasiev *et al.*, arXiv:0706.3034.
- [144] I. Tserruya, Nucl. Phys. **A590**, 127c (1995).
- [145] E. Shuryak, in *Proceeding of Int. Conf. modern developments in nuclear physics*, p. 157, Novosibirsk, 1987.
- [146] *Critical Point and Onset of Deconfinement - 4th International Workshop*, Darmstadt, Germany, 2007.
- [147] B.Barrois, Nucl. Phys. **B129**, 390 (1977).
- [148] A. Baldin *et al.*, Preprint JINR-P1-5819(1971); Yad. Fiz. **18**, 79 (1973), (cumulative effect).

- [149] D. Blokhintsev, GETF **6**, 995 (1958), (flucton).
- [150] D. Seibert, Phys. Rev. Lett. **63**, 136 (1989).
- [151] S. Averichev *et al.*, JINR communication-P1-85-512(1985).
- [152] Y. Bayukov *et al.*, Yad. Fiz. **42**, 185 (1985).
- [153] V. Stavinskiy, JINR communication, P2-80-767.
- [154] A. Baldin and S. Gerasimov, JINR communication E2-11804(1978).
- [155] R. Lednicky *et al.*, Phys. Rev. **C61** (2000), 034901.
- [156] R. L. Jaffe, Phys. Rev. Lett. **38**, 195 (1977).
- [157] R. L. Jaffe, Phys. Rev. **D15**, 281 (1977).
- [158] A. T. M. Aerts, P. J. G. Mulders, and J. J. de Swart, Phys. Rev. **D17**, 260 (1978).
- [159] P. J. Mulders, A. T. M. Aerts, and J. J. De Swart, Phys. Rev. **D21**, 2653 (1980).
- [160] V. B. Kopeliovich, B. Schwesinger, and B. E. Stern, Nucl. Phys. **A549**, 485 (1992).
- [161] T. Yamazaki and Y. Akaishi, Phys. Lett. **B535**, 70 (2002).
- [162] P. Kienle, Y. Akaishi, and T. Yamazaki, Phys. Lett. **B632**, 187 (2006).
- [163] T. Suzuki *et al.*, Phys. Lett. **B597**, 263 (2004).
- [164] KEK-PS E549, T. Suzuki *et al.*, Mod. Phys. Lett. **A23**, 2520 (2008), 0711.4943.
- [165] S. Wycech, Nucl. Phys. **A450**, 399c (1986).
- [166] A. Gal, Nucl. Phys. **A790**, 143 (2007), nucl-th/0610090.
- [167] J. Rafelski, Phys. Lett. **B91**, 281 (1980).
- [168] J. Rafelski, Phys. Lett. **B207**, 371 (1988).
- [169] P. Aslanyan and othres, JINR Commun **4 No. 1**, 99 (2005).
- [170] M. Iwasaki, HYP06,Mainz, October 2006 (2006).
- [171] DISTO, T. Yamazaki *et al.*, Proc. LEAP/EXA conference, Vienna, 15-19 September, 2008 (2008).
- [172] N. Herrmann, Proceedings EXA05,2006 (2006).
- [173] FINUDA, M. Agnello *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 212303 (2005).
- [174] FINUDA, M. Agnello *et al.*, Phys. Lett. **B654**, 80 (2007), 0708.3614.
- [175] G. Bendiscioli *et al.*, Nucl. Phys. **A789**, 222 (2007).
- [176] P. Buehler *et al.*, The AMADEUS Collaboration, INFN, Frascati, LNF-07/24(IR), November 8,2007 (2007).

- [177] P. Salvini *et al.*, Proc. Int. conference LEAP08, Vienna, 16-19 September, 2008 (2008).
- [178] M. Balandin and othres, Nucl.Instr. and Meth. **20**, 110 (1963).
- [179] T. Nguen-Din, V. Penev, and othres, JINR Commun **13-5942** (1971).
- [180] B. Shahbazian *et al.*, Nucl. Phys. **A374**, 73 (1982).
- [181] P. Z. Aslanyan, Proc. XVI ISHEPP, Dubna, June 10-15, 2002, JINR **2** (2004).
- [182] P. Aslanyan, Proc. I.Ya.Pomeranchuk and Physics at the Turn of Centuries, River Edge, World Scientific , 247 (2003).
- [183] P. Z. Aslanyan, AIP Conf. Proc. **796**, 197 (2005), hep-ex/0507105.
- [184] P. Aslanyan and V. Emelyanenko, Proc. XVIII ISHEPP, Dubna, October 29-4,2008 (2008).
- [185] P. Z. Aslanyan, Fizika **B17**, 207 (2008).
- [186] P. Z. Aslanyan, PEPAN **4** (2009).
- [187] P. Z. Aslanyan, (2007), 0710.4322.
- [188] A. Zinchenko, Proc. XVIII ISHEPP, Dubna, October 29-4,2008 (2008).
- [189] K. U. Abraamyan *et al.*, (2008), 0806.2790.
- [190] K. U. Abraamian, V. M. Izyurov, M. N. Khachaturian, M. A. Kozhin, and A. G. Khudaverdian, Phys. Lett. **B323**, 1 (1994).
- [191] K. U. Abraamian *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **59**, 252 (1996).
- [192] K. U. Abraamian *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **60**, 1843 (1997).
- [193] K. U. Abraamian, M. A. Kozhin, G. L. Melkumov, M. N. Khachaturian, and A. G. Khudaverdian, Phys. Atom. Nucl. **68**, 982 (2005).
- [194] W. J. Leonhardt *et al.*, 17th IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 97): Accelerator Science, Technology and Applications, 12-16 May 1997, Vancouver, British Columbia, Canada.
- [195] A. A. Smirnov *et al.*, J. Phys. Colloq. **45**, C1.279 (1984).
- [196] I. Goncharov and L. Miu, Cryogenics **28**, 183 (1988).
- [197] M. Anderson *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 659 (2003), nucl-ex/0301015.
- [198] The STAR Collaboration, “*Conceptual Design Report for the Solenoidal Tracker at RHIC*”, June 1992, Pub-5347.
- [199] ALICE Collaboration, *ALICE TDR 7 “Time projection chamber”*, CERN/LHCC 2000-001, January 2000.

- [200] ALEPH Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. **A294**, 121 (1990).
- [201] W. Atwood *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A306**, 446 (1991).
- [202] A. Andronic *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A523**, 302 (2004).
- [203] T. Lohse and W. Witzeling, Internal Note CERN-ALEPH-91-95.
- [204] W. Allison and J. Cobb, Ann. Rev. Nucl. Part Sci. **30**, 253 (1980).
- [205] A. Lebedev, Nucl. Instr. and Meth. **A478**, 163 (2002).
- [206] J. Abele *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A499**, 692 (2003).
- [207] B. Nilsen *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A599**, 176 (2009).
- [208] L. Kotchenta *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A499**, 703 (2003).
- [209] A. Jain *et al.*, Data clustering: A Review, ASM Computing Surveys **Vol.31** (1999).
- [210] W. Blum and L. Ronaldi, *Particle Detection with Drift Chamber* (Springer, Berlin, 2008).
- [211] S. Amendola *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A283**, 573 (1989).
- [212] A. Handbook, ALEPH 89-77.
- [213] S. Palestini *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A421**, 75 (1999).
- [214] S. Palestini and K. McDonald, *Space charge in ionization detectors*, CERN, March 2007.
- [215] L. Kumar, *First results from Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=9.2$  GeV/c*, for STAR collaboration, Punjab University, 2008.
- [216] G. Van Buren *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A566**, 22 (2006).
- [217] L. Musa, “*CERN participation to EUDET for TPC electronics*”, CERN, 31 August 2006.
- [218] T. Matsuda, “*TPC for ILC*”, Special Focus Workshop on Micro-Pattern Gas and Silicon Detectors for Tracking, IEEE 2008, Dresden, 18 Oct., 2008.
- [219] R. Campagnolo, “*Performance of the ALICE TPC Front End Electronics*”, 9-th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Amsterdam, 29 Sept.-3 Oct. 2003.
- [220] *ADS5287*, Texas Instruments, SBAS428C-January 2008.
- [221] XILINX, *Spartan-6 Family Overview*, DS160(v. 1.0), February 2, 2009.
- [222] R. Esteve Bosch, A. Jimenez, B. Mota, and L. Musa, IEEE Transaction on Nuclear Science **Vol. 50, No. 6** (2003).
- [223] Y. Zanevsky *et al.*, Preprint JINR P13-2006-168, Dubna 2006.

- [224] S. Chernenko *et al.*, CBM Progress Report 2008, GSI Report 2009-03, 36.
- [225] Alice, P. Kuijer, Nucl. Instrum. Meth. **A530**, 28 (2004).
- [226] STAR, <http://wwwstar-sbg.in2p3.fr/index.php>.
- [227] D0, W. E. Cooper, Nucl. Instrum. Meth. **A598**, 41 (2009).
- [228] SVD, (2008), <http://sunse.jinr.ru/cdsagenda/displayLevel.php?fid=45>.
- [229] SVD, <http://sunse.jinr.ru/cdsagenda/displayLevel.php?fid=45>.
- [230] CBM, (2009), <http://www.gsi.de/documents/DOC-2009-Feb-233.html>.
- [231] ALICE, (2000), CERN-LHCC-2000-012, ALICE TDR 8.
- [232] ALICE, P. Cortese *et al.*, (2002), CERN-LHCC-2002-016, Addendum to the ALICE TDR 8.
- [233] *CBM Technical Status Report 2006* .
- [234] K. Ikematsu *et al.*, (1998), arXiv:physics/9802024 v1.
- [235] F. Geurts *et al.*, Nucl.Instr.Meth. **A508**, 60 (2003).
- [236] H. Alvarez-Pol *et al.*, Nucl.Instr.Meth. **A535**, 277 (2004).
- [237] I. Lehraus, Nucl.Instr.Meth. **217**, 43 (1983).
- [238] L. Aphecetche *et al.*, NIM **A499**, 521 (2003).
- [239] G. Atoian *et al.*, Nucl.Instrum.Meth. **A531**, 467 (2004).
- [240] S. Barsuk, in *XI Int. Conf. Calorimetry in High Energy Physics*, Italy, 2004.
- [241] D. Karlen *et al.*, Nuclear Physics **B 159**, 91 (2006).
- [242] Z. Sadygov, Nucl.Instr.Meth. **A567**, 70 (2005).
- [243] W. van Loo, Phys. Stat. Sol. **28**, 227 (1975).
- [244] W. Moses and S. E. Derenzo, IEEE Trans. Nucl. Sci. **36**, 173 (1989).
- [245] M. Kobayashi *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A333**, 429 (1993).
- [246] V. Baryshevsky *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A322**, 231 (1992).
- [247] P. Lecoq *et al.*, CMS TN/94-308.
- [248] Y. Borodenko *et al.*, (1995), in Int. Conf. on Nuclear Tracking and Radiation Measurements, Amsterdam.
- [249] M. N. Khachatryan, Particles and Nuclei **34**, 1316 (2003).
- [250] ATLAS, (1997), ATLAS Inner Detector: Technical design report. Vol. 2 CERN-LHCC-97-17.

- [251] Y. Gousakov *et al.*, JINR preprint. **P13-2008-85** (2008).
- [252] V. N. Bychkov *et al.*, Nucl.Instr. and Meth. in Phys.Res. **A556**, 66 (2006).
- [253] S. G. Basiladze *et al.*, Nucl.Eksp.Tekh. **51-3**, 336 (2008).
- [254] V. Davkov *et al.*, Part.Nucl.Lett. **4(140)**, 545 (2007).
- [255] K. Davkov *et al.*, Nucl.Instr. and Meth. in Phys.Res **A584**, 285 (2008).
- [256] V. M. Lutsenko, V. V. Myalkovsky, and V. D. Peshekhonov, Phys. Part. Nucl. Lett. **3**, 273 (2006).
- [257] I. Zhukov *et al.*, JINR P13-2005-126 (on Russian) (2005).
- [258] Wire Pad chambers and Cathode Pad chambers for the LHCb muon system.LHCb internal note. LHCb internal note.
- [259] CMS Muon TDR, CERN/LHCC 97-32,CMS TDR 3, 15 December 1997.
- [260] <http://www.rohacell.de>.
- [261] S. Korpar, MCP-PMT Status, Super KEKB – 1<sup>st</sup> Open Meeting, Dec. 2008.
- [262] K. Adcox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 212301 (2002).
- [263] R. L. Ray and M. Daugherty, nucl-ex/0702039v2 (2008).
- [264] L. M. Miller *et al.*, nucl-ex/0701025v1 (2007).
- [265] X. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. **D44**, 3501 (1991).
- [266] K. Werner, Phys. Lett. **B208**, 520 (1988).
- [267] H. Sorge, H. Stoecker, and W. Greiner, Nucl. Phys. **A498**, 567C (1989).
- [268] UrQMD, <http://th.physik.uni-frankfurt.de/urqmd/> .
- [269] C. Aguiar *et al.*, Brazilian Journal of Physics **34**, 319 (2004).
- [270] Y. D. Bajukov *et al.*, NP **35**, 960 (1982).
- [271] R.Brun *et al.*, *GEANT Users Guide.*, CERN Program Library Vol. Entry W5013 (CERN, Geneva, Switzerland, 1994).
- [272] NA49, Eur. Phys. J. **A2**, 383 (1998).
- [273] <http://www.nea.fr/abs/html/iaea1287.html> .
- [274] S. G. Mashnik, K. K. Gudima, I.V.Moskalenko, R.E.Prael, and A.J.Sierk, arXiv:nucl-th/0210065v2 .
- [275] M. Golubeva *et al.*, Phys.Rev. **2005**, 024905 (2005).
- [276] S. Bass *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 225 (1998), nucl-th/9803035.



- [277] S. Movchan, Nucl.Instr. and Meth. **A604**, 307 (2009).
- [278] G. Anelli *et al.*, CERN-SPSC-2005-013, SPSC-P-326 (2005).
- [279] F. Newcomer *et al.*, IEE Trans. on Nucl. Science **v.40 (4)**, 630 (1993).
- [280] M. Mota *et al.*, Nuclear Science Symposium, Lyon, France, October 2000 (2000).
- [281] ALICE, P. Cortese *et al.*, (2005), CERN-LHCC-2005-018.
- [282] D. Bertini *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **119**, 032011 (2008), <http://cbmroot.gsi.de>.
- [283] <http://www.gsi.de/fair/experiments/CBM>.
- [284] <http://www-panda.gsi.de>.
- [285] <http://alisoft.cern.ch/>.
- [286] <http://root.cern.ch>.
- [287] S. G. Mashnik, K. K. Gudima, I. V. Moskalenko, R. E. Prael, and A. J. Sierk, Advances in Space Research **34**, 1288 (2004).
- [288] R. Fruhwirth, Nucl. Instr. and Meth. **A262**, 444 (1987).
- [289] P. Billoir and Q. Qian, Nucl. Instr. and Meth. **A294**, 219 (1990).
- [290] N. S. Amelin *et al.*, Phys. Rev. **C77**, 014903 (2008), 0711.0835.
- [291] ALICE-FEMTO group software.
- [292] I. Froglich *et al.*, PoS ASAT (2007), arXiv:0708.2382, [nucl-ex] .