

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

На правах рукописи

Волков Вадим Вячеславович

**Определение геометрии столкновений тяжелых ионов
передними адронными калориметрами в эксперименте
MPD/NICA**

1.3.2 — «Приборы и методы экспериментальной физики»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Ивашкин Александр Павлович

Москва — 2023

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Методы определения геометрии столкновений тяжелых ионов	12
1.1 Глобальные характеристики столкновений тяжелых ионов	12
1.2 Модель Глаубера	15
1.3 Подходы к определению центральности в различных экспериментах	18
1.3.1 Эксперименты на Большом адронном коллайдере	19
1.3.2 Эксперимент HADES	28
1.3.3 Эксперименты на RHIC	29
1.3.4 Эксперимент NA61/SHINE в ЦЕРН	35
1.3.5 Преимущества и недостатки различных подходов к определению центральности	37
Глава 2. Эксперимент MPD@NICA	41
2.1 Физическая программа эксперимента MPD	41
2.2 Детекторные системы MPD	44
2.2.1 Сверхпроводящий соленоид	45
2.2.2 Время-проекционная камера TPC	46
2.2.3 Времяпролетная система TOF	47
2.2.4 Электромагнитный калориметр ECal	49
2.2.5 Быстрый передний детектор FFD	50
2.2.6 Передние адронные калориметры FHCAL	52
Глава 3. Параметры и энергетическая калибровка передних адронных калориметров	54
3.1 Передние адронные калориметры FHCAL	54
3.2 Считывание сигналов с FHCAL	55
3.3 Распространение адронных ливней и компенсационное соотношение в передних адронных калориметрах	60
3.3.1 Формирование адронных ливней и флуктуации их компонент	60
3.3.2 Компенсационное соотношение FHCAL	63
3.4 Энергетическое разрешение FHCAL	66

3.5	Энергетическая калибровка FHCAL с помощью космических мюонов	69
3.5.1	Экспериментальная установка по измерению космических мюонов	69
3.5.2	Процедура энергетической калибровки	71
Глава 4. Определение центральности при помощи передних адронных калориметров		
4.1	Выбор оптимальной фрагментационной модели	78
4.2	Определение центральности с помощью пространственно-энергетических распределений в FHCAL	85
4.2.1	Метод корреляций продольной и поперечной энергии	86
4.2.2	Метод двумерной аппроксимации пространственно-энергетического распределения в модулях FHCAL	88
4.2.3	Сравнение результатов определения центральности с использованием FHCAL и TPC	90
4.2.4	Метод комбинирования наблюдаемых из FHCAL и TPC	94
4.2.5	Алгоритмы двумерной аппроксимации корреляций наблюдаемых и выделение границ классов центральности	98
Глава 5. Измерение ориентации плоскости реакции		
5.1	Коллективные потоки и плоскость реакции	104
5.2	Подходы к определению плоскости реакции в различных экспериментах	107
5.3	Метод измерения плоскости реакции в эксперименте MPD с помощью FHCAL	109
Заключение		113
Список сокращений и условных обозначений		115
Список литературы		118
Список рисунков		135
Список таблиц		144

Введение

Актуальность темы. В данной работе обсуждаются релятивистские столкновения тяжелых ионов, в результате которых может образовываться чрезвычайно горячая и плотная материя. Предполагается, что такое состояние ядерной материи существовало в ранней Вселенной вскоре после Большого взрыва. Изучение физики этих столкновений направлено на понимание свойств и поведения такой материи, которые невозможно изучить с помощью традиционных лабораторных методов.

За последние несколько десятилетий физика столкновений тяжелых ионов претерпела быстрое развитие благодаря прогрессу в технологии ускорителей, разработке детекторов и продвижению в теоретических исследованиях. Эти факторы позволили изучать свойства вещества в экстремальных условиях, включая высокие температуры, плотности и давления. Теоретическая основа для изучения столкновений тяжелых ионов включает в себя гидродинамику и модели кварк-глюонной плазмы (КГП) — состояния материи, существование которой предполагается при очень высоких температурах и плотностях.

Состояния вещества при различных значениях температуры и барионного химического потенциала могут быть представлены в виде фазовой диаграммы квантовой хромодинамики [1] (КХД) (рис. 1). Данная диаграмма описывает состояния вещества при различных значениях температуры и барионного химического потенциала. Различные области диаграммы соответствуют разным фазам материи, включая адронную материю, кварк-глюонную плазму и другие. В рамках КХД поведение материи определяется сильным взаимодействием кварков и глюонов. При экстремально высоких температурах и низких барионных химических потенциалах предполагается, что материя находится в состоянии деконфайнмента, известного как кварк-глюонная плазма [2]. В этом состоянии кварки и глюоны могут свободно перемещаться независимо друг от друга. Напротив, при низких температурах и высоких барионных химических потенциалах ожидается, что материя находится в связанном состоянии адронной материи. При низких температурах и высоких плотностях нуклоны переходят в короткоживущие состояния, барионные резонансы, которые распадаются путем испускания мезонов. В таком случае кварки заключены внутри адронов, таких как протоны и нейтроны.

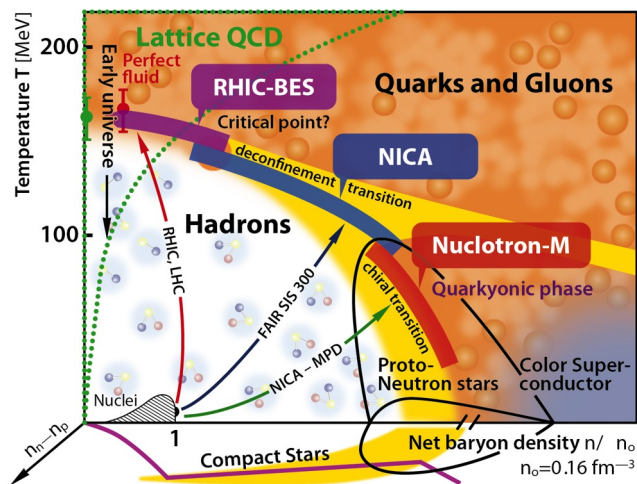


Рисунок 1 — Фазовая диаграмма КХД с отмеченными на ней областями различных современных экспериментов. Рис. из [3].

Исследование различных областей фазовой диаграммы КХД предоставляет значимую информацию о поведении материи в экстремальных условиях, которые предположительно существовали в ранней Вселенной через несколько микросекунд после Большого взрыва. Отметим, что изучение фазовой диаграммы КХД требует масштабного численного моделирования и проведения экспериментальных измерений.

Исследование фазового перехода [4] является еще одним из важных аспектов в изучении фазовой диаграммы КХД. Этот фундаментальный процесс, обусловленный сильным взаимодействием, привлекает значительное внимание в последние годы. Фазовый переход характеризуется изменением свойств материи от адронного состояния к кварк-глюонному. При конечных температурах и плотностях — это переход первого порядка, связанный с явлениями конфайнмента и нарушением киральной симметрии [5].

Ряд недавних исследований, посвященных фазовой диаграмме адрон-кваркового перехода при конечной температуре и плотности, уделял особое внимание асимметричной материи. Эти работы, опираясь на различные методы, выявили интересные признаки перехода, например, эффект изоспиновой дистилляции, который представляет собой изоспиновое обогащение кваркового компонента в смешанной фазе в случае асимметричной материи. Расчеты также указывают на существенное влияние киральной динамики и эффекта деконфайнмента на положение области перехода. Точка на фазовой диаграмме, в которой предположительно происходит фазовый переход первого порядка, называется критической конечной точкой (СЕР), и множество работ в последние годы были

посвящены ее поиску. Отметим, что и сам вопрос существования такой точки [6—8], и ее положение на фазовой диаграмме являются дискуссионными [9—21]. Поиски критической точки, как и исследование фазовой диаграммы КХД в целом, не ограничены теоретическими работами и представляют интерес для тяжелоионных экспериментов [22], проводимых на Большом адронном коллайдере (LHC), Релятивистском коллайдере тяжелых ионов (RHIC) [23], а также в экспериментах NA61/SHINE (SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment) [24] и CBM (Compressed Baryonic Matter) на GSI-FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) [25].

Данная работа выполнялась в рамках будущего эксперимента MPD (Multi-Purpose Detector) NICA (Nuclotron based Ion Collider fAcility) в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ), Дубна. Эксперимент MPD предоставляет уникальную возможность изучать ядерную материю в экстремальных условиях — при высоких плотностях барионов и температурах [26]. В рамках эксперимента будет изучаться вышеописанный фазовый переход и осуществляться поиск критической конечной точки.

Область возбужденной плотной барионной материи, которая будет изучаться в MPD, расположена примерно между динамическими траекториями двух сталкивающихся ионов при предельных энергиях столкновения [27]. В этой области вполне возможно экспериментальное подтверждение фазового перехода. Не менее важна экспериментальная информация о свойствах адронов в плотной материи, которая может пролить свет на восстановление киральной симметрии и происхождение масс адронов. Кроме того, коллайдер NICA рассчитан на высокую светимость при энергиях, характерных для высокой плотности чистых барионов. Эти особенности делают эксперимент MPD идеальным инструментом для исследования различных фаз ядерной материи.

Отметим, что измерения на MPD не ограничиваются только столкновениями тяжелых ионов, но также включают элементарные реакции. Последние являются важным эталоном для интерпретации данных, полученных в экспериментах с тяжелыми ионами.

Данная диссертация посвящена определению геометрии столкновений тяжелых ионов при помощи передних адронных калориметров FHCAL. В частности, в диссертации описаны разработанные методы считывания и обработки сигналов с передних калориметров, энергетическая калибровка модулей калориметра, методы определения центральности столкновений тяжелых ионов, а также методы измерения плоскости реакции.

Целью диссертационной работы является разработка методов определения геометрии столкновений тяжелых ионов при помощи передних адронных калориметров FHCAL.

Данные методы включают в себя анализ сигналов и энергетическую калибровку FHCAL калориметров, разработку алгоритмов обработки пространственно-энергетических распределений в модулях калориметра, получение на их основе параметров геометрии столкновений тяжелых ионов и разработку программных пакетов, реализующих данные методы.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать методы считывания и анализа сигналов с передних адронных калориметров. Методы должны включать в себя анализ формы сигналов, определение их амплитудных характеристик.
2. Разработать метод энергетической калибровки адронных калориметров с помощью космических мюонов с различной геометрией треков.
3. Выбрать Монте-Карло модели тяжелоионных столкновений с фрагментацией. Провести их верификацию на существующих экспериментальных данных для использования в моделировании будущего эксперимента MPD.
4. Разработать методы определения центральности и ориентации плоскости реакции столкновений, опирающиеся на энерговыделение в передних адронных калориметрах. Для выполнения этой задачи необходимо найти наилучшие наблюдаемые для определения центральности, разработать метод анализа пространственного распределения энергии в калориметре, разработать подходы для выделения классов центральности событий.
5. Разработать метод определения центральности по выделенной в калориметре энергии в сочетании с множественностью треков в время-проекционной камере MPD. Провести сравнение различных подходов к определению центральности.

Научная новизна:

1. Были разработаны и впервые применены методы считывания и анализа сигналов с модулей переднего адронного калориметра. Разработанные методы включают в себя анализ формы сигналов, определение их амплитудных характеристик. Был разработан критерий сепарации полезных

сигналов от когерентных шумов, он заключается в анализе формы сигнала в заданном окне и оценке удовлетворения формы сигнала критериям отбора.

2. Был создан новый метод энергетической калибровки модулей передних адронных калориметров с помощью космических мюонов различной геометрии. Применение подхода с космическими мюонами различной геометрии необходимо, поскольку положение калориметра в экспериментальной установке MPD зафиксировано, и получение мюонных пучков для энергетической калибровки не представляется возможным.
3. Были разработаны оригинальные методы определения геометрии столкновений тяжелых ионов с использованием пространственно-энергетических распределений в передних адронных калориметрах. Метод включает в себя получение уникальных наблюдаемых для построения корреляций, которые используются для оценки классов центральности столкновений тяжелых ионов. Также в методе реализованы новые подходы к выделению классов центральности из данных корреляций.
4. Была проведена верификация некоторых фрагментационных Монте-Карло моделей на экспериментальных данных и впервые дана оценка применимости этих моделей к моделированию отклика адронного калориметра в эксперименте MPD/NICA.
5. Был разработан новый комбинированный метод определения центральности, основанный на трехмерной корреляции наблюдаемых из передних адронных калориметров и время-проекционной камеры. Данный метод обеспечивает значительное улучшение точности определения центральности столкновений для центральных и полужентральных событий.
6. Были разработаны оригинальные программные пакеты, реализующие указанные методы.

Практическая значимость. Работа имеет важное практическое значение, так как в ее рамках были разработаны инструменты для обработки сигналов с передних адронных калориметров и методы энергетической калибровки этих калориметров. Были разработаны оригинальные методы определения центральности и ориентации плоскости реакции с использованием передних адронных калориметров. Была осуществлена реализация этих методов в виде программных пакетов на языке C++, которые на данный момент применяются в коллаборации

MPD/NICA. Данная работа существенно способствует использованию адронного калориметра для выполнения физических задач в будущем эксперименте MPD.

Методология и методы исследования. Разработанные методы предоставляют ряд решений в анализе данных с передних адронных калориметров. При их разработке были использованы аналитические и численные методы исследования. Программное изложение разработанных методов реализовано на языке C++. Демонстрация результатов разработанных методов определения центральности столкновений в работе осуществлена посредством компьютерного моделирования и расчета ядро-ядерных столкновений в различных фрагментационных моделях.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработаны и впервые применены методы считывания и анализа сигналов с передних адронных калориметров эксперимента MPD/NICA. Разработанные методы включают в себя анализ формы сигналов и определение их амплитудных характеристик. Реализован критерий сепарации полезных сигналов от когерентных шумов, обеспечивающий качественную фильтрацию электронных шумов и помех.
2. Разработаны методы энергетической калибровки модулей передних адронных калориметров с помощью космических мюонов с различной геометрией треков. Использование подхода с космическими мюонами для передних адронных калориметров в эксперименте MPD/NICA необходимо из-за фиксации калориметра в рабочем положении и отсутствия мюонных пучков на ускорительном комплексе.
3. Разработаны методы определения центральности передними адронными калориметрами в эксперименте MPD/NICA. Методы используют пространственно-энергетические распределения в передних адронных калориметрах. В рамках методов конструируются уникальные экспериментальные наблюдаемые, которые используются для оценки центральности события. Эти наблюдаемые применяются для получения двумерных и трехмерных корреляций, которые используются для определения классов центральности. Для выделения классов центральности из полученных корреляций разработаны специальные подходы.
4. Разработаны методы измерения ориентации плоскости реакции (плоскости событий) по распределению энергии спектаторов в модулях передних адронных калориметров эксперимента MPD/NICA. Одновременная

регистрация протонов- и нейтронов-спектаторов, регистрация спектаторов обоих сталкивающихся ядер и высокая поперечная сегментация калориметров обеспечивают получение уникально-высокой точности восстановления угла плоскости событий около 20° .

5. Созданы программные пакеты на языке C++, реализующие методы определения геометрии столкновений тяжелых ионов в эксперименте MPD/NICA.

Достоверность полученных результатов обеспечивается корректностью применения апробированного в научной практике исследовательского и аналитического аппарата; экспериментальной проверкой предложенных методов на ряде задач и реальных наборах данных с экспериментов; описаниями методов и результатов, допускающими их воспроизводимость; публикациями в журналах и трудах конференций по тематике исследования.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на международных и всероссийских конференциях:

1. Volkov V. — Approaches in centrality measurements of heavy ion collisions with forward calorimeters at MPD/NICA facility — ICPPA2020 5th International Conference on Particle Physics and Astrophysics — (2020) — <https://indico.particle.mephi.ru/event/35/contributions/2329/>
2. Volkov V. et al. — Physics with spectators in MPD/NICA experiment — NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies — (2020) — <https://indico.cern.ch/event/839985/contributions/3983595/>
3. Volkov V. — Centrality and spectators properties measurements with hadron calorimeter in MPD/NICA experiment — The XXIV International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (AYSS-2020) — (2020) — <https://indico.jinr.ru/event/1119/contributions/10690/>
4. Volkov V. et al. — Forward hadron calorimeter (FHCal) at MPD NICA — TIPP2021 International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics — (2021) — <https://indico.cern.ch/event/981823/contributions/4295382/>
5. Volkov V. — Centrality determination in MPD at NICA: Application of hadron calorimeters — International workshop “Analysis techniques for centrality determination and flow measurements at FAIR and NICA” —

- (2020) — <http://indico.oris.mephi.ru/event/181/session/0/contribution/18>
6. Волков В. — Определение плоскости реакции столкновений тяжелых ионов передними адронными калориметрами в эксперименте MPD NICA — 64-я Всероссийская научная конференция МФТИ — (2021)
 7. Волков В. — Определение центральности столкновений тяжелых ионов передними адронными калориметрами в эксперименте MPD на ускорительном комплексе NICA — 63-я Всероссийская научная конференция МФТИ — (2020)
 8. Волков В. — Определение центральности в эксперименте MPD на ускорительном комплексе NICA — Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2020» — (2020) — <https://lomonosov-msu.ru/rus/event/schedule/781?date=2020-11-18#7018>
 9. Volkov V. — Development of procedure for MPD FHCAL centrality determination — CREMLINplus WP2 kick-off meeting — (2020) — <https://indico.gsi.de/event/10807/contributions/45444/>

Результаты работы также были представлены на ряде международных совещаний коллаборации MPD/NICA.

Личный вклад. Все изложенные в диссертации результаты получены лично автором, либо при его непосредственном участии.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 печатных изданиях, из которых 6 — в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus.

Ссылки на данные публикации: [26; 28—32].

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 5 глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 144 страницы, включая 79 рисунков и 1 таблицу. Список литературы содержит 164 наименования.

Глава 1. Методы определения геометрии столкновений тяжелых ионов

1.1 Глобальные характеристики столкновений тяжелых ионов

В физике столкновений тяжелых ионов основные наблюдаемые, как правило, представляются в виде зависимостей от глобальных параметров, характеризующих геометрию столкновений. По этой причине измерение глобальных характеристик является важнейшей задачей. Геометрия столкновений определяется такими параметрами как центральность, плоскость реакции и прицельный параметр [33; 34]. Обратимся к важнейшим из них.

Центральность является важным параметром в физике столкновений тяжелых ионов, поскольку предоставляет информацию о степени перекрытия между двумя сталкивающимися ядрами. Центральностью в более узком смысле называют количество провзаимодействовавших нуклонных пар при соударении ядер. Таким образом определяется объем области перекрытия сталкивающихся ядер. Величину, используемую для оценки центральности, называют прицельным параметром соударения \mathbf{b} . Прицельный параметр — расстояние (в случае скалярной величины) или вектор между центрами двух сталкивающихся ядер, он характеризует центральность столкновения. При центральном столкновении прицельный параметр близок к нулю, в то время как в периферических столкновениях он близок к верхнему пределу, который обычно лежит в диапазоне от 16 до 20 фм для тяжелых ядер. Диапазон определяется типом сталкивающихся ядер. Прицельный параметр является важнейшей характеристикой, поскольку он определяет начальные условия столкновения и, следовательно, влияет на последующую эволюцию образовавшейся системы. В частности, в центральных столкновениях градиенты давления максимальны [35], что приводит к образованию горячей и плотной среды, в том числе и КГП.

Согласно определению, прицельный параметр является неизмеряемой величиной. Поэтому необходимо использование наблюдаемых, которые коррелируют с ним [36]. Установить соответствие между центральностью столкновения и значением прицельного параметра можно количественно, с помощью измерения числа частиц, образовавшихся в столкновении. Та или иная наблюдаемая может быть использована для определения степени перекрытия сталкивающихся ядер и

соответствующего прицельного параметра, путем сравнения экспериментальных данных с теоретическими моделями.

Столкновение двух ядер можно рассматривать как сложный процесс, включающий большое количество нуклонов, которые можно разделить на участники (участники) и зрители (зрители). Определение ролей, которые играют эти две группы, имеет решающее значение для более глубокого понимания поведения материи в экстремальных условиях. Участники относятся к нуклонам (протонам и нейтронам), которые непосредственно участвуют в столкновении и взаимодействуют с другими нуклонами в сталкивающихся ядрах. Эти взаимодействия приводят к образованию новых частиц и передаче энергии и импульса между сталкивающимися ядрами. Участники играют решающую роль в столкновении, поскольку они определяют его исход, включая степень термализации и распределение образовавшихся частиц. Зрители — это нуклоны, которые не принимают непосредственного участия в столкновении, хотя и присутствуют в сталкивающихся ядрах. Зрители играют пассивную роль и не вступают во взаимодействие с другими нуклонами. Тем не менее, они оказывают влияние на общий результат столкновения. Схематическое изображение столкновения показано на рис. 1.1 [37].

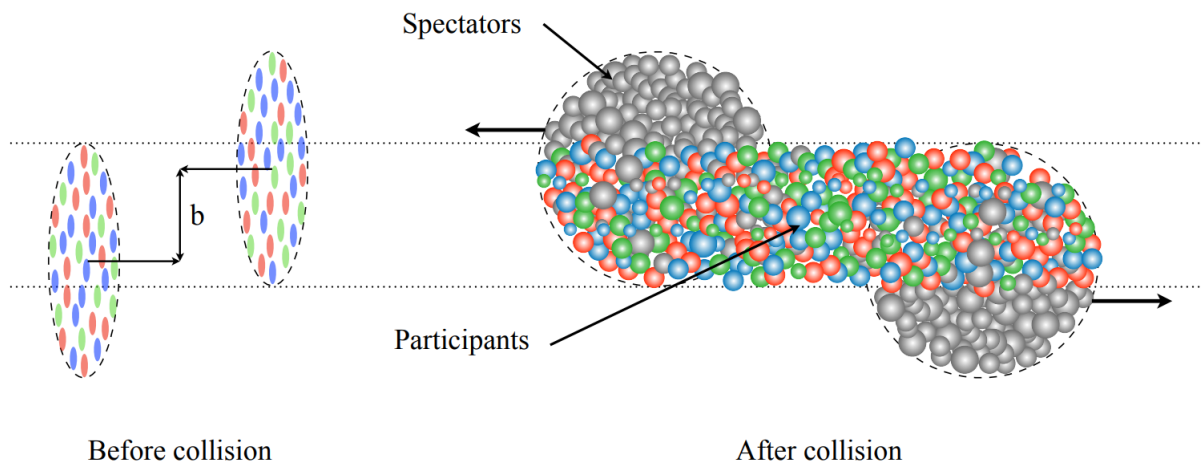


Рисунок 1.1 — Схематическое изображение столкновения тяжелых ионов. Показан прицельный параметр b , а также нуклоны-участники и нуклоны-зрители. Рис. из [37].

В экспериментах по столкновению тяжелых ионов участники и зрители могут быть идентифицированы с помощью различных экспериментальных методов. Например, при помощи измерения поперечного импульса, поскольку

участники обычно имеют больший поперечный импульс, чем зрители. Другие методы, такие как идентификация частиц и спектрометрия, также могут быть использованы для идентификации и характеристики свойств участников и зрителей. Часто столкновения характеризуются общим числом нуклон-нуклонных столкновений N_{coll} .

Множественность частиц и их полная поперечная энергия в столкновениях тяжелых ионов прямо пропорциональны числу участвующих нуклонов N_{part} и числу зрителей N_{spec} . Эта зависимость позволяет определить число участвующих нуклонов на основе наблюдаемой множественности частиц и их полной поперечной энергии, предоставляя важную информацию о начальных условиях и динамике столкновения. Отметим, что возможно прямое измерение числа зрителей.

Плоскость реакции (Reaction Plane, RP) определяется как плоскость, в которой находятся вектор \mathbf{b} и ось пучка (рис. 1.2) [38]. Плоскость реакции используется, в частности, для измерения азимутальных коллективных потоков. Однако на практике, согласно определению, она не может быть измерена напрямую. В качестве приближения к плоскости реакции используется плоскость события (Event Plane, EP) [39]. Плоскость события может рассчитываться на основе пространственного распределения рожденных частиц, которые тем или иным образом регистрируются, например, по множественности треков из время-проекционных камер или по пространственному распределению зрителей.

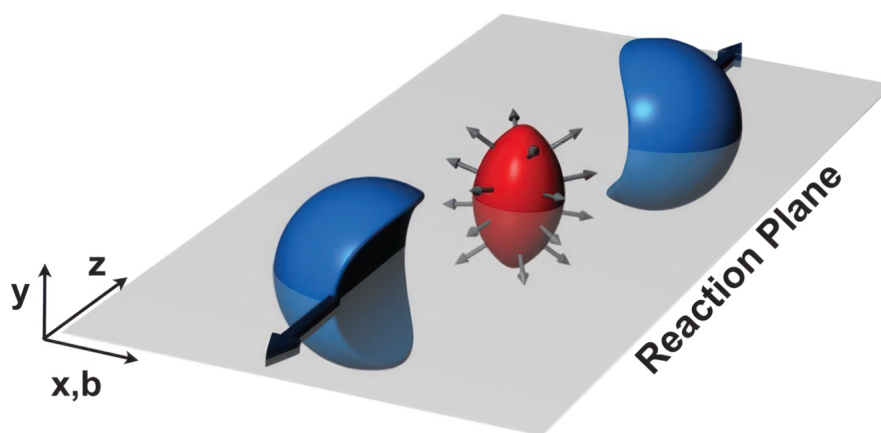


Рисунок 1.2 — Схематическое изображение плоскости реакции в столкновении тяжелых ионов. Плоскость задана осью столкновения и вектором прицельного параметра. Рис. из [38].

Из-за флуктуаций числа рожденных частиц EP может значительно отличаться от RP в отдельных событиях. Эта разница может иметь значительные последствия для интерпретации экспериментальных данных. Например, флуктуации в начальном состоянии системы могут внести свой вклад в EP и исказить измерение коллективных потоков. Для борьбы с подобными искажениями применяются специальные методы, например, метод коррекции разрешения плоскости событий [40].

1.2 Модель Глаубера

Проблема аналитического описания начального состояния в столкновениях тяжелых ионов привела к разработке модели Глаубера [41; 42]. Модель Глаубера, представленная Роем Глаубером, нобелевским лауреатом по физике 2005 года, дает количественное описание геометрической конфигурации сталкивающихся ядер при высоких энергиях. Модель делает минимальные предположения о сечении взаимодействия нуклонов с ядрами, предполагая, что оно постоянно на протяжении всего времени прохождения нуклонов от одного ядра к другому, и что ядра движутся по прямой линии вдоль оси столкновения. Данная модель обычно используется для моделирования начальных условий в столкновениях тяжелых ионов и позволяет определить число участвующих нуклонов в процессе образования частиц. Также модель определяет число бинарных столкновений между нуклонами двух ядер, которые, подчиняясь некоторому распределению плотности нуклонов в ядре, сталкиваются с фиксированной энергией при заданном прицельном параметре [33; 43; 44].

Существуют два варианта модели Глаубера: оптический вариант и вариант Монте-Карло. В оптическом подходе общий фазовый сдвиг входящей волны берется как сумма всех возможных фазовых сдвигов двух нуклонов, а мнимая часть фазового сдвига связана с сечением рассеяния нуклона на нуклоне с помощью оптической теоремы [42]. В оптическом приближении делается несколько предположений, в частности, о независимости движения нуклонов в ядре, и о том, что размер ядра намного больше, чем величина нуклон-нуклонной силы. Эти предположения позволяют установить аналитическую связь между числом взаимодействующих нуклонов и числом нуклон-нуклонных столкновений в терминах

элементарного сечения и прицельного параметра нуклон-нуклонного столкновения.

Вероятность неупругого нуклон-нуклонного столкновения при заданной энергии \sqrt{s} и прицельном параметре b в эйкональном приближении [41; 45] выражается как

$$p(\mathbf{b}) = \left(1 - \left|e^{i\chi(\mathbf{b})}\right|^2\right) \equiv t(\mathbf{b}) \sigma_{in}, \quad (1.1)$$

где $\chi(\mathbf{b})$ — фазовый сдвиг, а $t(\mathbf{b})$ — функция толщины ядра, и введена нормировка на полное сечение неупругого взаимодействия σ_{in} .

Плотность нуклонов обычно параметризуется распределением Ферми в виде функции Вудса-Саксона [33]:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + w(r/R)^2}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}, \quad (1.2)$$

где ρ_0 соответствует плотности нуклонов в центре ядра, R соответствует радиусу ядра, a — толщине слоя, а w описывает степень отклонения ядра от сферичности. Данная функция применима для атомных номеров $A \geq 12$, в случае меньших масс, распределение плотности можно описать более простым выражением

$$\int \rho(\mathbf{r}) d^3r = A \quad (1.3)$$

Нуклон-ядерная функция толщины ядра A выводится из геометрических соображений, предполагая, что нуклоны в ядре сохраняют свое положение в процессе столкновения.

$$T_A(\mathbf{b}) = \int dz_A \int d^2s_A \rho_A(\mathbf{s}_A, z_A) t(\mathbf{s}_A - \mathbf{b}), \quad (1.4)$$

здесь поперечные координаты в ядре A заданы вектором \mathbf{s}_A , и

$$\rho_A(\mathbf{s}_A, z_A) = \rho_A \left(\sqrt{\mathbf{s}_A^2 + z_A^2} \right). \quad (1.5)$$

Таким образом, величина $T_A(\mathbf{b})\sigma_{in}$ — вероятность того, что отдельное нуклон-нуклонное столкновение случится в нуклон-ядерном столкновении при прицельном параметре \mathbf{b} . Отсюда уже легко получить оценку количества таких столкновений:

$$P(n; A; \mathbf{b}) = \binom{A}{n} [1 - T_A(\mathbf{b})\sigma_{in}]^{A-n} [T_A(\mathbf{b})\sigma_{in}]^n. \quad (1.6)$$

Аналогичным образом получается выражение для функции толщины столкновения двух ядер А и В:

$$T_{AB}(\mathbf{b}) = \int dz_A \int d^2s_A \rho_A(\mathbf{s}_A, z_A) \int dz_B \int d^2s_B \rho_B(\mathbf{s}_B, z_B) t(\mathbf{b} + \mathbf{s}_B - \mathbf{s}_A). \quad (1.7)$$

И суммарная вероятность неупругого ядерного столкновения:

$$P_{in}(AB; \mathbf{b}) = \sum_{n=1}^{AB} P(n; AB; \mathbf{b}) = 1 - [1 - T_{AB}(\mathbf{b}) \sigma_{in}]^{AB}. \quad (1.8)$$

В действительности, уравнение (1.8) является не самым точным и может быть более приближено к действительности путем фиксации позиций всех нуклонов в ядрах, но в таком случае аналитическое решение становится трудоемким и не универсальным. Потому чаще используется формула (1.8), которая и называется оптическим пределом модели Глаубера.

Из-за своей простоты почти повсеместно используется Монте-Карло модель Глаубера. В ней ядро-ядерное столкновение рассматривается как последовательность независимых нуклон-нуклонных столкновений. Отметим, что для усредненных величин, которые не сильно зависят от флуктуаций, таких как, число бинарных столкновений или число участников, оптический и Монте-Карло подходы дают весьма близкие результаты.

Монте-Карло подход может быть кратко описан в следующей последовательности [44]. Сначала случайным образом выбирается прицельный параметр из распределения числа событий по прицельному параметру b . Затем нуклоны в ядре случайным образом распределяются в соответствии с функцией плотности. Центры ядер смещаются относительно оси столкновения на расстояния $\pm b/2$, в соответствии с ранее выбранным прицельным параметром. Ядра сталкиваются, двигаясь строго параллельно оси столкновения. Считается, что два нуклона сталкиваются, если расстояние d между ними в плоскости, ортогональной направлению пучка, удовлетворяет условию

$$d \leq \sqrt{\sigma_{inel}^{NN}/\pi}, \quad (1.9)$$

где σ_{inel}^{NN} — полное сечение нуклон-нуклонного неупругого рассеяния. Этот подход позволяет подсчитывать число участвующих нуклонов и число бинарных столкновений и усреднять их по нескольким событиям, что делает его простым и эффективным способом определения геометрических величин в начальном состоянии столкновений тяжелых ионов. Более подробно использование модели

Глаубера для определения центральности будет рассмотрено в следующем разделе.

Кратко рассмотрим двухкомпонентную модель Глаубера [46], поскольку она крайне широко распространена в методиках определения центральности по множественности рожденных частиц. Базовым предположением для использования двухкомпонентной модели Глаубера является предположение о том, что множественности для мягких и жестких процессов пропорциональны, в случае ядро-ядерного столкновения, как числу столкновений N_{coll} (мягкие взаимодействия), так и числу участников N_{part} (жесткие взаимодействия) [47]. Параметр $(1 - f)$ отражает доли этих взаимодействий. Сказанное можно выразить в виде:

$$dN/dy = fn_{pp}N_{\text{part}} + (1 - f)n_{pp}N_{\text{coll}}, \quad (1.10)$$

где n_{pp} — средняя величина множественности заряженных частиц на единицу псевдобыстроты для заданной энергии \sqrt{s} .

Модель Глаубера имеет ряд преимуществ, таких как возможность количественного описания геометрической конфигурации сталкивающихся ядер при высоких энергиях и моделирования начальных условий в столкновениях тяжелых ионов. Тем не менее, модель имеет некоторые ограничения, такие как неспособность учесть сложные взаимодействия между нуклонами и влияние флуктуаций в начальном состоянии. Несмотря на эти ограничения, модель Глаубера по-прежнему является мощным инструментом для изучения начальных стадий столкновений тяжелых ионов и для предсказания конечного состояния продуктов столкновения.

1.3 Подходы к определению центральности в различных экспериментах

Перейдем к рассмотрению ряда существующих экспериментов, направленных на изучение фазовой диаграммы КХД, и обзору методов определения геометрии столкновений тяжелых ионов в этих экспериментах.

1.3.1 Эксперименты на Большом адронном коллайдере

Эксперимент ALICE

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) — это детектор тяжелых ионов, находящийся на Большом адронном коллайдере (БАК, LHC) в ЦЕРН. Его основная цель — изучение свойств сильно взаимодействующей материи и кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных столкновениях при экстремальных температурах и плотностях энергии. Эксперимент ALICE в рамках своей физической программы изучает не только столкновения свинец-свинец (Pb-Pb), но и более легкие ионы, протонно-ядерные столкновения, а также области более низких энергий [48].

Методы определения центральности для Pb-Pb столкновении при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ подробно описаны в работе [49]. Проблемы, которые связаны с определением центральности в ALICE, аналогичны общим проблемам во всех иных экспериментах — величины b , N_{part} , N_{coll} и прочие прямо не измеряемы. В ALICE доступны две наблюдаемые, которые могут быть использованы для определения центральности. Это множественность заряженных частиц (N_{ch}) и энерговыделение в калориметрах нулевого угла (ZDC), которое обозначается как E_{ZDC} . В то время, как множественность всегда монотонно коррелирует с прицельным параметром, энерговыделение в калориметрах имеет неопределенность по отношению к b , поскольку часть связанных фрагментов улетает в отверстие для пучковой трубы. Аналогичная проблема в эксперименте MPD будет обсуждаться в данной работе далее.

Для определения множественности заряженных частиц в ALICE используются сцинтилляционные детекторы VZERO [50], охватывающие области псевдобыстрот $-3,7 < \eta < -1,7$ (VZERO-C) и $2,8 < \eta < 5,1$ (VZERO-A). Они находятся на расстоянии 88 см и 329 см от точки взаимодействия соответственно. Схематическое изображение детекторов представлено на рис. 1.3. Каждый детектор разделен на 4 кольца, состоящих из 32 сцинтилляционных ячеек. Вместе с ними также используются данные по множественности частиц от время-проекционной камеры (TPC) и кремниевого пиксельного детектора (SPD).

Калориметры нулевого угла [51] размещены на расстоянии 112.5 м от точки взаимодействия в туннеле БАК. В действительности, под общим на-

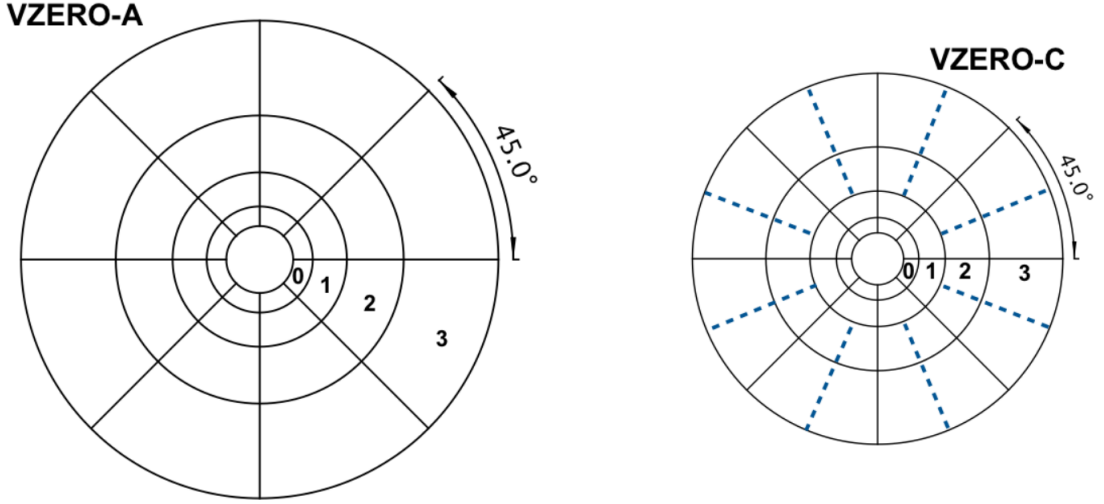


Рисунок 1.3 — Схемы детекторов VZERO-A и VZERO-C, показывающие их сегментацию. Толщина сцинтилляторов составляет 2.5 и 2 см соответственно. Рис. из [50].

званием “калориметры нулевого угла” понимается набор детекторов, который состоит из нейтронного (ZN) и протонного (ZP) детектора. Они регистрируют спектры-нейтроны и спектры-протоны соответственно. Нейтронный детектор расположен под нулевым углом по отношению к оси пучка между двумя пучковыми трубами, в то время как протонный детектор находится снаружи. Протоны-спектры отделяются от ионного пучка в магнитном диполе D1. Условная схема расположения представлена на рис. 1.4. Оба детектора представляют собой черенковские калориметры типа “спагетти”. На расстоянии 7.35 м от точки взаимодействия находятся два передних электромагнитных калориметра (ZEM), дополняющих эту систему, они покрывают область псевдобыстроты $4.8 < \eta < 5.7$.

Обычно центральность в различных экспериментах определяется по проценту от полного сечения ядерного взаимодействия σ , а перцентиль центральности c для столкновения A-A с прицельным параметром b определяется интегрированием распределения прицельного параметра:

$$c = \frac{\int_0^b d\sigma/db'db'}{\int_0^\infty d\sigma/db'db'} = \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db'. \quad (1.11)$$

В ALICE центральность определяется как перцентиль адронного сечения взаимодействия, соответствующего множественности частиц выше заданного порога N_{ch}^{THR} , или энергии, выделенной в ZDC, ниже заданного значения E_{ZDC}^{THR} в

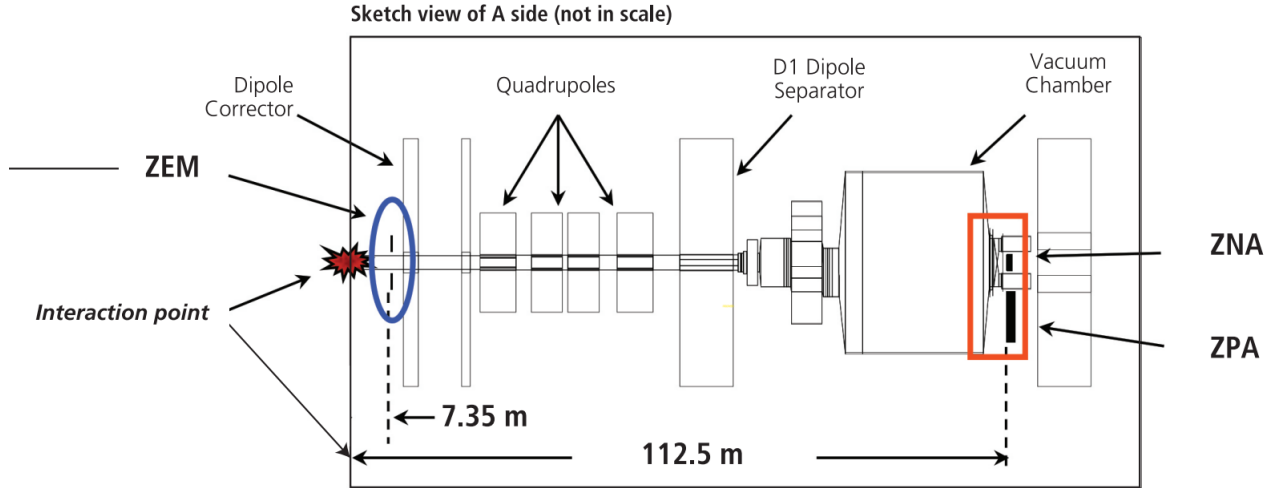


Рисунок 1.4 — Расположение детектора ZDC и двух малых электромагнитных калориметров ZEM, размещенных на расстоянии 7.35 м от точки взаимодействия.

Рисунок показывает одну сторону от точки взаимодействия. Рис. из [52].

распределении энергии ZDC [49]:

$$c \approx \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_{N_{ch}^{THR}}^{\infty} \frac{d\sigma}{dN'_{ch}} \approx \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_0^{E_{ZDC}^{THR}} \frac{d\sigma}{dE'_{ZDC}} dE'_{ZDC}. \quad (1.12)$$

Для классификации столкновений по такому критерию с использованием множественности заряженных частиц в ALICE определяют множественность, при которой чистота выборки событий и эффективность отбора событий становится 100%. Эта точка называется “точкой привязки” (anchor point, AP). Она определяется как амплитуда детектора VZERO, эквивалентная 90% сечения взаимодействия адронов. Таким образом определяется абсолютная шкала центральности. Поиск AP был осуществлен двумя методами.

Первый метод основан на оценке эффективности отбора и чистоты выборки событий. Оценка эффективности проводится с помощью моделирования адронных реакций, а чистота проверяется путем рассмотрения простого отношения количества отобранных событий к их общему числу. Этот метод также позволяет оценить систематическую ошибку, которая может возникнуть из-за параметризации.

Второй метод использует Монте-Карло модель Глаубера в сочетании с отрицательным биномиальным распределением (Negative binomial distribution, NBD) для моделирования распределения множественности частиц, которое затем сравнивается с экспериментальными данными. Моделирование описывает экспериментальные данные до самых периферических событий, где возникают

различия из-за фона и неэффективности триггера. Место расхождения между данными и моделированием может быть использовано для определения точки привязки AP.

Монте-Карло модель Глаубера определяет число участников и столкновений (N_{part} и N_{coll}), соответствующее заданному b . Чтобы применить эту модель к любому столкновению с заданными N_{part} и N_{coll} , вводится понятие предков (анцесторов). Число анцесторов можно параметризовать как $N_{ancestors} = fN_{part} + (1 - f)N_{coll}$, где f — параметр, который используется в двухкомпонентной модели Глаубера. Для получения числа частиц, рожденных в одном столкновении, используется отрицательное биномиальное распределение в виде:

$$P_{\mu,k}(n) = \frac{\Gamma(n+k)}{\Gamma(n+1)\Gamma(k)} \cdot \frac{(\mu/k)^n}{(\mu/k+1)^{n+k}}. \quad (1.13)$$

Данное выражение оценивает вероятность измерить n отсчетов на анцестор, где μ — средняя множественность на анцестор, а k определяет ширину распределения. Для каждого события NBD разыгрывается $N_{ancestors}$ раз, чтобы получить усредненную модельную амплитуду VZERO. После этого происходит минимизация по ансамблю частиц. Подгонка распределений выполняется для достаточно больших амплитуд VZERO, чтобы чистота выборки событий и эффективность отбора событий составляли 100%. Таким образом, остается широкий диапазон значений амплитуд, которые могут быть подогнаны для извлечения параметров f , μ , k непосредственно из данных. Амплитуда VZERO, выше которой находятся 90% адронного сечения, определяет точку привязки AP. После выполнения этой процедуры, возможно разделение подогнанного распределения амплитуд VZERO на классы центральности, как показано на рис. 1.5.

Как было отмечено выше, помимо множественности заряженных частиц, для определения классов центральности возможно также использовать энерговыделение ZDC. Для разрешения неопределенности в E_{ZDC} , обусловленной утечкой связанных фрагментов в пучковой трубе, используется дополнительная наблюдаемая — энерговыделение в малых электромагнитных калориметрах. Такой подход позволяет получить дополнительную информацию об участниках и сделать корреляцию N_{part} более монотонной. Двумерная корреляция энерговыделения в ZDC и амплитуды ZEM может быть разделена на классы центральности несколькими линиями. Пример такого разделения представлен на рис. 1.6. Как видно, возможность отделения периферических классов от центральных все еще значительно

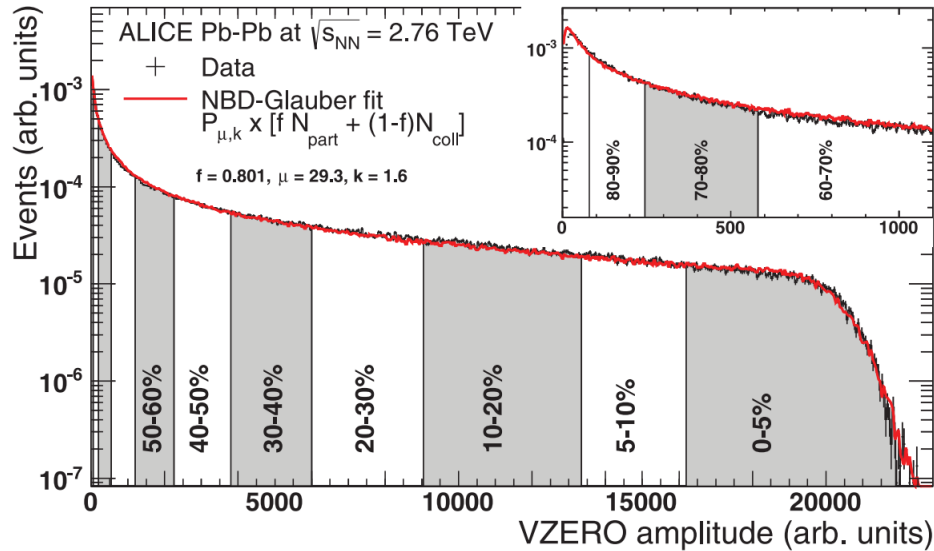


Рисунок 1.5 — Распределение суммарной амплитуды в VZERO, аппроксимированное моделью Глаубера. Рис. из [49].

ограничена. Более того, в то время как энерговыделение для центральных событий в ZDC пропорционально N_{part} , зависимость амплитуды ZEM от N_{part} остается неизвестной. По этой причине принцип разделения корреляции на классы не является тривиальным.

Поиск границ классов центральности по данной корреляции требует привлечения уже полученных классов центральности из VZERO. Границы между минимально возможными классами (минимальное число событий в классе определяется полученным разрешением) аппроксимируются линейными функциями. Эти прямые пересекаются с некоторой точностью в одной точке. Данное наблюдение позволяет разделить двумерную корреляцию на части (они представлены на рис. 1.6 цветами) и определить классы центральности для наиболее центральных событий в диапазоне 0 – 30%, поскольку наклон прямых пропорционален величине тангенса перцентиля центральности.

Эксперимент ATLAS

Эксперимент ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) на Большом адронном коллайдере [53] — это один из самых больших и сложных когда-либо построенных детекторов. Он предназначен для изучения широкого спектра явлений физики

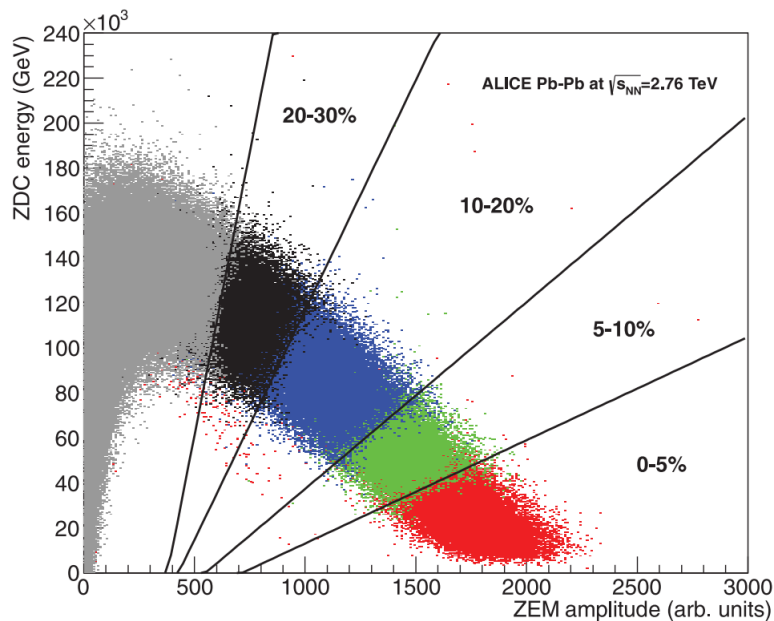


Рисунок 1.6 — Корреляция энерговыделения спектаторов в ZDC и амплитуды в ZEM. Цветами показаны классы центральности, полученные при помощи амплитуд VZERO, линии сходятся в одну точку и проходят по границам классов. Рис. из [49].

частиц, включая столкновения тяжелых ионов. Основной целью эксперимента ATLAS является изучение свойств бозона Хиггса, исследования сильновзаимодействующей материи, поиск новой физики за пределами Стандартной модели.

Для определения геометрии начального состояния в столкновениях тяжелых ионов эксперимент ATLAS анализирует данные в интервалах центральности, которые задаются отборами по полной поперечной энергии, выделенной в передних калориметрах (FCal) [54]. Передние калориметры являются частью жидкоаргонного калориметра (LAr) и расположены в нем симметрично относительно его центра. Один находится в начале LAr (FCalA), другой в конце (FCalC).

Каждый калориметр состоит из трех последовательно расположенных цилиндрических модулей, причем первый модуль, расположенный ближе всего к точке взаимодействия, изготовлен из меди, а два других модуля в основном из вольфрама. Модуль FCal1 преимущественно играет роль электромагнитного калориметра, модули FCal2 и FCal3 ограничивают продольное и поперечное распространение адронных ливней, а также ограничивают утечку частиц в области низкой псевдобыстроты (FCal работают в области $3.1 < |\eta| < 4.9$). Такие частицы имеют маленькую энергию, и их регистрация может быть подавлена.

Модули FCal (рис. 1.7) имеют отверстие, через которое проходят пучки БАК, с внутренними цилиндрическими пучковыми отверстиями. Радиус отверстий увеличивается от модуля к модулю. Такая конструкция коллимирует распыление обломков min-bias частиц вдоль потока, уменьшает радиационный фон в мюонных камерах. Глубина модулей FCal1 составляет 2.7λ , модулей FCal2 и FCal3 — 3.7λ и 3.6λ соответственно. В результате общая активная глубина составляет 10λ . Передняя поверхность FCal1 находится на расстоянии около 4.7 м от точки взаимодействия.

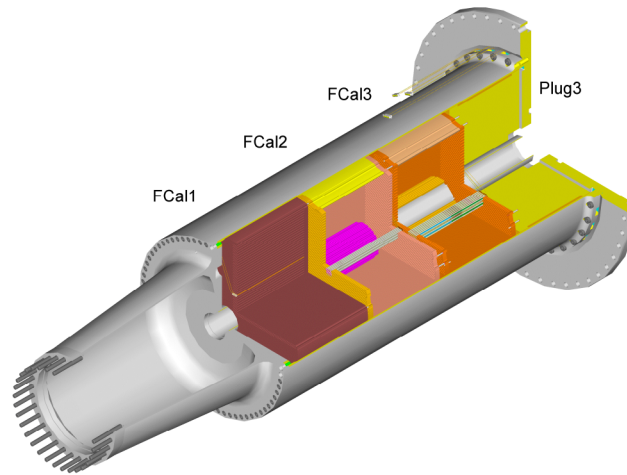


Рисунок 1.7 — Три FCal модуля внутри опорной трубы, структурной части криостата. Рис. из [54].

Интервалы центральности в эксперименте определяются в перцентилях полного неупругого некулоновского сечения для реакции свинец-свинец в диапазоне от 0–10% до 70–80%. Самый центральный интервал (0–10%) соответствует 10% событий с наибольшей поперечной энергией в FCal. Чтобы определить долю полного некулоновского неупругого сечения f используется свертка распределений суммарного энерговыделения в FCal, измеренных в протон-протонных реакциях при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ, с полным Монте-Карло моделированием столкновений в модели Глаубера.

Вычисления в модели Глаубера предполагают, что число N эффективных протон-протонных столкновений на событие свинец-свинец подгоняется в соответствии с описанной ранее “двухкомпонентной моделью”. В эксперименте ATLAS используется почти аналогичная ALICE параметризация:

$$N = (1 - f) \frac{N_{\text{part}}}{2} + f N_{\text{coll}}. \quad (1.14)$$

Подобранная в результате данной процедуры величина f (в данном случае $f = 0.088$) наилучшим образом позволяет описать распределение энерговыделения в FCal. Это распределение делится на интервалы центральности (рис. 1.8) [55].

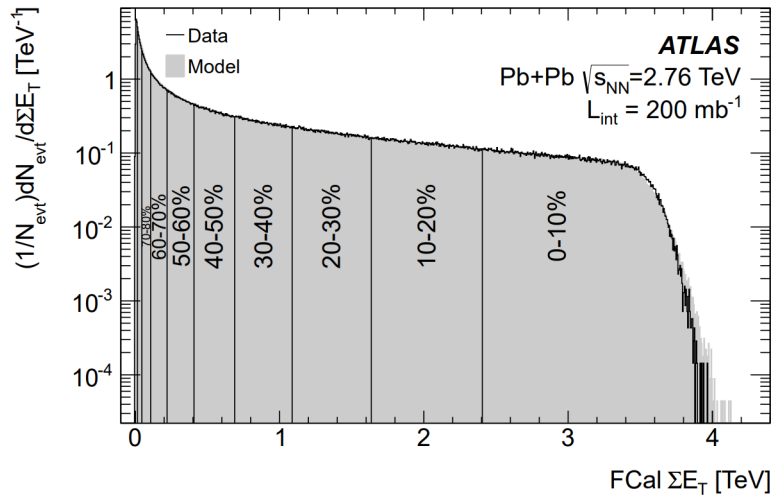


Рисунок 1.8 — Измеренное распределение FCal ΣE_T , разделенное на 10%-ные интервалы центральности (черный). Протон-протонные данные для $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ в свертке с расчётом Монте-Карло модели Глаубера с $f = 0.088$ (серый). Рис. из [55].

Эксперимент LHCb

Эксперимент LHCb, расположенный на Большом адронном коллайдере (БАК) в ЦЕРН, представляет собой передний спектрометр, предназначенный для изучения редких распадов очарованных и прелестных адронов, а также для проведения прецизионных измерений нарушения CP-четности [56]. В эксперименте LHCb для определения центральности столкновений Pb-Pb используется электромагнитный калориметр ECal. Он представляет собой высокогранулированный калориметр, с ячейками типа “шашлык” со слоями сцинтиллятора (4 мм) и свинца (2 мм) (рис. 1.9) и расположен перпендикулярно оси пучка. Толщина ECal составляет 25 радиационных длин (X_0) для обеспечения полной поглощения высокоэнергетических электромагнитных ливней и для получения оптимального энергетического разрешения [57].

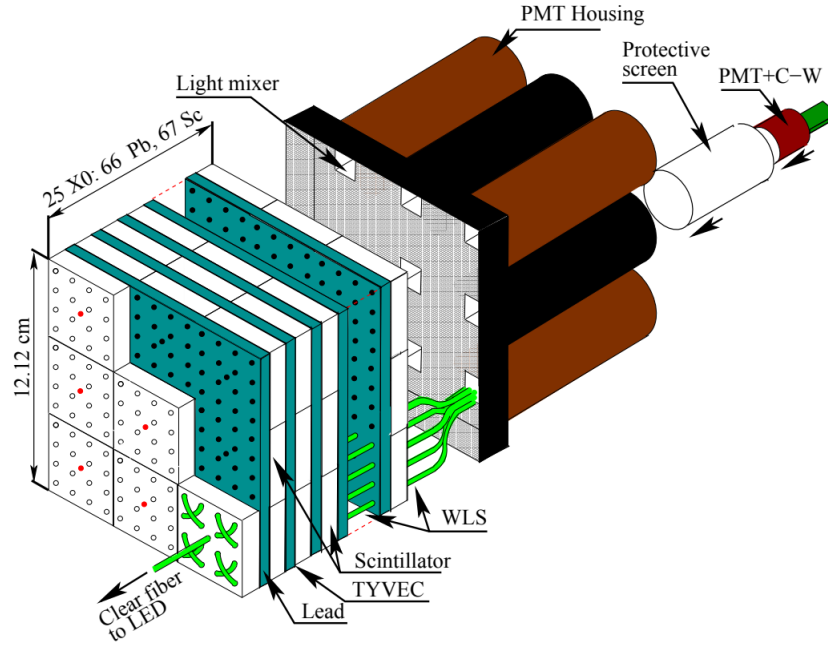


Рисунок 1.9 — Устройство отдельной ячейки ECAL. Рис. из [57].

Определение центральности в столкновениях Pb-Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ТэВ производится по энерговыделению в ECAL. Поскольку в нем регистрируется не только электромагнитная компонента, но и адронная, то для оценки второй первого используется Монте-Карло модель Глаубера, которая подгоняется к имеющимся наблюдаемым [37]. Аналогично ALICE, в начале выполняется моделирование событий, после чего производится оценка числа предков $N_{ancestors}$ по имеющимся величинам N_{part} и N_{coll} в двухкомпонентной модели Глаубера:

$$N_{ancestors} = fN_{part} + (1 - f)N_{coll}. \quad (1.15)$$

Для получения распределения произведенных в столкновении частиц делается свертка $N_{ancestors}$ с отрицательным биномиальным распределением. В данном случае, используется дискретная форма записи NBD

$$P_{p,k}(n) = \frac{(n + k - 1)!}{n!(k - 1)!} p^k (1 - p)^n, \quad (1.16)$$

где $p = \left(\frac{\mu}{k} + 1\right)^{-1}$, где μ и k — параметры, относящиеся к среднему и ширине распределения, а n — число произведенных частиц, которые детектируются в виде энерговыделения в ECAL. Производится подгонка экспериментальных данных к моделированному методом χ^2 . После этого, подобно эксперименту ATLAS, энерговыделение в ECAL может быть разделено на классы центральности. В данном

случае классы содержат 10% от общего числа событий. Результаты процедуры представлены на рис. 1.10.

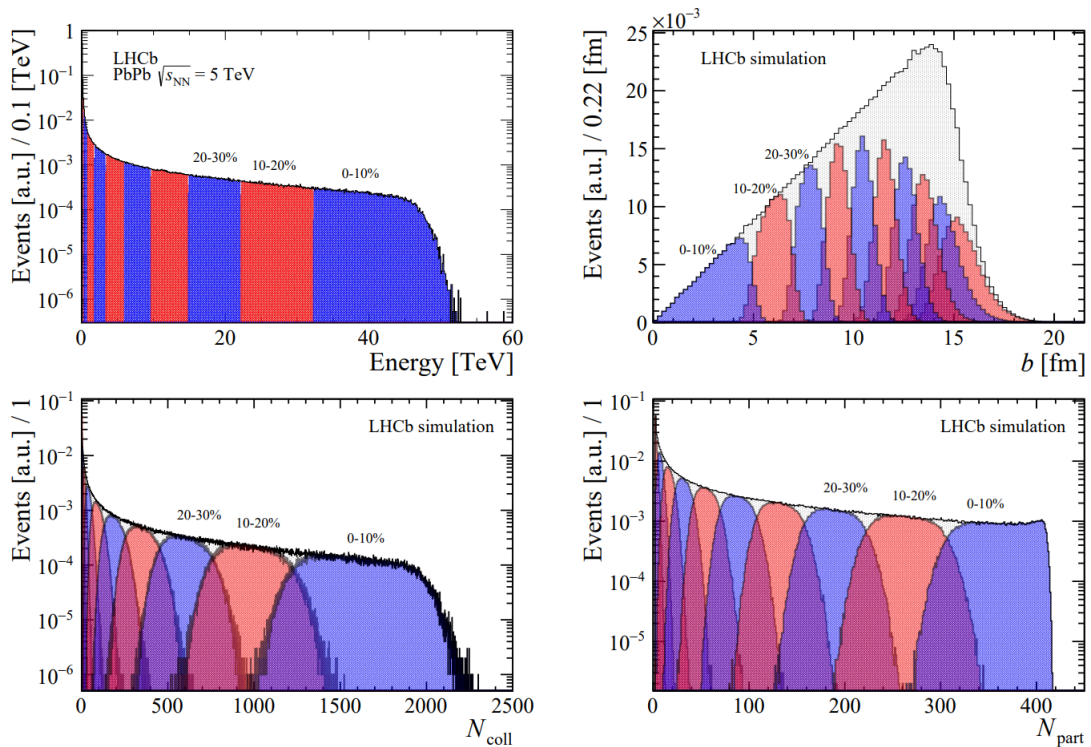


Рисунок 1.10 — Слева сверху — классификация Pb-Pb событий в соответствии с определенными классами центральности, сверху справа — распределение прицельного параметра, внизу слева — N_{coll} , и внизу справа — N_{part} для соответствующих классов центральности. Рис. из [37].

1.3.2 Эксперимент HADES

HADES (The High Acceptance Di-Electron Spectrometer) — эксперимент с фиксированной мишенью на ускорителе SIS18 в GSI, Дармштадт [58]. HADES представляет собой детектор заряженных частиц, он состоит из тороидального магнита, расположенным вокруг пучка, и шести одинаковых секторов детектирования, которые располагаются между катушками магнита. В каждом секторе есть кольцевой черенковский детектор (RICH), за ним четыре слоя многопроволочных дрейфовых камер (MDC), а также сцинтилляционный времяпролетный детектор (TOF) и резистивные плоские камеры (RPC), рис. 1.11.

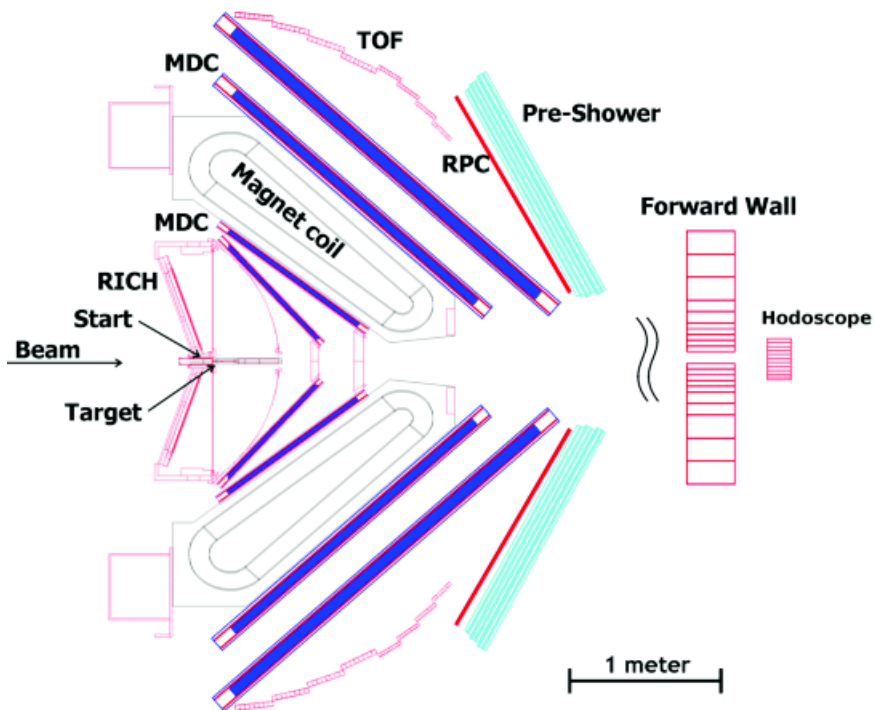


Рисунок 1.11 — Схема эксперимента HADES. Рис. из [58].

Для определения центральности в эксперименте HADES используются две наблюдаемые. Первая — число треков N_{tracks} , регистрируемых MDC, вторая — число срабатываний, зарегистрированных в TOF и RPC детекторах $N_{\text{hits}}^{\text{TOF+RPC}}$. В обычных случаях используется вторая наблюдаемая, поскольку обеспечивает больший и более стабильный аксептанс и, соответственно, большую статистическую значимость. Как и в ALICE, метод сводится к подгонке распределения N_{hits} к модели Глаубера с использованием NBD. Далее распределение разделяется на классы. Привязка к центральности осуществляется путем определения доли полного сечения взаимодействия в столкновениях [59]. Результаты представлены на рис 1.12.

1.3.3 Эксперименты на RHIC

Релятивистский коллайдер тяжелых ионов (RHIC) в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL) является одним из ведущих в мире ускорителей частиц и вторым по размеру после БАК. Он предназначен для изучения высокоэнергетических столкновений тяжелых ионов и исследования фазовой диаграммы КХД. За 23 года была выполнена большая исследовательская программа, включа-

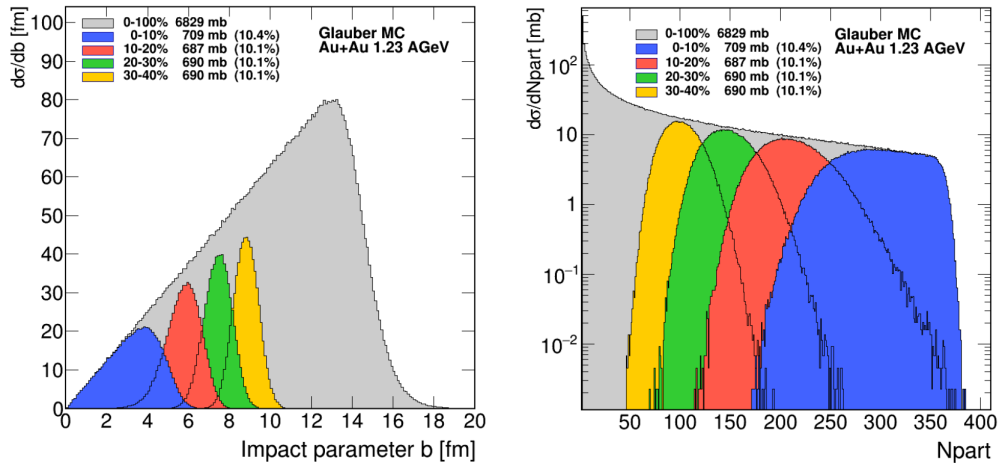


Рисунок 1.12 — Слева — распределения прицельного параметра b , рассчитанные с помощью модели Глаубера. Цветами показаны распределения четырех наиболее центральных классов центральности, выбранные по количеству попаданий $N_{\text{hits}}^{\text{TOF+RPC}}$. Справа — соответствующие распределения числа участников N_{part} . Рис. из [59].

ющая в себя столкновения протонов, ионов золота, урана, меди и других тяжелых ядер в энергетическом диапазоне от 7.7 до 250 ГэВ на нуклон [60]. Экспериментальные установки RHIC включают в себя разнообразный набор детекторов, в том числе STAR (Solenoidal Tracker at RHIC) [61] и PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) [62]. Отметим, что в RHIC на всех детекторах установлены идентичные глобальные детекторы — счетчик пучков (Beam Beam Counter, BBC) и калориметры нулевого угла (Zero Degree Calorimeter, ZDC).

Эксперимент PHENIX

PHENIX — один из экспериментов в BNL, сеансы которого проводились с 2000 по 2016 год. Общий вид детектора в плоскости пучка и поперечной плоскости представлен на рис. 1.13. Центральность в эксперименте определялась через анализ корреляций наблюдаемых с двух типов детекторов. Это уже упомянутые BBC и ZDC [63]. Для более низких энергий акцептанс ZDC был слишком мал, по этой причине использовались только пучковые счетчики [64]. Кратко рассмотрим эти два типа детекторов.

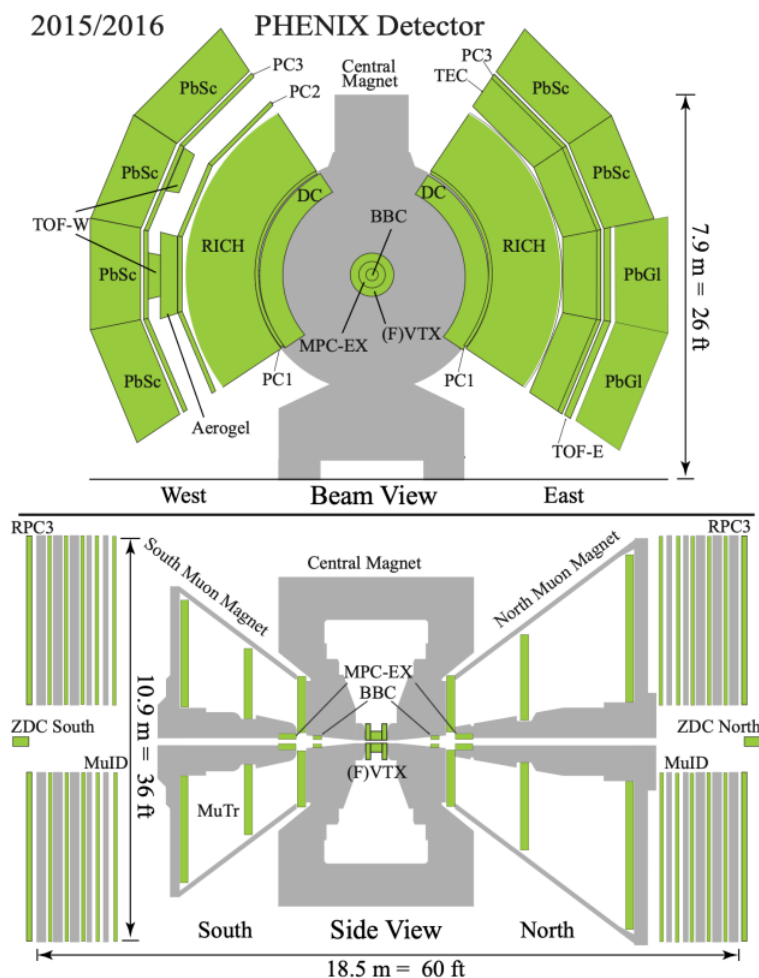


Рисунок 1.13 — Схема эксперимента PHENIX в двух плоскостях (2016). Сверху — схема эксперимента в сечении пучка, снизу — вид сбоку. Рис. из [65].

Детекторы BBC расположены на расстоянии 1.44 м от точки столкновения пучков в северном и южном плечах детектора (BBCN и BBCS соответственно), тем самым покрывая область быстрот $3.1 < |\eta| < 3.9$. Каждое плечо детекторов состоит из 64 длинных шестиугольных кварцевых радиаторов, расположенных в виде сот, на концах которых расположены фотоэлектронные умножители. BBC дает информацию как о множественности частиц, так и о точном времени прилетающей частицы. Внешний вид детектора показан на рис. 1.14 (слева).

ZDC представляют собой адронные калориметры с малой поперечной площадью, которые установлены на расстоянии 18 м, симметрично относительно точки взаимодействия. Они расположены за поворотными магнитами, что дает возможность измерить с очень низким фоном энергию, выделяемую нейтронами-спектаторами. Каждый ZDC состоит из трех модулей, которые считываются

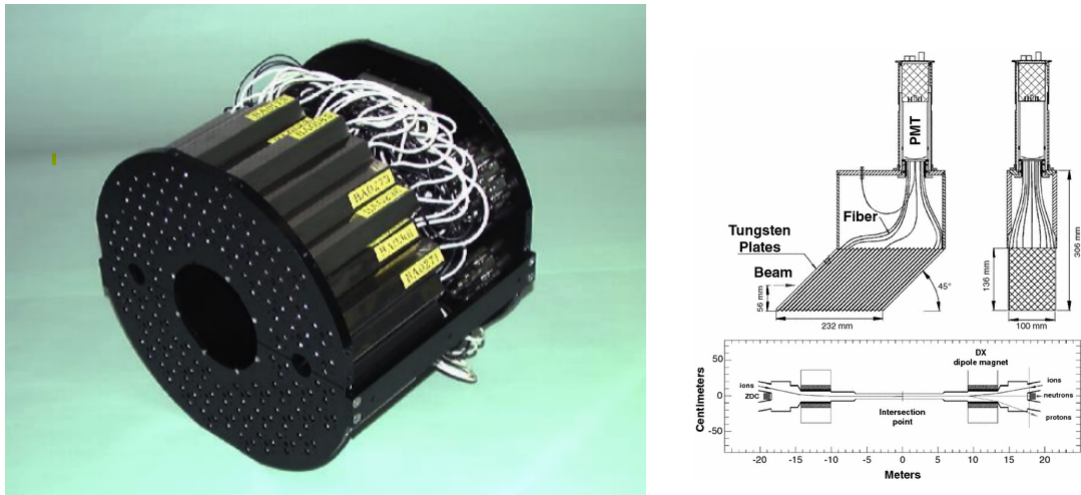


Рисунок 1.14 — Слева — вид детектора V0 с 64 радиаторами и ФЭУ. Справа — структура ZDC и вид сверху на область столкновения, где установлены дипольные магниты и ZDC. Рис. из [63; 66]

одним фотоумножителем [66]. Внешний вид детектора показан на рис. 1.14 (справа).

Центральность в эксперименте для столкновений Au-Au при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 130$ ГэВ и $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ определялась путем анализа корреляций полной выделенной энергии, измеренной в ZDC и полного заряда, измеренного V0.

Один из методов разделения полученной корреляции на классы центральности — так называемый “часовой” метод. Он заключается в выборе фиксированной точки на плоскости корреляции и делении корреляции на части путем вращения луча из заданной точки, который собирает заданный процент событий в класс центральности с желаемой величиной. После этого используется Монте-Карло модель Глаубера и по полученным величинам N_{part} , N_{coll} дается характеристика центральности для каждой части полученной корреляции [67].

Второй вариант определения центральности отличается лишь путем разделения корреляции на классы центральности. В нем строится центростремительный центр масс, проходящий вдоль двумерного распределения. После чего к нему строятся перпендикуляры таким образом, чтобы каждый полученный класс содержал одинаковую долю событий от их общего числа [63]. Подобные разделения показаны на рис. 1.15 слева и справа соответственно.

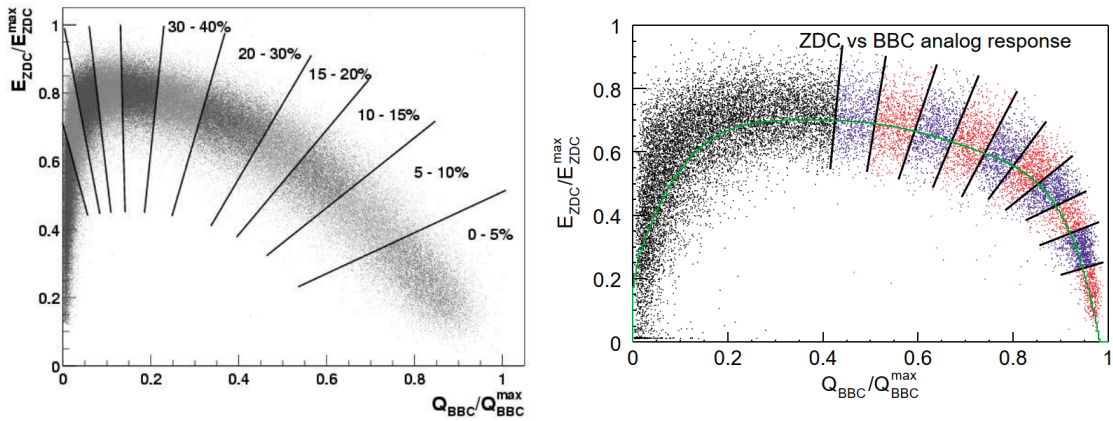


Рисунок 1.15 — Слева — корреляция энерговыведения в ZDC с зарядом в BBC, разделенная на классы центральности методом “часов”. Справа — корреляция между суммарным зарядом в BBC и полным энерговыведением в ZDC. Линии отделяют 5% классы центральности. Самый правый класс представляет события с центральностью от 0% до 5%. Огибающая линия, показанная на рисунке, является центроидом для распределения BBC–ZDC. Линии, отделяющие классы центральности, построены перпендикулярно к ней. Рис. из [63; 67].

Эксперимент STAR

Эксперимент STAR охватывает широкую область исследований, включая адронную и лептонную физику. Большой акцептанс позволяет регистрировать большую часть заряженных адронов, образующихся при столкновении тяжелых ионов. Эксперимент способен измерять корреляции и искать нестатистические флуктуации, указывающие на новую физику, изучать формирование и свойства КГП. STAR также обладает возможностями для измерения таких важных наблюдаемых, как выходы и корреляции адронов, электронов, фотонов и струй. Эти величины используются для изучения партонных взаимодействий в плотной материи. Общая схема детектора показана на рис. 1.16.

Центральность событий в эксперименте STAR определяется по множественности треков заряженных частиц во время-проекционной камере TPC [69]. Время-проекционная камера [70] измеряет траектории, импульс, а также ионизационные потери частиц. TPC представляет собой заполненный преимущественно аргоном цилиндр, длиной 4.2 м и диаметром 4 м с акцептансом $\eta = \pm 1.8$ по полному азимутальному углу. Он находится в магнитном поле, которое служит для

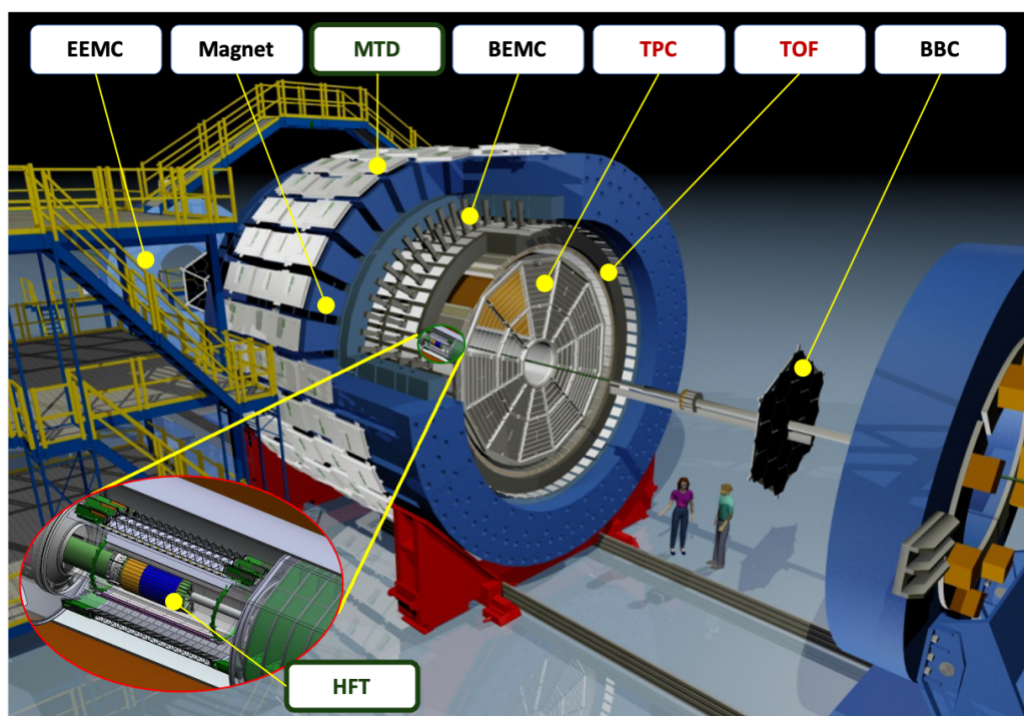


Рисунок 1.16 — Детекторная система STAR. Рис. из [68].

отклонения траекторий исходных частиц, а также для удержания дрейфующих электронов от рассеивания.

Столкновения тяжелых ионов происходят вблизи центра ТРС. При прохождении через ТРС заряженные частицы ионизируют атомы газа, которые в свою очередь высвобождают вторичные электроны. По измеренной энергии дрейфующих электронов определяются положения хитов заряженных частиц и реконструируются траектории. Потери энергии в каждой точке, где произошла ионизации, используются для идентификации частиц.

Центральность, как и во многих вышеописанных экспериментах, определена как доля полного адронного сечения взаимодействия. Аналогично вышеописанным подходам с определением центральности по множественности треков, используется двухкомпонентная Монте-Карло модель Глаубера [71]. Разделение на классы центральности показано на рис. 1.17 вместе с отношением экспериментальных данных к модельным.

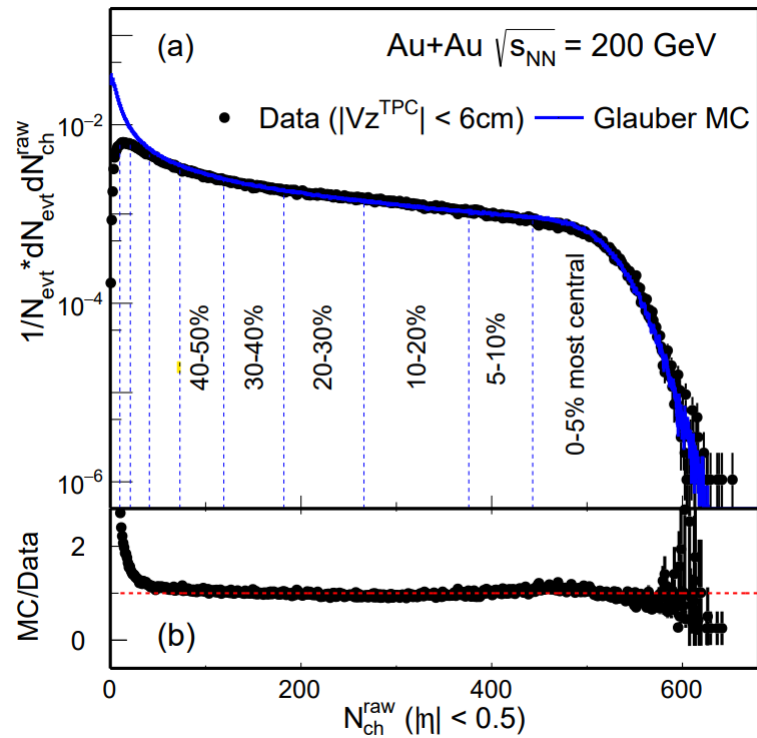


Рисунок 1.17 — Нескорректированное распределение множественности заряженных частиц, измеренное в областях $|\eta| < 0.5$ и $|V_z^{TPC}| < 6$ см. Сплошная кривая — распределение множественности, полученное из Монте-Карло модели Глаубера, соответствующее экспериментальным данным. Внизу показано соотношение между моделированием и реальными данными. Рис. из [69].

1.3.4 Эксперимент NA61/SHINE в ЦЕРН

NA61/SHINE [72] — это многоцелевой эксперимент с фиксированной мишенью, предназначенный для измерения рождения частиц в ядро-ядерных, адрон-ядерных и $p+p$ -взаимодействиях. Детектор расположен на протонном суперсинхротроне (SPS) в северной экспериментальной области ЦЕРН. Схематическое изображение детекторной системы эксперимента представлено на рис. 1.18.

В отличие от описанных экспериментов, определение центральности в NA61 опирается на энергию спектаторов, регистрируемых в переднем адронном калориметре (Projectile Spectator Detector, PSD). Данный калориметр состоит из 44 модулей. Поперечная площадь детектора составляет 120×120 см². Центральная часть калориметра состоит из 16 маленьких модулей с поперечной площадью 10×10 см², а большие модули имеют размеры 20×20 см². Каждый модуль состо-

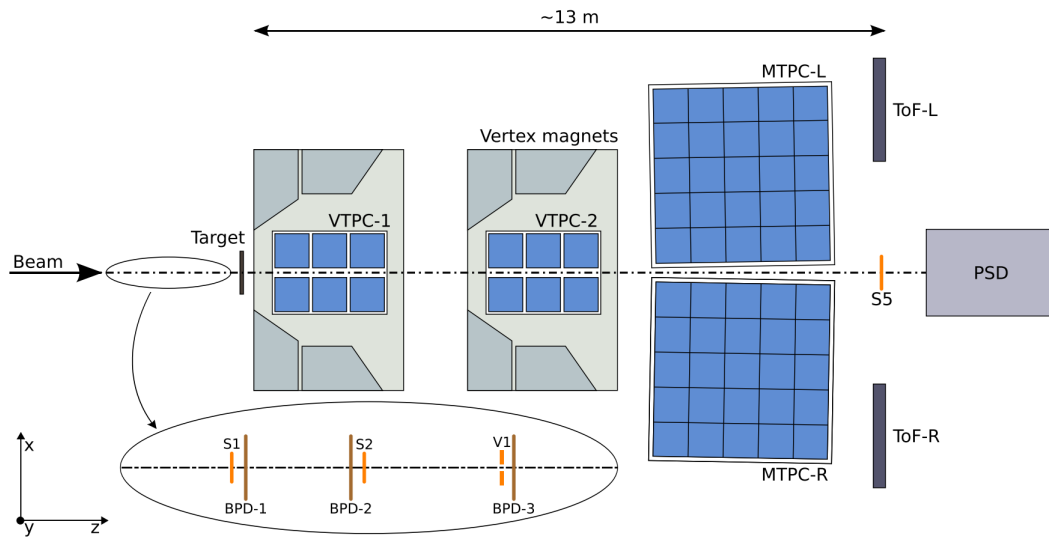


Рисунок 1.18 — Схематическое изображение детекторных систем эксперимента NA61/SHINE (2021), в увеличенной области показана триггерная конфигурация. Рис. из [73].

ит из 6 пар слоев свинец/сцинтиллятор с соотношением 4:1 и толщиной слоев 16 мм и 4 мм соответственно. Светосбор осуществляется по спектросмещающим волокнам и считывается фотодетекторами на задней поверхности калориметра. Поперечная сегментация и структура одного модуля калориметра PSD показано на рис. 1.19. Поскольку в центре калориметра нет пучкового отверстия, то энерговыведение монотонно зависит от центральности. Это дает возможность однозначно определять ее классы.

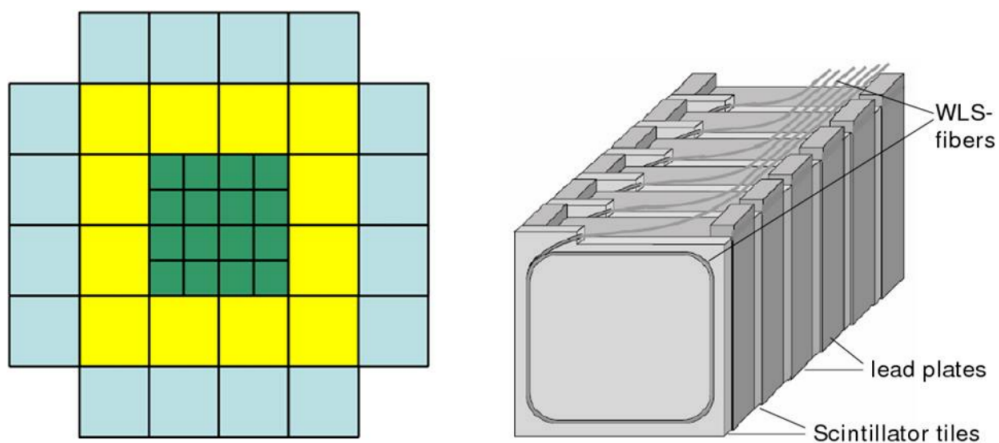


Рисунок 1.19 — Слева — схематическое изображение поперечного вида PSD, справа — структура одного модуля PSD. Рис. из [72].

Для определения наиболее центральных столкновений вместо полной энергии в калориметре E_{PSD} используется наименьшее энерговыведение E_F в области

передних быстрот [74]. Это обусловлено тем, что для полной энергии необходима детальная процедура реконструкции отклика. Величина E_F определяется как полная энергия всех произведенных в процессах сильного и электромагнитного взаимодействия частиц в столкновении в лабораторной системе отсчета в выбранной области передних быстрот [75]. После определения такого класса можно вычислить среднее количество связанных нуклонов и прицельный параметр. Эти вычисления основаны на Wounded Nucleon Model, реализованной в Epos [73]. Получаемое этим путем распределение энергии с классами центральности представлено на рис. 1.20.

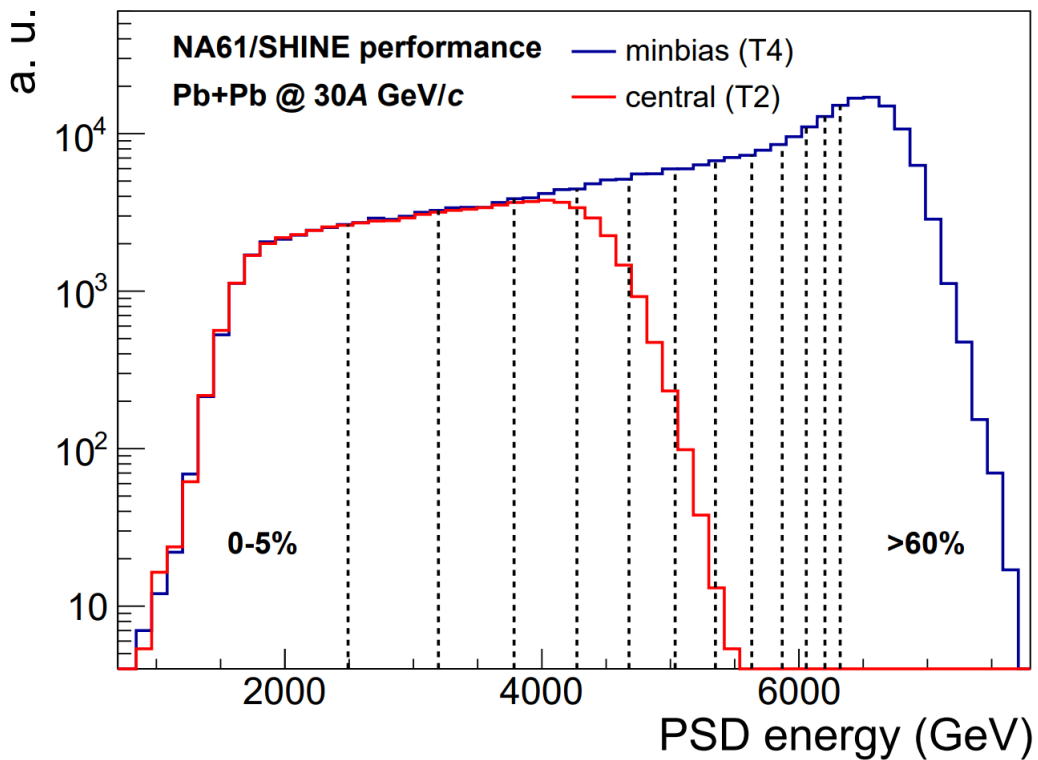


Рисунок 1.20 — Распределение энергии PSD для центрального (T2) и minimum bias (T4) триггеров. Пунктирными вертикальными линиями отмечены границы классов центральности. Рис. из [74].

1.3.5 Преимущества и недостатки различных подходов к определению центральности

Как видно из представленного обзора, для определения классов центральности в экспериментах со столкновениями тяжелых ионов используется ряд

методов. Значительная часть экспериментов (STAR, ATLAS, LHCb, NADES) использует модель Глаубера в процедурах определения классов центральности по множественности. Этот метод можно назвать стандартным. Несмотря на свою распространенность, модель Глаубера имеет ряд недостатков. В первую очередь, эти недостатки исходят из самих предположений модели, которые могут быть справедливы далеко не для всех столкновений. В частности, предположение о фиксированных в ядре нуклонах с фиксированным радиусом для самых центральных или же ультрапериферических взаимодействий может приводить к некорректной оценке по причине партонного насыщения, затенения нуклонов или флуктуаций при малых множественностях [76; 77]. Все эти пункты приводят к большим систематическим неопределенностям и автокорреляциям. Кроме того, при низких энергиях Монте-Карло модель Глаубера может давать нереалистичную оценку числа частиц-участников.

Как было сказано выше, модель Глаубера оперирует величинами, которые не могут быть измерены экспериментально (N_{part} , N_{coll}). Тем не менее, эти величины позволяют сравнивать зависимые от центральности наблюдаемые величины, измеренные в различных экспериментах, то есть служить связью между экспериментом и теорией. Кроме того, широкое распространение модель Глаубера получила потому, что многие аспекты ультрарелятивистских столкновений тяжелых ионов могут быть объяснены только с помощью геометрии ядерных столкновений. Например, полная множественность заряженных частиц зависит от числа участников в широком диапазоне центральности и энергии центра масс. Также эллиптический поток, который возникает из-за пространственной анизотропии объема начального перекрытия в нецентральных столкновениях, во многом успешно изучается благодаря расчету флуктуаций пространственной анизотропии в начальном состоянии реакции.

Способность модели Глаубера отражать флуктуации в зоне перекрытия от события к событию вносит вклад в понимание эллиптического потока и свойств вещества, образующегося в столкновениях тяжелых ионов. Изучение рождения частиц в процессах жесткого рассеяния является еще одной важной областью применения модели Глаубера. Исходя из расчетов в рамках КХД, единственным различием между $p+p$ и $A+A$ столкновениями в пертурбативном описании КХД в отсутствие ядерных эффектов является увеличение потока партонов [42]. Это соответствует масштабированию инвариантных выходов частиц с N_{coll} , рассчитанному по модели Глаубера. Масштабирование жестких процессов было

подтверждено измерением прямых фотонов в столкновениях Au-Au на RHIC [78]. В целом, результаты полученные из Модели Глаубера показывают, что, несмотря на свою простоту, она уже более 50 лет остается полезным базовым инструментом для проведения количественного сравнения столкновений систем разного размера — от протонов до тяжелых ядер [79].

Часть экспериментов (ALICE, PHENIX, NA61) использует энерговыделение или суммарный заряд в калориметрах. В комбинации с другими наблюдаемыми, в частности, с множественностью частиц, можно получить двумерные корреляции, которые потом разделяют на классы. А в случае эксперимента NA61 представлен вариант определения центральности по энерговыделению в калориметре. К преимуществам данных подходов можно отнести то, что они оперируют прямыми и наблюдаемыми измерениями. Кроме того, по сравнению со сложными теоретическими моделями, такими как модель Глаубера, эти измерения предлагают более простой подход к определению центральности. Основное внимание уделяется непосредственному отклику детекторов, что делает эти методы более простыми и легко интерпретируемыми. Кроме того, снижаются потенциальные неопределенности и ограничения, связанные с теоретическими моделями. Впрочем, эти пункты могут обратиться и в недостаток, поскольку затрудняют сравнение с иными экспериментами, так как, например, в случае использования Монте-Карло модели Глаубера, почти все эксперименты рассчитывают величины N_{part} , N_{coll} схожим образом.

Дополнительно к недостаткам методов, опирающихся на энерговыделение в калориметрах, можно отнести случаи, когда присутствует неоднозначность в определении центральности. Например, измерения энерговыделения не всегда позволяют четко и однозначно определить центральность столкновения. Это связано с тем, что различные конфигурации столкновений могут приводить к схожим величинам энерговыделения. Именно эта проблема решается в данной работе, поскольку такая неопределенность возникает вследствие наличия пучкового отверстия в центре калориметра, куда утекает значительное число тяжелых фрагментов, а вместе с ними и большая часть энергии. Для ее решения представлен оригинальный метод, опирающийся на построение новых наблюдаемых, связанных с пространственным распределением энерговыделения в калориметре.

В обзоре не были рассмотрены подходы, использующие машинное обучение (ML-подходы), а также модельно-независимые методы, подробнее о ML см. [80; 81], про модельно-независимый подход см., например, Γ -fit [82]. В общем

случае, преимущества ML-подходов заключаются в потенциальном построении сложных наблюдаемых и использовании всей полноты информации от детекторов, а также в их скорости. К недостаткам относится отсутствие возможности контроля физического смысла процедуры. Что же касается модельно-независимых подходов, то их сила заключена в универсальности, в то время как недостаточная разработка связи между сечением неупругого взаимодействия с энергией при низких энергиях является нерешенной проблемой.

В данной главе не обсуждаются методы измерения ориентации плоскости реакции, которая также является глобальной характеристикой столкновений. Эта тема будет рассмотрена в соответствующей главе.

Глава 2. Эксперимент MPD@NICA

Новый экспериментальный ускорительный комплекс NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) строится в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне. Проектные параметры NICA в режиме коллайдера — столкновения тяжелых ионов (Au-Au, Bi-Bi) в диапазоне энергий 4–11 ГэВ на пару нуклонов. Установка также будет обеспечивать столкновения поляризованных протонов и дейтронов.

2.1 Физическая программа эксперимента MPD

Основным детектором, предназначенным для исследований в области КХД в NICA, является многоцелевой детектор (MPD), который строится на одном из двух пересечений пучков в NICA. Схема комплекса NICA представлена на рис. 2.1.

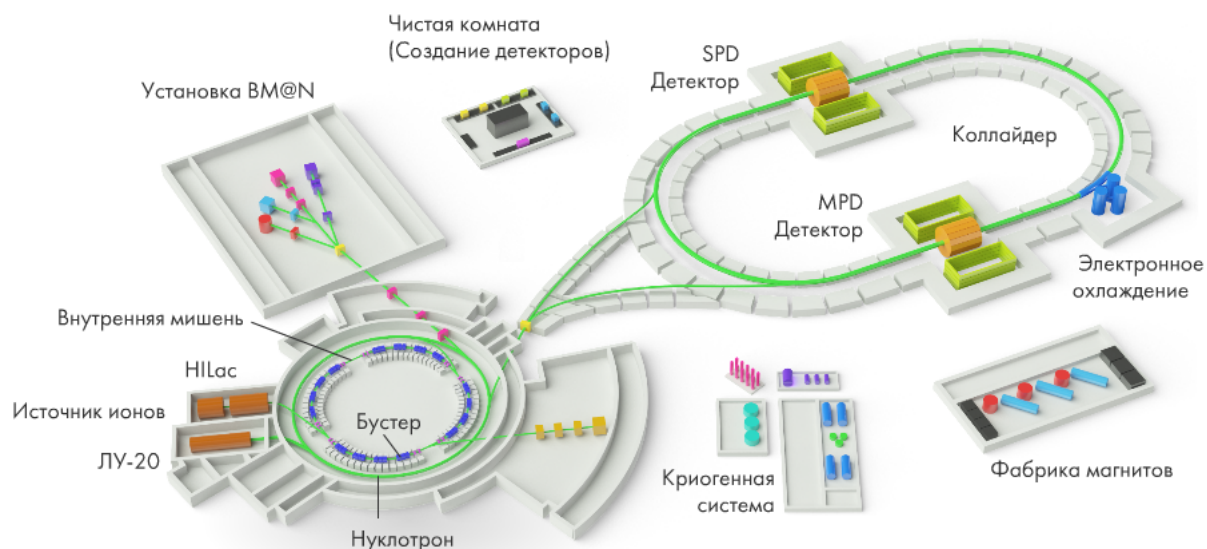


Рисунок 2.1 — Схема строящегося ускорительного комплекса NICA. Рис. из [83].

Экспериментальная программа MPD должна заполнить нишу в энергетической шкале (рис. 2.2 [84]), которая еще не полностью изучена и позволит глубже понять динамику адронов и рождение частиц в области высокой барионной плотности.

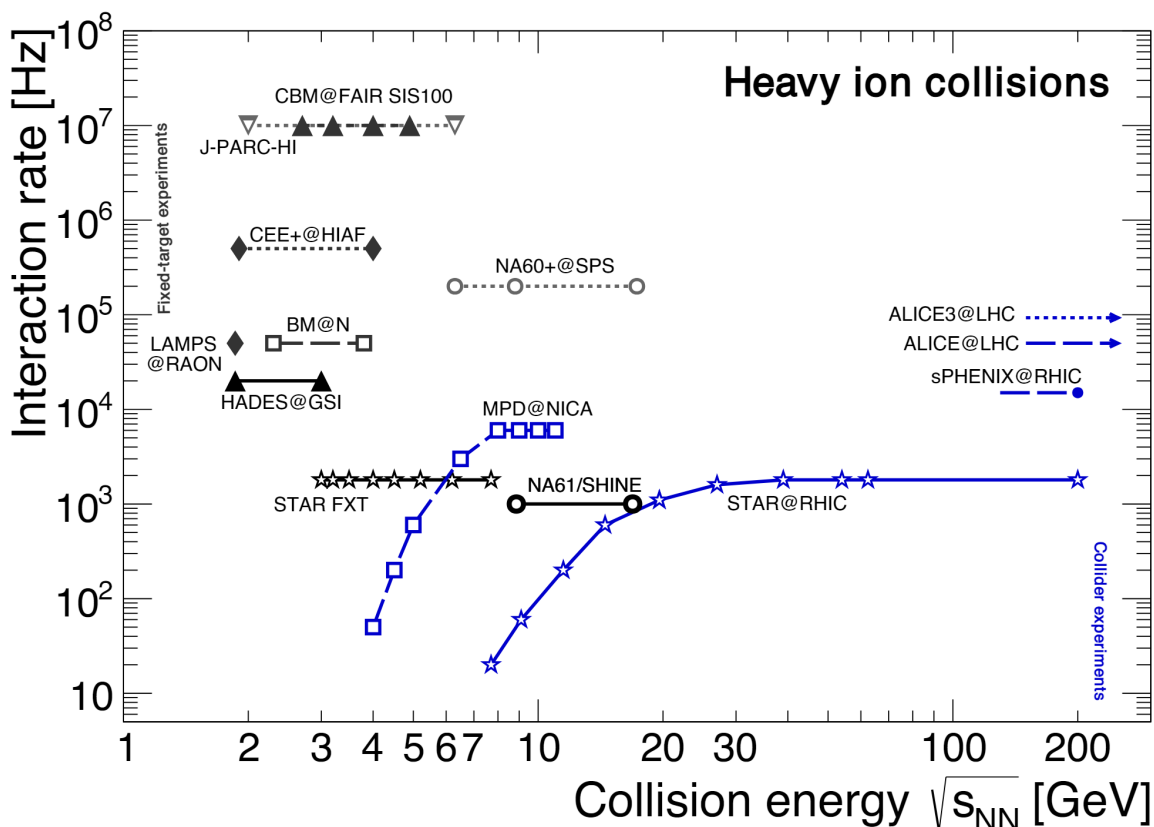


Рисунок 2.2 — Сравнение частоты взаимодействия и энергий столкновений в системе центра масс в различных экспериментах в области физики высоких энергий. Рис. из [84].

Как было отмечено во введении, исследование фазовой диаграммы сильно взаимодействующей материи было предметом многолетних исследований на нескольких экспериментальных установках, включая протонный суперсинхротрон (SPS) в ЦЕРН, а также релятивистский коллайдер тяжелых ионов RHIC с его уникальной программой сканирования энергии пучка в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL) [85]. Свидетельства существования фазы деконфайнмента, где кварки и глюоны не связаны в адроны, так называемой кварк-глюонной плазмы, были получены в столкновениях при энергиях RHIC и LHC [86]. В таких столкновениях достигаются максимальные плотности энергии, а плотность барионов близка к нулю. В случае NICA, некоторые теоретические расчеты предсказывают, что при больших плотностях барионов переход от адронной материи в состояние КГП представляет собой переход первого порядка [87—91]. Очевидно, это подразумевает существование критической точки на фазовой диаграмме.

Одной из задач будущего эксперимента MPD будет поиск этой критической точки и исследование сопутствующих процессов. Предполагаемая структура

фазовой диаграммы показана на рис. 2.3 [92]. На нем линии переходов первого порядка между различными фазами низкоэнергетической КХД обозначены как сплошные, кросс-переходы как пунктирные. Критические точки возникают там, где пересекаются сплошные и пунктирные линии. Тройная критическая точка возникает в месте пересечения трех фаз. Расчеты в рамках термальной модели показывают, что наибольшая плотность барионов достигается в области энергий NICA [93; 94]. Энергетический диапазон будущего эксперимента достаточно велик, чтобы охватить как столкновения, в которых наблюдается выраженная КГП фаза, так и столкновения, в которых вещество остается чисто адронным на протяжении всего времени столкновения. Благодаря этому MPD оптимально подходит для изучения перехода между адронной и КГП фазами.

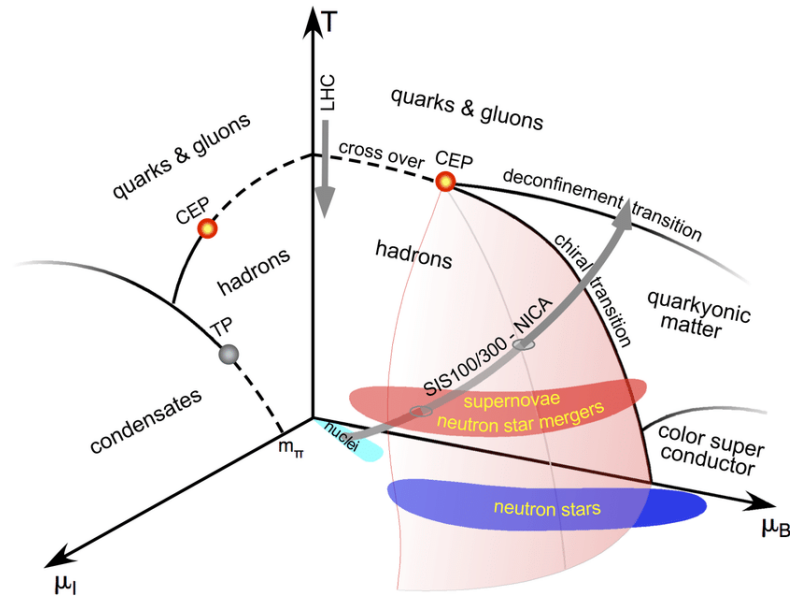


Рисунок 2.3 — Схематическое представление фазовой диаграммы КХД в координатах T , μ_B , μ_I . Отмечены предполагаемые критические точки (CEP) и тройная критическая точка (TP). Выделены диапазоны, в которых работают эксперименты, и области, которые предполагаемо соответствуют энергии нейтронных звезд, а так же фазам вещества. Линиями отмечены траектории фазовых переходов — сплошные отражают переходы первого порядка, пунктирные — кроссоверы. Рис. из [92].

Еще одним интересом коллаборации MPD является исследование процессов, которые предполагаемо могут возникать при слиянии нейтронных звезд, и связанное с этим определение уравнения состояния ядерной материи (EOS). Ожидается, что в определенных областях зоны столкновения нейтронных звезд материя может достичь температур и барионных плотностей того же порядка,

что будут в эксперименте [95; 96]. Столкновения тяжелых ядер при умеренных энергиях приводят к образованию изоспиновой несбалансированной материи из-за высокого содержания нейтронов. Установлено, что для порогового значения μ_I , зависящего от температуры, могут создаваться заряженные пионы, что приводит к их конденсации [97]. Этот процесс может играть важную роль для физики нейтронных звезд и может быть найден с помощью систематического анализа столкновений тяжелых ионов в области высокой барионной плотности.

Свойства материи, созданной в ядро-ядерных (A+A) столкновениях при энергиях NICA, будут исследоваться на основе событийного анализа с использованием различных наблюдаемых. Глобальные величины, такие как множественность и поперечная энергия, рассматриваются как основные инструменты для оценки плотности энергии, достигнутой в столкновении. Ожидается, что эти наблюдаемые обеспечат базовую информацию для определения дальнейших целей физических исследований, связанных с конфайнментом кварков, восстановлением киральной симметрии и поиском критической точки на фазовой диаграмме сильно взаимодействующей материи. Такое разнообразие дает уникальную возможность изучать одни и те же явления в принципиально разных экспериментальных режимах, что, в частности, обеспечивает перекрестную проверку теоретического понимания EOS. Более подробно о физической программе см. [98; 99].

2.2 Детекторные системы MPD

Детектор MPD спроектирован как 4π спектрометр, способный детектировать заряженные адроны, электроны и фотоны в столкновениях тяжелых ионов в энергетическом диапазоне коллайдера NICA. Детектор будет включать в себя точную трехмерную систему трекинга и высокопроизводительную идентификацию частиц, основанную на времяпролетных измерениях и калориметрии. Запланированная светимость ($10^{27} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$) даст частоту событий порядка 6 кГц, величину полной множественности заряженных частиц порядка 1000 для наиболее центральных столкновений Au-Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 11 \text{ ГэВ}$. Благодаря большой светимости коллайдера возможно изучение очень редких процессов, таких как лептонные распады векторных мезонов.

Общая компоновка MPD [100] на первом этапе эксперимента и положение подсистем детектора показаны на рис. 2.4. Расположение детекторов имеет приблизительно осевую симметрию. Область столкновения пучка окружена большой газовой время-проекционной камерой (TPC), которая в свою очередь окружена времяпролетным детектором TOF. TPC является основным детектором треков частиц, и вместе с TOF они отвечают за точные измерения импульса и идентификацию частиц. Электромагнитный калориметр (ECal) расположен между TOF и магнитом. Он будет использоваться для регистрации электромагнитных ливней и играть центральную роль в измерениях фотонов и электронов. В передней области установлен Fast Forward Detector (FFD). Он будет использован в качестве триггера. Передние адронные калориметры (FHCal) расположены внутри полюсов магнита. Они будут служить для определения центральности столкновений и ориентации плоскости реакции. Как и FFD, FHCal может использоваться как триггер. На последующих этапах планируется установка ряда дополнительных детекторов. Рассмотрим более подробно детекторные системы MPD.

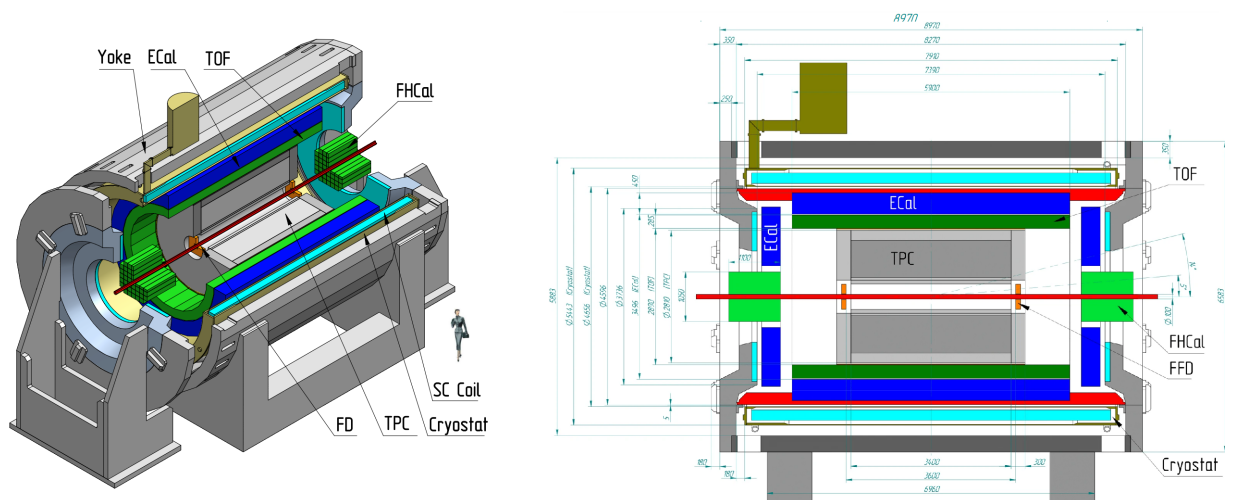


Рисунок 2.4 — Слева — общий вид детектора MPD на первом этапе эксперимента (Stage 1). Справа — точная поперечная схема MPD с размерами. Рис. из [100; 101].

2.2.1 Сверхпроводящий соленоид

Базовым компонентом MPD является соленоидный магнит [102] со сверхпроводящей катушкой из NbTi. Магнит будет обеспечивать однородное маг-

нитное поле величиной до 0.5 Тл, равномерно направленное вдоль оси пучка. Благодаря этому будет обеспечено хорошее разрешение поперечного импульса для реконструированных частиц в диапазоне импульсов 0.1 – 3 ГэВ/с. Устройство магнита показано на рис. 2.5. Магнит состоит из криостата со сверхпроводящей катушкой и железного ярма с двумя опорными кольцами. С двух торцов магнита установлены полюса с подстроечными катушками.

В магнитную систему также включены источники питания для сверхпроводящей катушки и подстроечных катушек на полюсах, криогенная система с трубопроводом, вакуумная система, охлаждающая гелиевая система и систем управления магнитом.

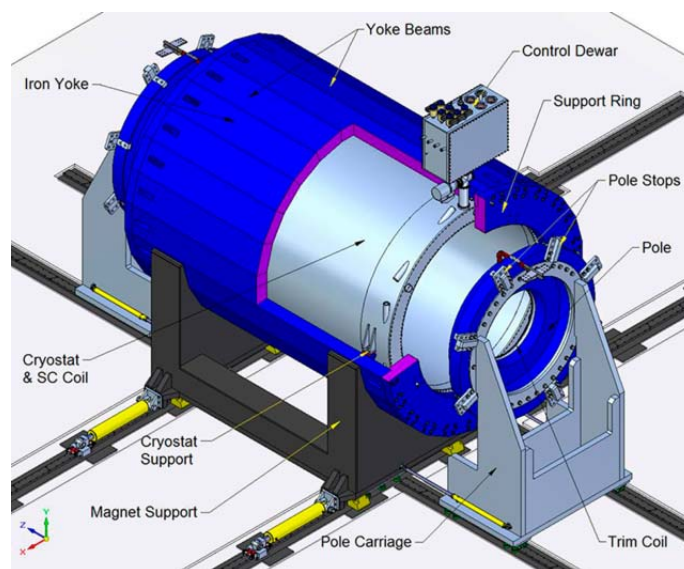


Рисунок 2.5 — Схематическое устройство сверхпроводящего соленоида на установке MPD. Рис. из [102].

2.2.2 Время-проекционная камера ТРС

Время-проекционная камера [103; 104] — основная детекторная система в центральной области псевдобыстрот MPD. Она предназначена для обеспечения высокоточного трекинга заряженных частиц и измерения импульсов для области поперечных импульсов $p_T > 50/c$. Также с ее помощью будут определяться типы частиц по величине ионизационных потерь в газовой среде детектора.

Высокоточный трекинг должен обеспечивать восстановление вершины столкновения. Одним из главных препятствий для трекинга является относи-

тельное большое расстояние между точкой взаимодействия и ближайшей точкой, в которой происходит измерение. Расстояние между этими точками составляет порядка 40 см. Из-за этого точность восстановления треков частиц с небольшими импульсами сильно ограничена. Для решения этой проблемы планируется установить дополнительный кремниевый детектор, который повысит точность определения точки первичного взаимодействия и точек вторичных распадов нестабильных частиц. Кроме того, этот дополнительный детектор будет регистрировать частицы с малым поперечным импульсом.

Идентификация частиц (PID) опирается на величину ионизационных потерь $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ в газовой среде ТРС. Точность определения на данный момент оценивается в 6–7%, и позволяет отличать каоны от пионов вплоть до импульсов ~ 0.7 ГэВ/с, а каоны от протонов до ~ 1.1 ГэВ/с.

Поскольку в данный момент проект находится в стадии постройки, то предполагаемые параметры детектора оцениваются по данным моделирования. Исходя из них, ожидается, что качество восстановления треков как первичных, так и вторичных частиц, очень высоко в области псевдобыстрот $|\eta| < 1.5$. Согласно моделированию, эффективность составляет почти 100%, а разрешение $p_T \sim 2\%$ при энергии 1 ГэВ/с.

Общая схема детектора представлена на рис. 2.6. Детектор представляет собой цилиндр (баррель) с внутренним радиусом в 27 см, внешним 340 см. Пучок проходит в трубе вдоль оси барреля, а точка взаимодействия находится точно в геометрическом центре детектора. Внутренний объем ТРС разделен на две части центральным электродом, который создает однородное электрическое поле величиной 140 В/см вдоль оси. Считывающие камеры (read-out chambers, ROC) состоят из 24 пропорциональных камер, которые находятся на противоположных сторонах детектора. Сверхпроводящий магнит будет создавать однородное поле вдоль оси z внутри ТРС. Проходя через газ (90%Ar+10%CH₄), заряженные частицы будут ионизировать его и детектироваться считывающими камерами.

2.2.3 Времяпролетная система TOF

Времяпролетная система разработана для идентификации заряженных адронов в среднем диапазоне импульсов. Она основана на технологии многозазор-

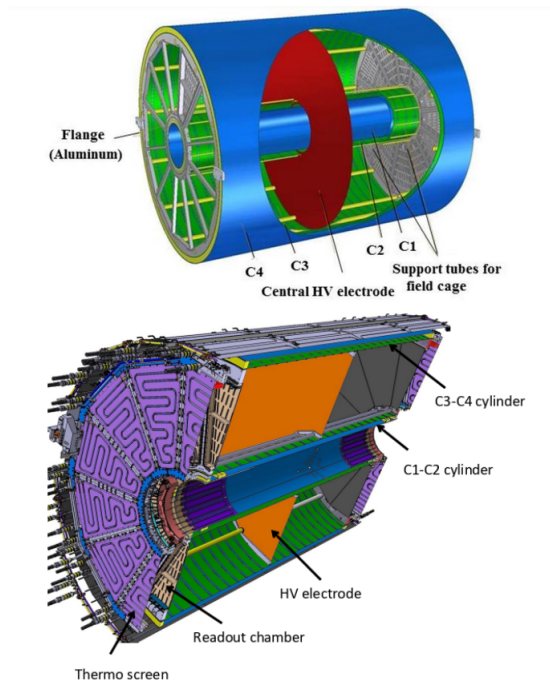


Рисунок 2.6 — Схематическое изображение основных компонентов TPC. Рис. из [98].

ных резистивных плоских камер (Multigap Resistive Plate Chambers, MRPC) [105; 106]. TOF обеспечивает и временные, и пространственные измерения с высокой точностью. Детектор представляет собой баррель, состоящую из 14 секторов. Каждый сектор образован двумя модулями различных типов. Каждый модуль состоит из 10 MRPC. Сигналы с модулей считываются через оптоволокну с двух сторон. В результате используется 280 MRPC детекторов и 13440 каналов считывания [107]. Общий вид устройства TOF показан на рис. 2.7.

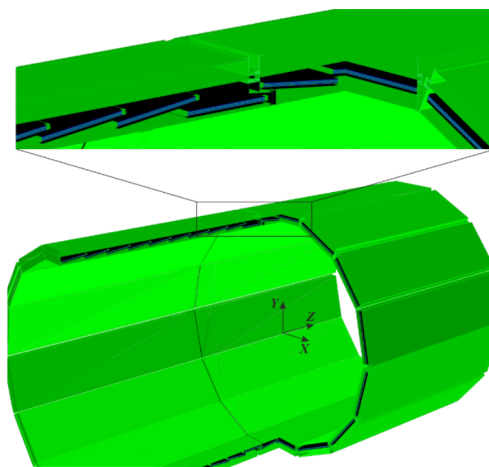


Рисунок 2.7 — Схематическое изображение компоновки секторов и модулей TOF. На врезке показан способ разделения двух полусекторов и положение MRPC. Рис. из [105].

Работа TOF тесно связана с TPC. В частности, для идентификации заряженных частиц используется процедура проверки совпадения треков между двумя детекторами. Совпадением считается случай, когда экстраполяция трека в TPC на поверхность TOF попадает в определенное окно, в котором есть срабатывание. Акцептанс TOF составляет интервал псевдобыстрот $|\eta| < 1.4$. Эффективность регистрации, согласно оценке из Монте-Карло моделирования, составляет около 90% в общем случае и уменьшается до 80% в случае более низких энергий (< 250 МэВ/с). Понижение эффективности с падением энергии происходит в силу множественного перерассеяния. Очевидно, такие треки могут значительно отклоняться от заданного окна и не совпадать с экстраполированными треками, или же, наоборот, в окно попадают треки, которые в действительности не должны были быть в нем обнаружены.

Аналогично, для целей PID заряженных частиц TPC и TOF работают совместно. Однако, в данном случае речь идет уже о том, чтобы идентифицировать те частицы, для которых установлены общие треки. Как и в TPC, производится оценка ионизационных потерь $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ в газе (состоит из смеси 90% $C_2H_2F_4$, 5% SF_6 , 5% $i - C_4H_{10}$). При моделировании столкновений Au-Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ более 90% протонов и π^+ были верно идентифицированы. При определенных условиях заряженные каоны определялись до энергии ~ 1.7 ГэВ с эффективностью порядка 80% [98].

2.2.4 Электромагнитный калориметр ECal

Электромагнитный калориметр ECal [108; 109] должен измерять с высокой точностью общее энергосодержание от фотонов и электронов, образующихся при столкновении тяжелых ионов. Калориметр будет работать в магнитном поле и детектировать частицы в диапазоне энергий от 10 МэВ до нескольких ГэВ. Калориметр сделан по типу “шашлык” из слоев свинец-сцинтиллятор. Он состоит из 50 полусекторов, которые отделены друг от друга и изолированы. Эти сектора образуют шестиметровый цилиндр, ось которого параллельна оси пучка. Каждый полусектор состоит из 48 модулей (8 модулей вдоль направления пучка на 6 модулей в поперечной плоскости). В свою очередь, каждый модуль состоит из 16 башен. Каждая башня имеет площадь 40×40^2 и имеет слоеную структуру из 210

слоев свинца и 210 пластиковых сцинтилляторов. Общая длина детектора 41 см и составляет порядка 11 радиационных длин. Всего представлено 8 типов модулей, размеры которых отличаются в зависимости от расстояния до точки взаимодействия. Цилиндр разделен на внутренний и внешний объемы с радиусами 1.710 м и 2.278 м соответственно. Схематическое изображение структуры ECal представлено на рис. 2.8.

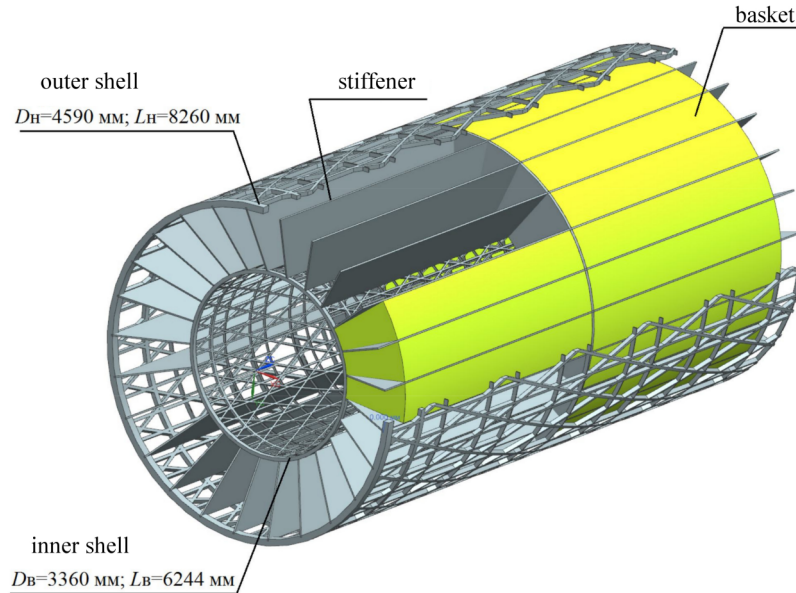


Рисунок 2.8 — Структура электромагнитного калориметра внутри опорной рамы MPD. Рис. из [108].

Монте-Карло исследования в модели UrQMD для реакции Au-Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ показали возможность измерения выхода π^0 и η мезонов в диапазоне $0.05 - 0.1 < p_T < 3$ ГэВ/с. Еще одной задачей, стоящей перед ECal является идентификация электронов и подавление адронного фона в низко- и средне-энергетическом диапазоне поперечного импульса. Моделирование показывает, что ECal может эффективно идентифицировать электроны с $p_T > 200$ МэВ/с. Такое ограничение связано с тем фактом, что для более низких энергий магнитное поле не дает e^- достигать калориметра.

2.2.5 Быстрый передний детектор FFD

Для обеспечения быстрого триггера в ионных столкновениях и создания временной точки отсчета T0 для TOF, используется быстрый передний детектор

FFD [110; 111]. Он расположен на расстоянии 1.4 м от точки столкновения и состоит из двух одинаковых черенковских сегментированных детекторов с большой активной площадью. Каждый FFD включает в себя 20 черенковских модулей. Модули состоят из свинцового конвертера толщиной 10 мм и кварцевого радиатора толщиной 15 мм. Внешний диаметр FFD — 40 см, внутренний (обусловленный пучковым отверстием) — 9.6 см. Общий вид детектора представлен на рис. 2.9. Детектор покрывает область псевдобыстрот в диапазоне $2.7 < |\eta| < 4.1$. Временное разрешение FFD по порядку величины составляет десятки пикосекунд, так как он регистрирует высокоэнергетические фотоны и релятивистские частицы.

Потенциально множественность фотонов, регистрируемых FFD, может быть использована для определения центральности. Поскольку изначально концепция детектора предполагает регистрацию фотонов из распадов нейтральных пионов, определение центральности в периферической области будет неточным из-за малого количества рожденных π^0 . Так, моделирование для $\sqrt{s_{NN}} = 5$ и 9 ГэВ показало, что множественность фотонов падает с увеличением прицельного параметра b и становится примерно одинаковой (на уровне нескольких фотонов для энергии 9 ГэВ) при $b > 12$ фм.

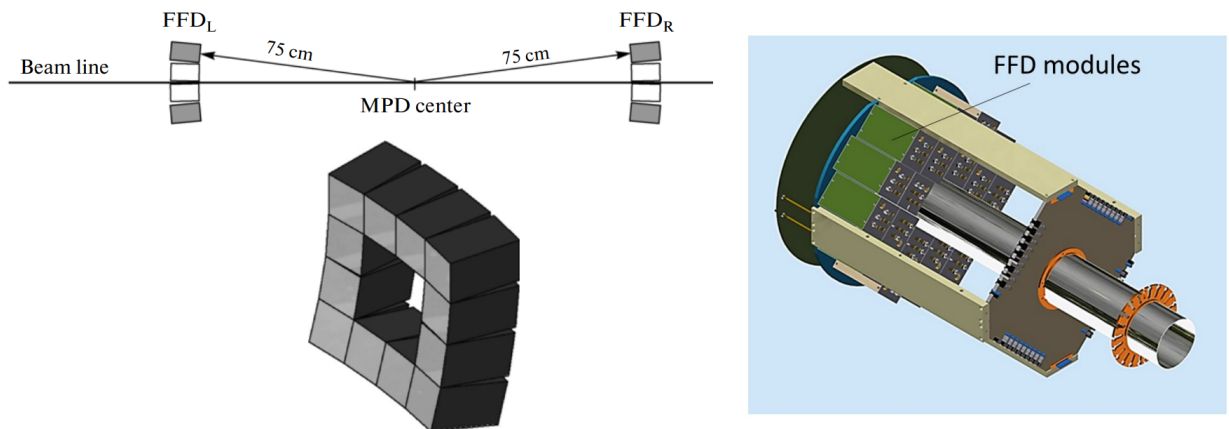


Рисунок 2.9 — Расположение FFD относительно оси пучка и точки взаимодействия (слева сверху) и общие схематические изображения FFD субдетекторов. Рис. из [110; 111].

2.2.6 Передние адронные калориметры FHCAL

Как и в любом эксперименте с тяжелыми ионами, в MPD необходимо получать информацию о столкновении ионов, т.е. измерять геометрию этих столкновений. Основное назначение FHCAL — экспериментальное измерение центральности столкновений тяжелых ионов и измерение ориентации плоскости реакции. Точное измерение этих основных наблюдаемых от события к событию имеет решающее значение для исследований многих физических явлений, которые будут проводиться в рамках эксперимента MPD. FHCAL состоит из двух идентичных калориметров, симметрично расположенных слева и справа от точки столкновения. Это модульный компенсированный калориметр со структурой свинец/сцинтиллятор, предназначенный для измерения энергодыхления спектров и других частиц, которые летят в области быстроты, близкой к пучку. Более подробно устройство и работа калориметра рассмотрены в следующих главах. В этом разделе кратко опишем работу калориметра в качестве триггера.

Возможность использовать калориметр в качестве триггера обусловлена регистрацией спектаторов в периферических столкновениях. В них продуктами взаимодействия в основном выступают тяжелые фрагменты-спектаторы. Большая часть связанных фрагментов улетает в пучковое отверстие и не регистрируется. При этом определенная доля легких фрагментов все же взаимодействует со внутренней частью FHCAL.

Результаты Монте-Карло моделирования столкновений Au-Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ показали [30], что обоснован выбор триггерной конфигурации, использующей информацию от восьми центральных модулей вокруг пучкового отверстия (рис. 2.10, слева). Такой выбор обусловлен узким угловым распределением спектаторов, которые в основном попадают в область близкую к центру калориметра. Энергетический порог в каждом модуле калориметра был установлен на уровне 5 МэВ, чтобы подавить электронные шумы. Эффективность такого триггера составляет около 98% во всем диапазоне прицельного параметра, кроме области самых периферических событий, где эффективность падает до 50% (рис. 2.10, справа).

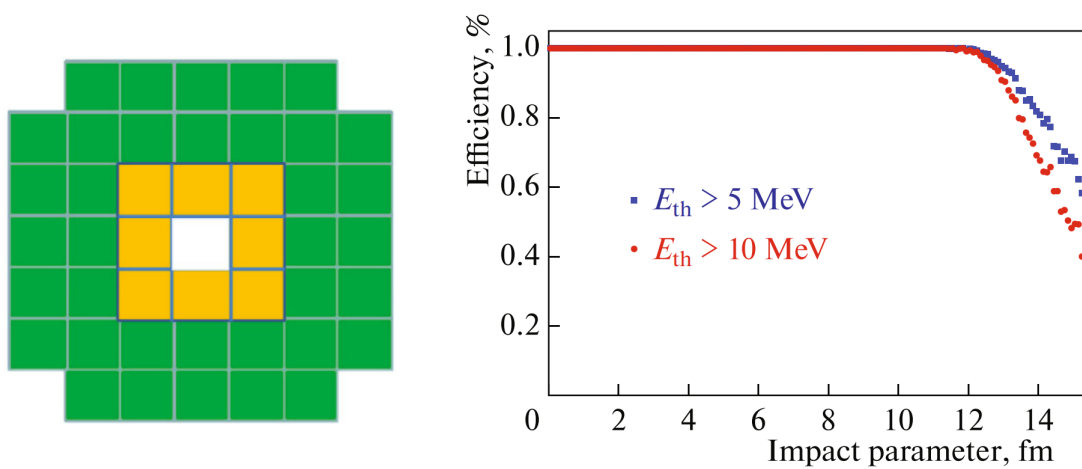


Рисунок 2.10 — Слева — схематическое изображение поперечного сечения переднего адронного калориметра FHCAL, желтым выделены модули, которые могут быть использованы для создания триггера событий. Справа — зависимость эффективности триггера от прицельного параметра для двух величин энергетического порога в модулях калориметра. Рис. из [30].

Глава 3. Параметры и энергетическая калибровка передних адронных калориметров

3.1 Передние адронные калориметры FHCAL

Калориметры FHCAL [112; 113] предназначены для измерения центральности столкновений и ориентации плоскости реакции. Определение этих величин для каждого события имеет решающее значение для анализа многих физических наблюдаемых. Центральность столкновения может быть определена либо по множественности рожденных частиц, либо путем измерения энергии спектров, регистрируемой адронным калориметром. Измерение числа спектров позволяет оценить число участников и, следовательно, прицельный параметр. Коллективные потоки частиц, образующихся при столкновении тяжелых ионов, дают информацию о динамике реакции и свойствах вещества в файерболле и должны измеряться относительно плоскости реакции. Плоскость реакции может быть определена прямым методом, путем измерения положения и энергии спектров в калориметрах.

Измерение энергии и пространственных распределений спектров определяет требования к устройству калориметров. В частности, калориметры должны иметь соответствующее энергетическое разрешение, высоко-гранулированную модульную структуру, быть способными работать в сильных магнитных полях, а значит быть сделаны из немагнитных материалов. Кроме того, калориметры должны иметь продольную сегментацию, чтобы компенсировать неоднородность сбора свет вдоль модулей калориметра. Калориметры должны быть способны регистрировать спектры в диапазоне энергий 1 – 6 ГэВ, работать с частотой до 6 кГц, определять плоскость реакции с высокой точностью, определять центральность с точностью $\sim 10\%$ для полусредних столкновений.

FHCAL состоит из двух идентичных адронных калориметров, расположенных на расстоянии 3.2 м от точки взаимодействия (рис. 3.1). Каждый из калориметров состоит из 44 модулей, расположенных симметрично относительно точки взаимодействия. Каждый модуль состоит из 42 слоев свинец/сцинтиллятор с толщиной слоя 16 и 4 мм соответственно. Поперечная площадь поверхности одного

модуля — $15 \times 15 \text{ см}^2$, чтобы обеспечить хорошую поперечную гранулированность калориметра [26; 29; 30].

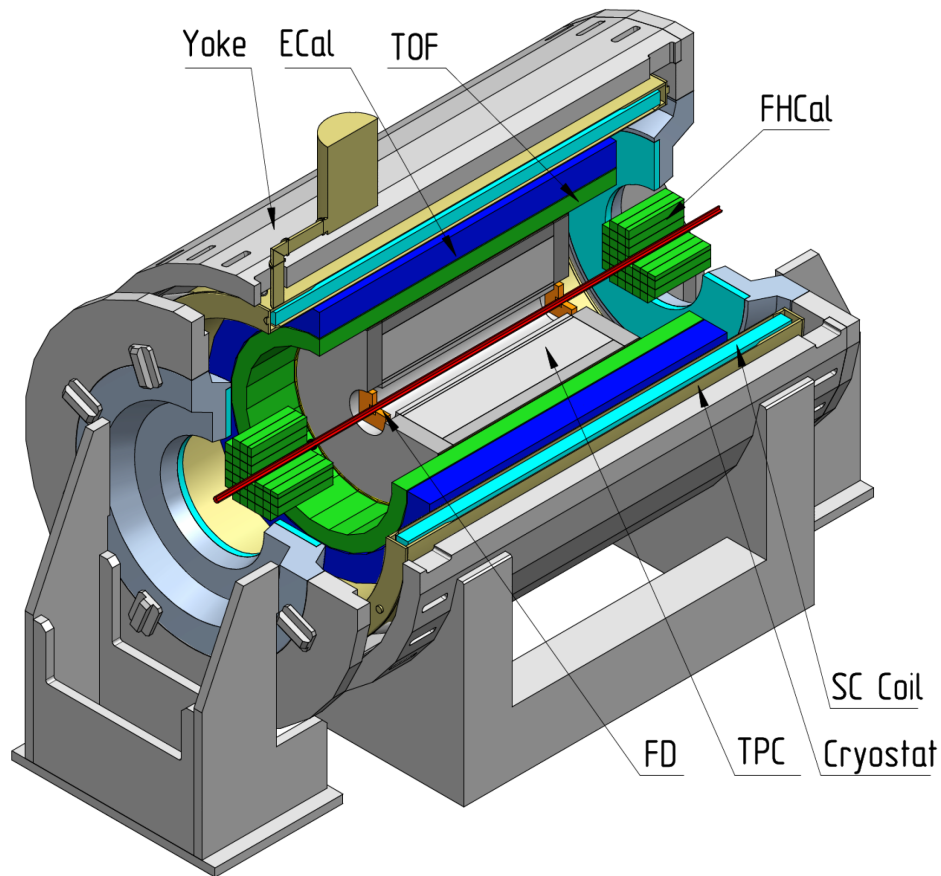


Рисунок 3.1 — Схема первого этапа будущего эксперимента MPD. Рис. из [98].

3.2 Считывание сигналов с FHCAL

Каждый из 44 модулей калориметра состоит из 7 продольных секций с индивидуальным съемом сигнала. Каждая секции включает 7 сэндвичей свинец/сцинтиллятор. Сцинтилляторы, изготовленные на основе полистирола, имеют спиральную канавку под спектросмещающее волокно (WLS-волокно) глубиной 2 мм. Данные WLS-волокна обеспечивают высокую эффективность и однородность светосбора с пластин сцинтиллятора в пределах нескольких процентов. Каждая пластина сцинтиллятора покрыта белым отражателем (TYVEK) для улучшения светосбора. Форма канавок в сцинтилляционных пластинах обеспечивает параллельный вывод волокна из канавки относительно поверхности модуля. WLS-волокна с каждого из 6 чередующихся сцинтилляторов одной

продольной секции собираются вместе в оптический разъем в конце модуля и просматриваются фотодетектором. Благодаря продольной сегментации из 7 секций обеспечивается компенсация неоднородности сбора света вдоль всего модуля. Продольная сегментация калориметра также предоставляет возможность улучшить энергетическое разрешение благодаря измерению продольного профиля адронного ливня с помощью компенсационного off-line алгоритма. Поперечный профиль калориметра, а также продольная структура модуля показана на рис. 3.2.

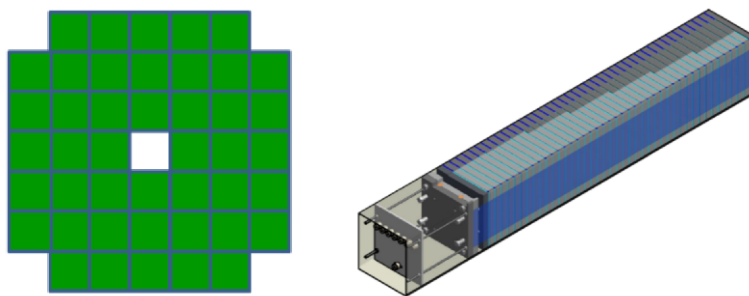


Рисунок 3.2 — Слева — поперечный профиль FHCAL с модульной структурой. Справа — продольная структура отдельного модуля. Рис. из [112].

WLS-волокна Y-11(200) произведены компанией Kuraray (Япония) [114]. Они имеют диаметр 1 мм и длину затухания света, составляющую порядка 4.5 м. Расположение волокон на поверхности модуля и внутри сцинтилляционных пластин показано на рис. 3.3.

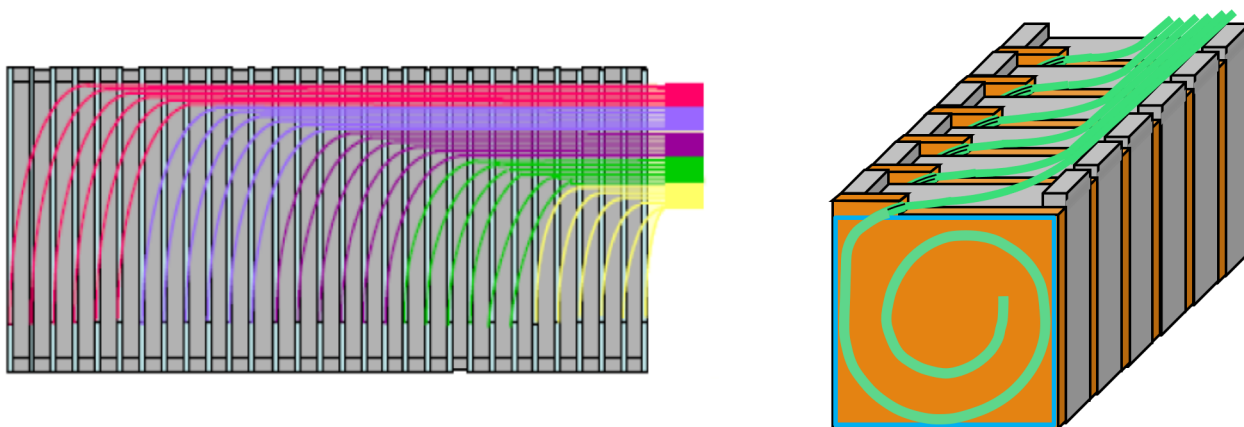


Рисунок 3.3 — Структура модуля и расположение WLS-волокон в сцинтилляционных пластинах. Слева — вид сверху (показана часть модуля), справа — вид спереди. Волокна от каждой из 6 последовательно расположенных пластин собираются вместе и просматриваются одним фотодетектором.

Внешний конец волокна WLS вклеен в специальный оптический разъем, который просматривается $3 \times 3 \text{ мм}^2$ SiPM с эффективностью детекции фотонов около 18%.

Фотодетекторы для считывания света с WLS-волокон должны быть достаточно компактными, поскольку на один модуль приходится 7 фотодетекторов, которые должны быть размещены на задней стороне модуля. Также фотодетекторы должны быть устойчивы к магнитному полю сверхпроводящего соленоида и должны иметь достаточную радиационную стойкость. С учетом приведенных требований, оптимальным выбором являются микропиксельные лавинные фотодиоды (MAPD), иначе называемые кремниевыми фотоумножителями (SiPM). Данные фотодетекторы требуют дополнительной формировки и усиления сигнала, обеспечиваемых усилителем, размещенным вблизи фотодетектора. Структура кремниевых фотоумножителей может быть представлена как набор пикселей, каждый из которых играет роль отдельного фотодиода. Обеспечение широкого динамического диапазона в случае FHCaI требует очень высокую плотность пикселей с минимальной площадью мертвых зон вокруг них. Данным требованиям удовлетворяют фотодиоды SiPM S14160-3010PS производства компании Hamamatsu (Япония) [115]. Данные фотодиоды имеют активную область размером $3 \times 3 \text{ мм}^2$ с размером пикселей $10 \times 10 \text{ мкм}^2$. Эти пиксели имеют время восстановления порядка 10 нс, что позволяет увеличить динамический диапазон за счет того, что они успевают перезарядиться несколько раз в течение длительности импульса света порядка 50–60 нс от спектросмещающего оптоволокна.

Считывающая электроника калориметров должна соответствовать следующим требованиям. Поскольку усиление фотоумножителей составляет порядка 5×10^4 , то требуется дополнительное усиление сигнала с фактором 100. Электроника должна обеспечивать минимальную регистрацию энергии порядка 5 МэВ, которая выделяется космическими мюонами в одной продольной секции. Поскольку видимая энергия в сцинтилляторе соответствует примерно 2.5% от поглощенной энергии в FHCaI, верхний предел составляет порядка нескольких ГэВ. Таким образом, требуемый динамический диапазон составляет порядка 200. Фотография платы передней электроники с фотодетекторами представлена на рис. 3.4

В качестве считывающей системы используются платы ADC64 производства компании AFI Electronics (Дубна) [116]. Эти платы представляют собой то 64-канальный 12-битный АЦП с пропускной способностью 62.5 Мб/с. Интервал

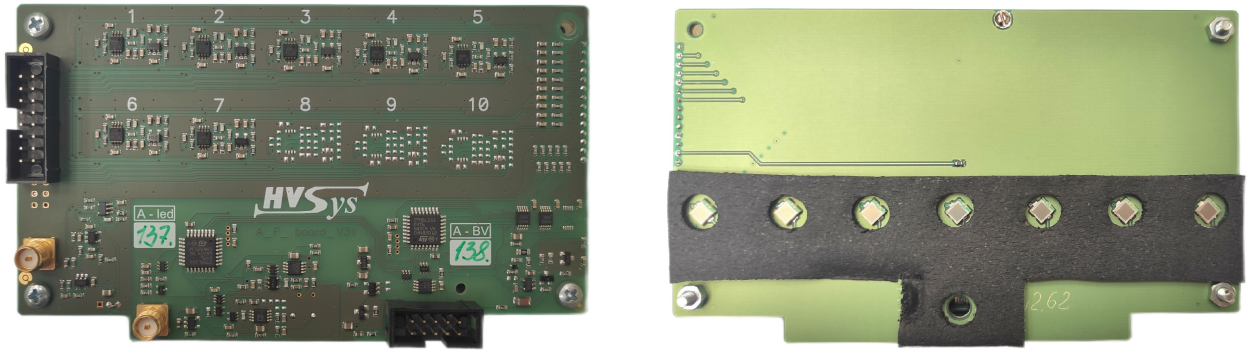


Рисунок 3.4 — Фотография платы передней электроники с фотодиодами с двух сторон.

между точками оцифровки составляет 16 нс, а временное окно записи может достигать 30 мкс. Фотография платы ADC64 показана на рис. 3.5.

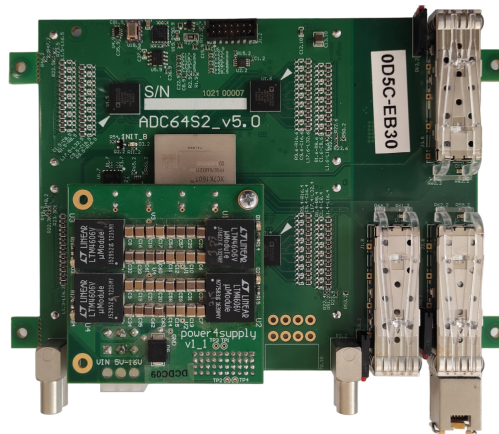


Рисунок 3.5 — Фотография платы ADC64.

Общая схема считывания данных с калориметра FHCa1 в эксперименте MPD представлена на рис. 3.6.

Кроме системы считывания, калориметр FHCa1 имеет систему контроля параметров детектора [117]. Так как коэффициент усиления SiPM зависит от приложенного напряжения смещения и от температуры окружающей среды, то необходимо контролировать эти параметры. Напряжение смещения каждого SiPM обеспечено индивидуальным блоком питания фотодиодов, установленным на печатной плате рядом с фотодетекторами и управляемым отдельно расположенным общим контроллером. Блок питания обеспечивает точность установки напряжения около 10 мВ. Для постоянного отслеживания коэффициента усиления фотодиодов был разработан светодиодный генератор стабильных световых импульсов. Он включает в себя генератор импульсов, драйвер светодиода

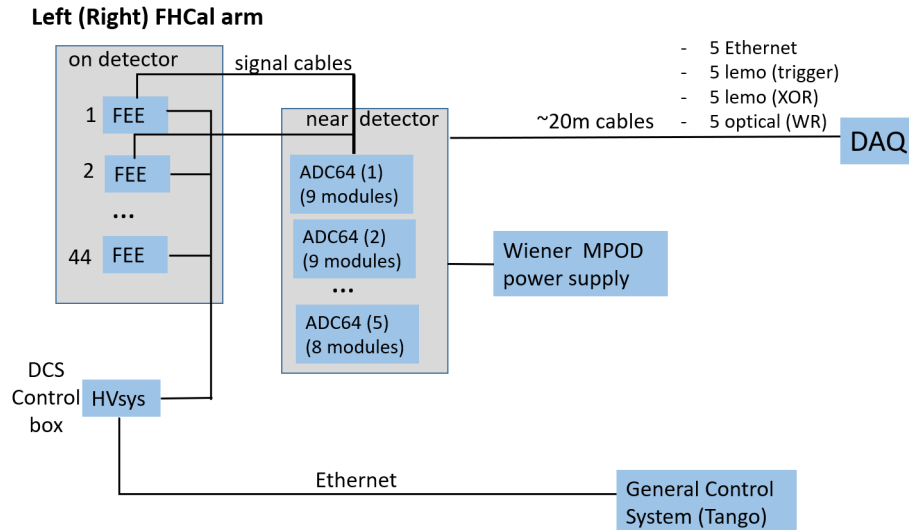


Рисунок 3.6 — Схема считывания данных в будущем эксперименте MPD/NICA.

(LED), встроенный PIN-фотодиод, АЦП и микроконтроллер. Свет от LED передается по WLS-волокну к отдельным SiPM в модуле. Небольшая часть света LED детектируется PIN-фотодиодом и оцифровывается АЦП. Для обеспечения стабильности светового импульса значение АЦП постоянно сопоставляется с контрольным значением. В случае отклонения значения АЦП от эталонного значения, микроконтроллер соответствующим образом изменяет амплитуду драйвера светодиода. Имеющийся стабилизированный световой импульс позволяет осуществлять долгосрочный мониторинг амплитуд SiPM и, следовательно, изменений коэффициента усиления SiPM. Схема стабилизированного источника света представлена на рис. 3.7.

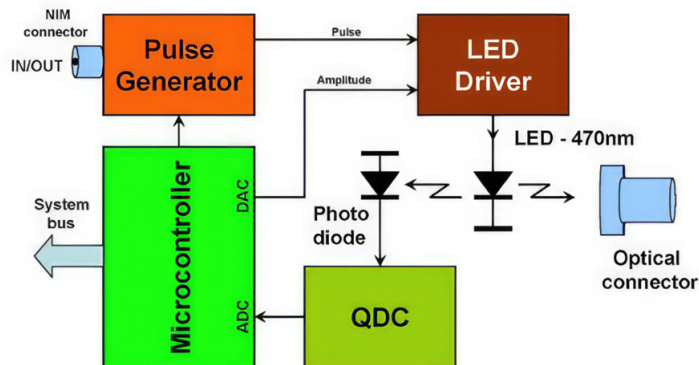


Рисунок 3.7 — Схема стабилизированного источника света. Рис. из [112].

Коэффициент усиления SiPM зависит от температуры окружающей среды. Согласно теоретическим моделям и экспериментально измеренным данным,

напряжение пробоя SiPM пропорционально температуре. Пропорциональная зависимость сохраняется для любого типа SiPM. Для стабилизации усиления SiPM при изменении температуры окружающей среды применяется простая коррекция приложенного напряжения смещения.

3.3 Распространение адронных ливней и компенсационное соотношение в передних адронных калориметрах

Одним из главных требований к калориметру FNCal является получение оптимального энергетического разрешения и линейности отклика к регистрируемым энергиям. Эти условия могут быть выполнены при условии, что калориметр является компенсированным. Условия компенсации определяются особенностями развития адронных ливней в пассивных и активных слоях калориметра.

Моделирование адронных ливней является сложной задачей в сравнении с моделированием электромагнитных ливней из-за большого количеством факторов, влияющих на процесс образования и развития каскада. Флуктуации вкладов от различных реакций с разной эффективностью сигнала представляют собой основную проблему для энергетического разрешения калориметра. Эти вопросы будут подробно рассмотрены в данной главе.

3.3.1 Формирование адронных ливней и флуктуации их компонент

При прохождении среды адроном с высокой энергией происходит неупругое взаимодействие, в результате которого образуются высокоэнергетические вторичные частицы. Эти частицы преимущественно движутся вперед. Если энергия вторичных частиц достаточно высока, они могут снова взаимодействовать и породить новые частицы. Этот процесс приводит к возникновению ливня (каскада). Энерговыделение в материале калориметра можно разделить на относящееся к электромагнитной и адронной компонентам [118]. Схематическое представление такого каскада представлено на рис. 3.8.

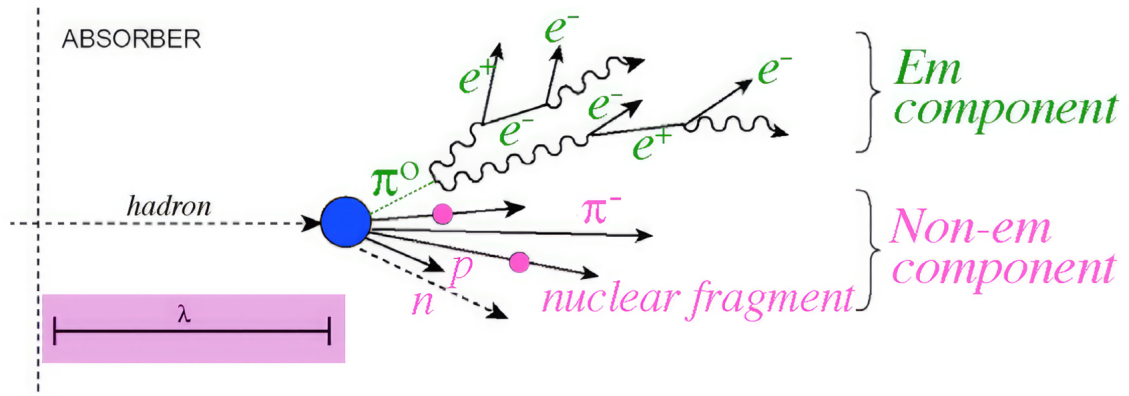


Рисунок 3.8 — Схематическая диаграмма адронного каскада. Рис. из [119].

В процессе развития ливня в адронном калориметре особую роль играют электромагнитные распады, такие как распады π^0 или η -мезонов. Распады нейтральных пионов особенно важны, поскольку вероятности рождения нейтральных и заряженных пионов сопоставимы. Основной модой распада π^0 является распад на два фотона ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). В адронном ливне эти фотоны создают вторичные электромагнитные ливни. Для заряженных пионов существует значительная вероятность повторного рождения пионов в процессе сильных взаимодействий. Около трети этих вторичных пионов снова образуют электромагнитные ливни, которые не вносят вклада в адронную часть ливня. Чем выше начальная энергия пиона, тем более вероятно выделение электромагнитной части из адронного каскада. Это означает, что значительная часть энергосвечения может быть связана с электромагнитной компонентой ливня. Вклад электромагнитной компоненты растет с множественностью рожденных частиц и, соответственно, с энергией [120—122]:

$$f_{em} \approx 1 - \left(\frac{E}{E_0} \right)^{k-1}, \quad (3.1)$$

здесь параметр k связан с множественностью рожденных частиц ($k \approx 0.82$), а параметр E_0 — средняя величина энергии, необходимая для рождения π^0 (для свинца эта величина составляет 1.3 ГэВ).

Доля энергосвечения, относящегося к электромагнитной компоненте адронного ливня, может варьироваться в широком диапазоне, в зависимости от реакций и доли рождения π^0 в этих реакциях.

Адронная компонента может быть разделена на следующие типы [121; 123].

Первый тип — это заряженные частицы, такие как медленные протоны и ядерные фрагменты. При столкновениях и взаимодействиях адронов с другими нуклонами ядра, ядро приходит в состояние сильного возбуждения. На первом этапе, в процессе расщепления, возбужденное ядро отдает свою энергию путем испускания нуклонов и легких фрагментов. Этот процесс часто описывается как формирование “внутриядерного каскада”, при котором образующиеся частицы рассеиваются внутри ядра и порождают новые частицы до тех пор, пока они либо не достигают порога неупругих реакций, либо не покидают ядро. Вылетающие фрагменты обладают характерными энергиями, порядка сотни МэВ, и продолжительность этого этапа каскада составляет около 10^{-22} секунды. Заряженные частицы, являющиеся продуктом этого процесса, в основном протоны, вносят существенный вклад в общее энерговыделение в среде за счет ионизации. После окончания первого этапа ливня, в среде все еще остаются возбужденные ядра. Эти ядра теряют свою энергию путем испарения нуклонов и ядерных фрагментов. Этот процесс начинается на временном отрезке порядка 10^{-18} секунд и сопровождается высвобождением энергии в диапазоне нескольких МэВ.

Второй тип — нейтроны. Тяжелые ядра, такие как свинец, обладают высокими кулоновскими барьерами, что приводит к преимущественному испусканию нейтронов. Нейтроны теряют энергию в результате упругих столкновений. Нейтроны могут вызывать рождение других нейтронов до тех пор, пока не будут захвачены другими ядрами. Это может замедлять процесс энерговыделения.

Третий тип — фотоны от радиоактивных распадов оставшихся ядер и фрагментов. Они имеют большую вероятность достигнуть активной среды за счет, например, комптоновского рассеяния и фотоэффекта. Подобно нейтронам, они также могут значительно задерживаться по времени.

Четвертый тип — это энергия, которая тратится на разрыв ядерной связи. Эта энергия не может быть обнаружена, так как она не регистрируется напрямую. Но она играет важную роль для выполнения условий компенсации и влияет на энергетическое разрешение калориметра.

Вышеописанные временные задержки энерговыделения приводят к тому, что, регистрируемая калориметром величина энергии, зависит от времени интегрирования сигнала. Несмотря на возможность увеличения времени интегрирования сигнала, значительная часть энергии, относящейся к разрыву ядерных связей, рождению нейтронов и фотонов, становится “невидимой”, то есть не может быть непосредственно обнаружена или измерена калориметром [124]. Кроме

того, увеличение времени интегрирования увеличивает фоновый вклад. На практике это приводит к значительному ухудшению энергетического разрешения.

3.3.2 Компенсационное соотношение FHCaI

Более формально описанные выше компоненты и их отношение можно записать следующим образом [121]. Различные доли в энергии адронного ливня обозначим как f_i , а эффективность регистрации как ε_i . Флуктуации f_i приводят к флуктуациям отклика калориметра. Более сильные флуктуации выражены для электромагнитной фракции f_{em} и соответствующей адронной фракции $f_h = 1 - f_{em}$. В отсутствие каких-либо дополнительных мер, эффективности их сигналов в общем случае сильно отличаются. Отклик калориметра на адрон h состоит из долей энерговыделения f_i в соответствии с эффективностью регистрации отклика:

$$S(h) = (f_{em}\varepsilon_{em} + f_h\varepsilon_h) E. \quad (3.2)$$

Отношение откликов калориметра на электроны и адроны может быть выражено как:

$$\frac{S(e)}{S(h)} = \frac{\varepsilon_{em}E}{(f_{em}\varepsilon_{em} + f_h\varepsilon_h)E} = \frac{\varepsilon_{em}/\varepsilon_h}{1 - f_{em}\left(1 - \frac{\varepsilon_{em}}{\varepsilon_h}\right)}. \quad (3.3)$$

Если величина $S(e)/S(h) = 1$ ($e/h = 1$), то калориметр называют компенсированным. Поскольку f_{em} зависит от энергии, то в случае $e/h \neq 1$ отклик калориметра будет нелинейным.

На рис. 3.9 показаны условные распределения откликов некомпенсированного калориметра на электромагнитную и адронную части адронного ливня. Видно, что отклик на не-ЭМ компоненту существенно меньше, чем на ЭМ компоненту, а флуктуации значительно уширяют его по сравнению с ЭМ компонентой из-за флуктуаций потерянной энергии связи.

Соотношение e/h таким образом становится ключевым для обеспечения оптимального отклика калориметра. Поскольку адронный ливень имеет меньшую энергию, чем электромагнитный, то в среднем для частиц с одинаковой падающей энергией отклик сигнала на адроны будет ниже, т.е. $e/h > 1$.

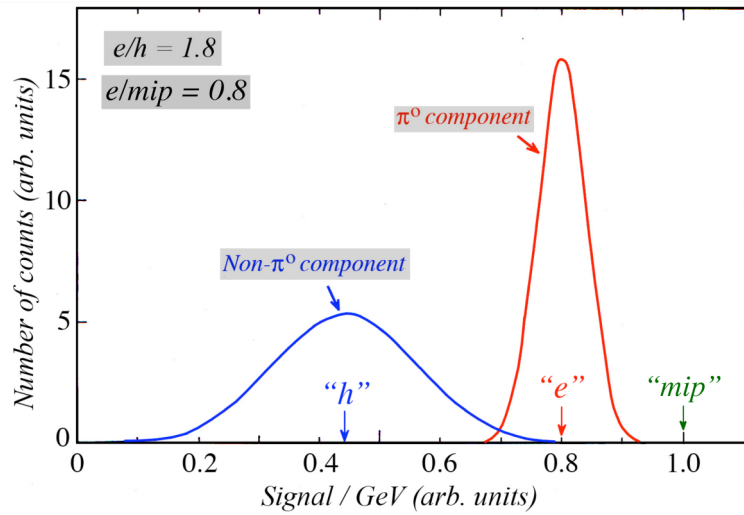


Рисунок 3.9 — Распределения откликов некомпенсированного калориметра на электромагнитную и адронные компоненты адронных ливней. Рис. из [125].

Для достижения хорошего энергетического разрешения адронных калориметров есть два возможных пути: либо каким-либо путем измерять соотношение между адронной и электромагнитной компонентами, либо получить одинаковый отклик калориметра для обеих компонент.

Компенсация может быть достигнута за счет особой конструкции калориметра, а также за счет соответствующего выбора материалов для пассивного и активного слоев и их соответствующих толщин [126]. Кроме того, можно добиться компенсации путем программной коррекции выделенной энергии, если она разрешена с достаточной пространственной точностью.

Как правило, $e/h > 1$, поэтому обычно стремятся либо уменьшить ε_{em} , либо увеличить ε_h . Для пассивных слоев с высоким Z эффективность регистрации электромагнитной компоненты ниже, чем для более низких Z (0.6 для свинца). Таким образом, чтобы сделать калориметр компенсированным, Z пассивного слоя должно быть высоким. Вследствие высокого Z фотоны преимущественно взаимодействуют в пассивном слое. Электроны от комптоновского или фотоэффекта дают сигнал, только если они рождаются вблизи границы перехода в активную среду. Высокий уровень образования нейтронов в пассивных слоях с тяжелыми ядрами можно использовать для повышения адронного сигнала. Энергия нейтронов может переходить в ионизирующие частицы путем упругого рассеяния на легких ядрах в активной среде, где энергия ионизации затем регистрируется. Длина свободного пробега нейтронов составляет несколько сантиметров, что делает возможным пересечение нескольких слоев свинец/сцинтиллятор. В пас-

сивной среде не происходит больших потерь энергии, так как передача энергии обратно пропорциональна A .

Упругое рассеяние нейтронов в активной среде оказывается наилучшим процессом для компенсации адронных калориметров, дающим оптимальное энергетическое разрешение. Компенсационное отношение является отношением толщин активных и пассивных слоев $R = d_p/d_a$. С увеличением R сигнал, приходящийся на электромагнитную часть выделенной энергии, становится меньше, поскольку общая длина ионизирующих треков в активной среде становится меньше. Кроме того, эффект непропорционально усиливается, поскольку низкоэнергетические фотоны, образующиеся в конце ливня, преимущественно поглощаются в результате фотоэффекта в материале с высоким Z , а образующиеся электроны в основном не достигают активной среды [121]. Таким образом, подбирая величину R можно настроить соотношение e/h и долю выборки $f_S = E_{vis}/E_{dep}$, где видимая энергия связана с полной соотношением $E_{vis} = f_S E$. Тогда можно оценить энергетическое разрешение как:

$$\frac{\sigma_{samp}}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{f_S E}} \sim \sqrt{\frac{R}{E}}. \quad (3.4)$$

Требование к подавлению выходного сигнала для электромагнитной компоненты приводит к выбору пассивных слоев с особенно высокими значениями Z , таких как уран, свинец или железо. Вариант с ураном для калориметра FHCAL не рассматривался в силу избыточности такого решения и его дороговизны. Для пары железо/сцинтиллятор соотношение R составляет 20:1, для пары свинец/сцинтиллятор — 4:1. В эксперименте MPD, как было сказано, требования к калориметру включают в себя возможность работы калориметра в сильном магнитном поле, из чего следует, что выбор железа невозможен. Кроме того, в таком случае размер калориметра был бы значительно большим. В случае выбора свинец/сцинтиллятор также преимуществом является меньшее компенсационное соотношение, а значит, меньшие флуктуации при дискретизации ливня. Исходя из вышесказанного, FHCAL был сконструирован как компенсированный калориметр с соотношением слоев свинец/сцинтиллятор 4:1 [26].

3.4 Энергетическое разрешение FHCAL

В большинстве калориметров энергетическое разрешение определяется стохастическими флуктуациями числа заряженных частиц, вносящих вклад в сигнал [120; 121; 127]. Если их число N_S пропорционально начальной энергии, со стандартным отклонением $\sqrt{N_S}$ в соответствии со статистикой Пуассона, то разрешение можно записать как:

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{\sqrt{N_S}}{N_S} = \frac{1}{\sqrt{N_S}} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (3.5)$$

В действительности к стохастическим флуктуациям добавляются и другие. С их учетом разрешение можно записать в виде:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c. \quad (3.6)$$

Доминирующими источниками для различных вкладов a , b , c являются: в случае a — стохастические флуктуации развития ливня, особенно сильные для гетерогенных калориметров из-за их структуры и невидимой части энергии. В случае b — электронный шум, который вносит вклад $1/E$ в относительное разрешение, поскольку абсолютные флуктуации не зависят от энергии. Для c — несовершенство структуры калориметра, качество электроники, флуктуации потерь, связанных с утечкой, неточность калибровки и пр. Вклад первых двух членов уменьшается с увеличением энергии, пока, наконец, постоянный член не ограничит разрешение. При низких энергиях ограничение определяется шумовым членом b , который также определяет порог измеряемой энергии. Коэффициент b называется “эквивалентной энергией шума”, соответствующей энергии частицы, которая дает такой же электронный сигнал, как стандартное отклонение шумового фона.

В соответствии с моделированием в Geant-4 энергетическое разрешение калориметра было оценено как $\sigma_E/E \simeq 56\%/\sqrt{E}$ ГэВ [30], что является очень хорошим результатом [128]. Позже эта величина была подтверждена в тестах на пучке. Разрешение может быть улучшено путем уменьшения коэффициента a стохастической части (3.6). Для этого можно использовать слои свинца/сцинтиллятора толщиной 8 и 2 мм соответственно, в отличие от нынешних 16 и 4 мм. Однако для такого улучшения разрешения потребуется в два раза больше сцинтилляционных пластин, WLS-волокон и каналов считывания. Кроме того, малая

толщина пластин сцинтиллятора приведет к ухудшению эффективности сбора света.

Поскольку важный вклад в энергетическое разрешение дают утечки адронных ливней, как в продольном, так и в поперечном направлениях, то необходимо исследовать влияние длины модулей на этот параметр. В нашем случае, модули FHCa1 имеют длину взаимодействия около $4\lambda_i$. Для изучения влияния утечки ливня на энергетическое разрешение было проведено тестирование модулей на пучке в CERN [129]. Аппроксимация экспериментальных точек (рис. 3.10, слева) дает коэффициент стохастического члена равный 56.1%, константного — 2.1% и фиксированной величины утечки — 16%. Очевидно, что при более высоких энергиях величина утечки будет увеличиваться, что отражено на рис. 3.10, справа.

Отличие постоянного члена от нуля свидетельствует о том, что компенсационное соотношение свинец/сцинтиллятор 4:1 в действительности не обеспечивает полную компенсацию. В работе [130] было показано, что при соотношении свинец/сцинтиллятор 4:1 компенсация может быть достигнута при увеличении энергии. Отношение e/h при высоких энергиях приближается к 1.0 из-за увеличения выхода π^0 в адронном ливне. Для энергий же ≤ 10 ГэВ соотношение $e/h \simeq 1.1$. Результаты этого исследования показывают, что полное компенсационное соотношение составляет $(9.1 \pm 0.3) : 2$ в диапазоне энергий 1–4 ГэВ.

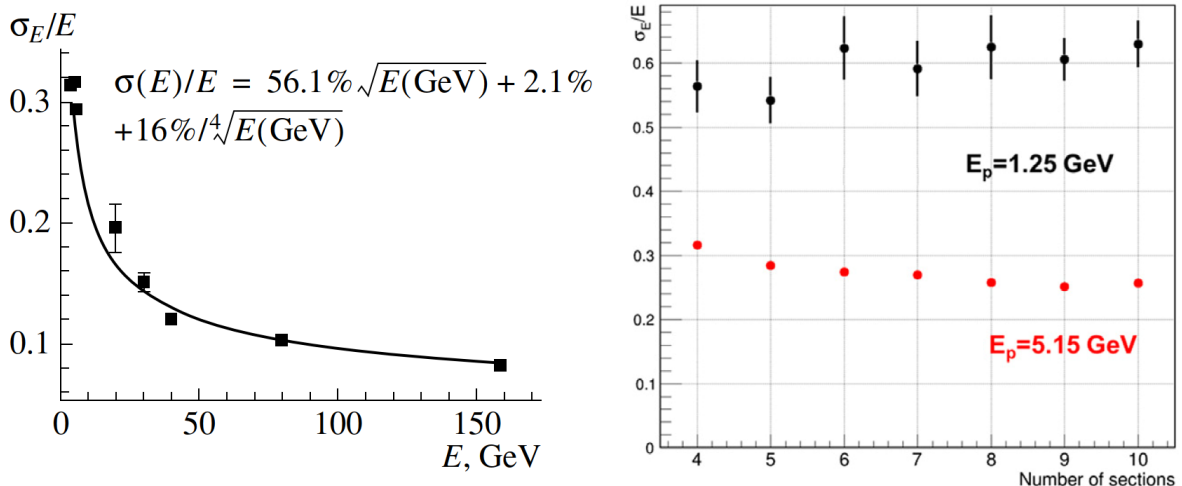


Рисунок 3.10 — Слева — зависимость энергетического разрешения калориметра от энергии пучка, аппроксимированная функцией, указанной на рисунке [129]. Справа — зависимость величины энергетического разрешения в зависимости от номера продольной секции для энергий протонов 1.25 ГэВ (черным) и 5.15 ГэВ (красным) [113].

Шумовой член в (3.6) особенно важен для детектирования низких энергий, когда амплитуда сигнала может быть сравнима с электронным шумом. Для подавления этого шума, во-первых, используются фотодетекторы и электроника с минимальными шумами и, во-вторых, увеличен минимальный сигнал относительно электронного шума. Кремниевые фотоумножители имеют высокий коэффициент усиления и низкий собственный шум на уровне очень малого числа фотоэлектронов. С другой стороны, минимальный сигнал составляет около 40 фотоэлектронов в одном продольном сечении для μp -частицы. Таким образом, минимальный сигнал превышает возможный электронный шум на порядок. Отметим, что протоны с энергией 300 МэВ дают в модуле FHCAL около 6 МэВ видимой энергии или сигнал выше 50 фотоэлектронов. Эта энергия может рассматриваться как пороговая энергия для модуля FHCAL.

В контексте энергетического разрешения остановимся на вопросе его связи с точностью определения центральности столкновений. Центральность столкновений тяжелых ионов в данной работе опирается на величину энергосодержания в калориметре, по этой причине важно понимать, какое влияние оказывают флуктуации числа спектаторов N_{spec} и энергосодержания в калориметре. Полное энергосодержание в калориметре можно выразить как произведение двух случайных величин — числа спектаторов N_{spec} и выборочного среднего энергосодержания в виде:

$$E = \sum_{i=1}^{N_{spec}} E_{spec}^i = N_{spec} \bar{E}_{spec}; \quad \bar{E}_{spec} = \frac{1}{N_{spec}} \sum_{i=1}^{N_{spec}} E_{spec}^i. \quad (3.7)$$

После ряда преобразований получаем относительную ошибку в определении энергосодержания:

$$\sigma_E^2/E^2 = \frac{1}{N_{spec}} \left(1 + \frac{a^2}{E_{spec}}\right), \quad (3.8)$$

где $a = 0.56$ (см. оценку выше).

Подробнее вывод данных соотношений см. [131].

Отметим, что подобный результат был получен и коллаборацией ALICE для ZDC [132]:

$$\sigma(E)_{N_{spec}} = \sqrt{\sum_i \sigma(E)_i^2} = \sqrt{N_{spec}} \sigma(E)_i. \quad (3.9)$$

3.5 Энергетическая калибровка FNCal с помощью космических мюонов

Энергетическая калибровка FNCal [29; 30; 32] представляет собой относительно сложную задачу, поскольку, после установки калориметра в рабочее положение, он будет зафиксирован, и через отверстие в его центре будет проходить пучковая труба. По этой причине двигать калориметр с целью сканирования модулей пучком станет невозможно. Единственным вариантом осуществления энергетической калибровки является использование какого-либо процесса с известным энергосвободением в секциях модуля FNCal. Таким процессом является регистрация космических мюонов в качестве минимально ионизирующих частиц.

3.5.1 Экспериментальная установка по измерению космических мюонов

Исследования с мюонными пучками [113] показали, что спектр мюонов, входящих в калориметр горизонтально, имеет ярко выраженный пик, который соответствует энергии около 5 МэВ. Регистрация такой низкой энергии представляет собой весьма вызывающую задачу для адронных калориметров, в которых порог регистрации обычно составляет десятки МэВ. Благодаря высокому светосбору с помощью WLS-волокон и уникальным характеристикам фотодетекторов (SiPM), в каждой продольной секции калориметра удалось получить световых выходов на уровне 40–50 фотоэлектронов для энергии 5 МэВ. Также качество используемой передней электроники обеспечивает очень хорошее соотношение сигнал/шум, что позволяет обеспечить порог регистрации в каждой отдельной секции на уровне < 2 МэВ. Такой порог позволяет надежно идентифицировать энергосвободение от космических мюонов, проходящих через секции калориметра в различных направлениях. Поэтому процедура энергетической калибровки избавлена от необходимости разработки сложных методов для идентификации треков мюонов и выделения малых амплитуд из шума, ограничиваясь более простыми процедурами.

Для отработки методов энергетической калибровки космическими мюонами в ИЯИ РАН была создана экспериментальная установка из 18 модулей калориметра, представляющие собой прототип будущего адронного калориметра.

Набор данных с космическими мюонами осуществлялся с использованием передней электроники и систем считывания, идентичными той, что будет использована в будущем эксперименте. Конфигурация модулей, использованная во время набора данных, показана на рис. 3.11 слева. Справа показано фото экспериментальной установки с установленной передней электроникой, соединенной посредством плоских кабелей с системой считывания аналоговых сигналов.

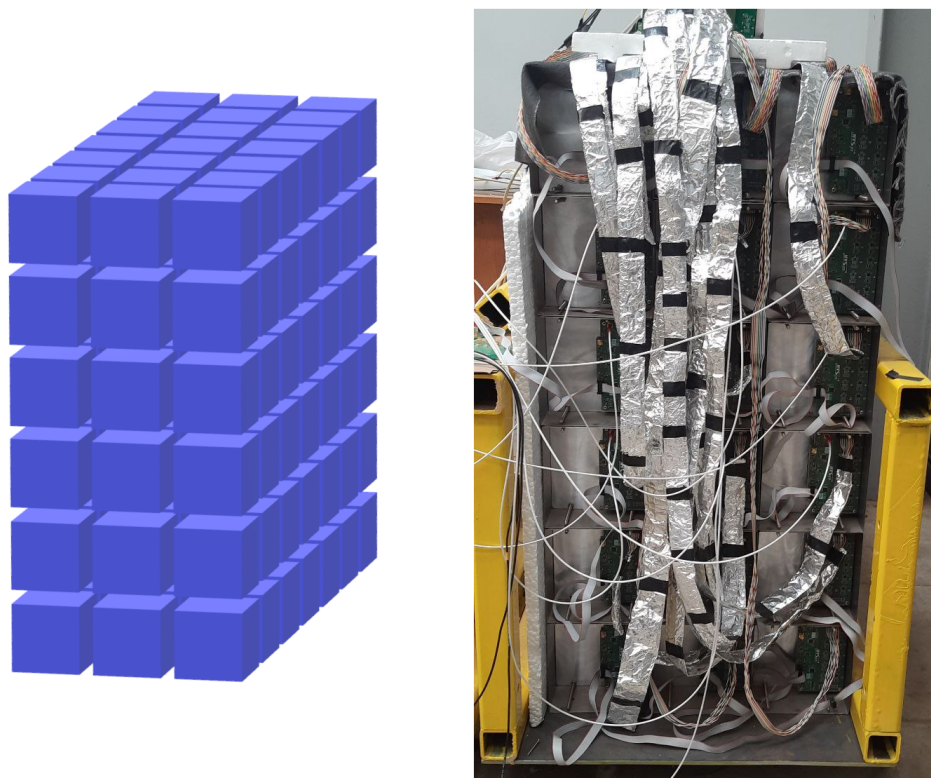


Рисунок 3.11 — Слева — схематическое изображение конфигурации модулей для тестового набора калибровочных космических мюонов. Справа — фотография тестовой установки с передней электроникой.

В качестве фотодетекторов использовались кремниевые фотоумножители SiPM Hamamatsu S14160-3010PS. Чувствительная площадь данного фотодетектора $3 \times 3 \text{ мм}^2$, с эффективностью регистрации света порядка 18%. Управление напряжением смещения фотодетекторов, температурная коррекция напряжения осуществлялись системой контроля параметров, разработанной для FHCAL. Каждая плата передней электроники имеет аналоговый сумматор, который может быть использован для запуска триггера. Все платы управляются дистанционно блоком системного модуля, через который возможна подстройка напряжений для температурной коррекции. Сбор данных осуществляется через 2 платы ADC64,

изготовленных в AFI Electronics (Дубна). Каждый ADC64 имеет 64 канала с 12-разрядной дискретизацией со скоростью 62.5 Мб/с, он может записывать 1024 отсчета с разрешением 12 бит. Передача данных на компьютер с каждого АЦП осуществлялась по Ethernet кабелю. Оба блока ADC64 были синхронизированы внешним триггером, который формировался аналоговым сигналом с сумматоров плат передней электроники. Порог срабатывания триггера был установлен на уровне 5 МэВ для каждого модуля. Общая схема системы считывания представлена на рис. 3.12.

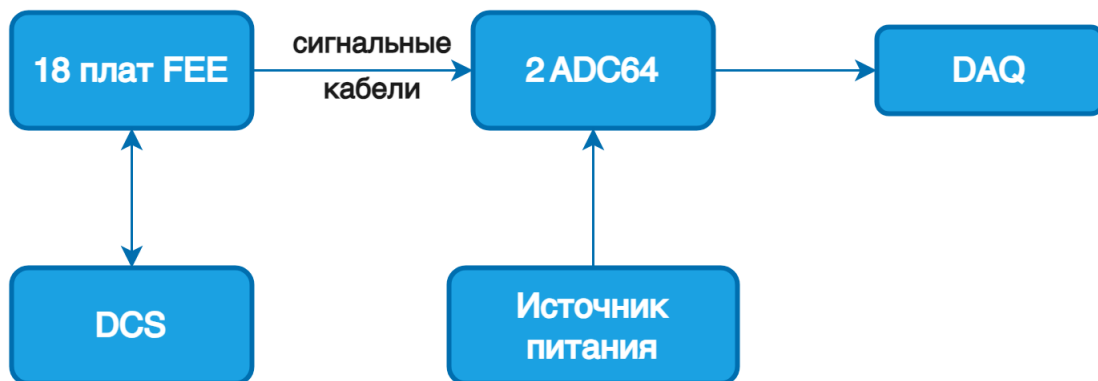


Рисунок 3.12 — Схематическое изображение системы считывания и обработки сигнала для прототипа калориметра, собранного в ИЯИ РАН.

3.5.2 Процедура энергетической калибровки

Для успешной энергетической калибровки модулей калориметра необходимо последовательно совершить несколько процедур [29]:

1. Обработка сигналов и получение величины энергосвечения в каждой секции калориметра.
2. Идентификация треков в калориметре, определяемых по типу и числу сработавших секций калориметра.
3. Выполнение непосредственной энергетической калибровки секций модулей калориметра для мюонов с различной геометрией треков.

В процессе анализа данных было установлено, что крайние секции, находящиеся со стороны передней электроники, были подвержены небольшой засветке, что выражалось в суточных колебаниях величины сигналов. После обнаружения этой проблемы была улучшена световая изоляция задней поверхности модулей.

Процедура обработки сигнала заключается в определении базового уровня и величины амплитуды сигнала в каждом событии, в схематичном виде данная процедура представлена на рис. 3.13.

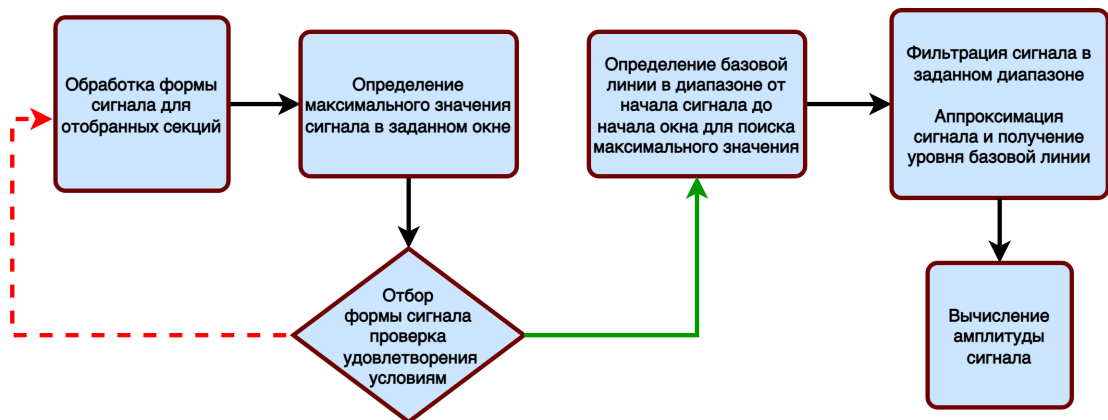


Рисунок 3.13 — Схематическое представление процедуры обработки формы сигнала с передней электроники FHCa1.

Для определения амплитуды сигнала задается окно, в котором либо определяется максимальное значение сигнала (быстрый метод), либо производится грубая аппроксимация распределением Гаусса. Второй способ дает возможность очистить данные по качеству аппроксимации формы сигнала. Длительные наборы экспериментальных данных, в течение недели и более, показали, что сигнал стабильно лежит в одном и том же временном окне, поэтому корректировка его границ не требуется. Результаты продемонстрировали малое различие между двумя подходами к определению амплитуды. На рис. 3.14 представлена типичная форма сигнала от космического мюона в одной из секций калориметра.

Определение базового (нулевого) уровня сигнала происходит вне заданного временного окна. Базовый уровень определялся до начала заданного временного окна, поскольку этот уровень после сигнала может быть искажен послеимпульсами и зачастую сильно отличается от уровня до начала сигнала. В выбранной области до начала сигнала временное распределение каналов ADC аппроксимируются линейно, по усредненным значениям. В качестве фильтра использовалось скользящее среднее. После определения максимального значения в окне сигнала и получения величины базового уровня по этим величинам определялась амплитуда сигнала соответствующей секции. Разность базового уровня и максимального числа отсчетов в окне принимается за амплитуду сигнала и записывается в распределение, соответствующее номеру секции, в которой было получено.

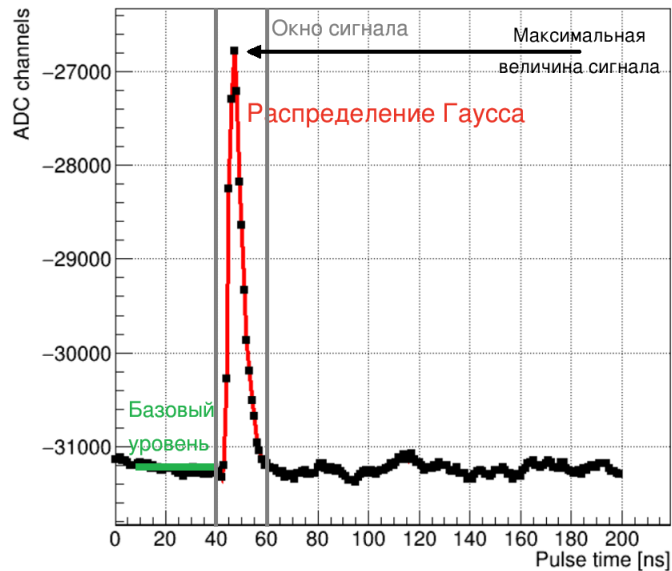


Рисунок 3.14 — Типичная форма сигнала и шума от космического мюона в одной секции модуля калориметра.

Одной из проблем в анализе форм сигналов стало наличие когерентных шумов (наводок) в отдельных секциях. Пример формы сигнала с таким шумом приведен на рис. 3.15. Для борьбы с этой проблемой применялась процедура оценки формы сигнала в узком окне, которое задавалось в диапазоне 10 отсчетов от пика сигнала в обе стороны. В рамках сопутствующего исследования было установлено, что в подавляющем большинстве случаев в указанном окне (так же, как и для полезных сигналов) знак сигнала менялся не более двух раз. Соответственно, те сигналы, которые меняли знак большее количество раз исключались из анализа.

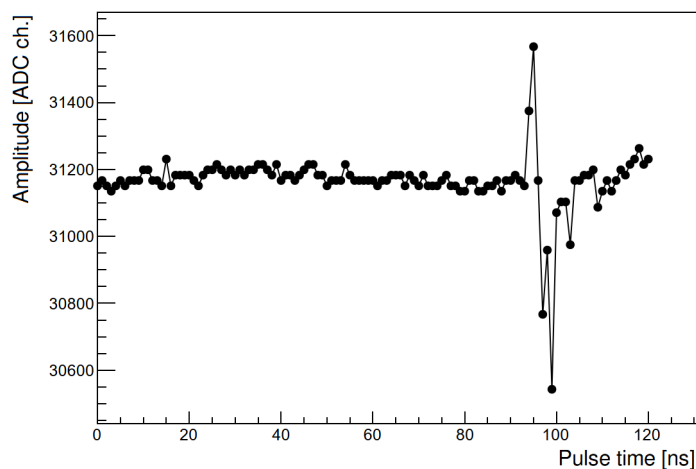


Рисунок 3.15 — Форма сигнала с наводкой. Хорошо видно, что сигнал несколько раз меняет знак, что дает возможность отнести его к классу не удовлетворяющих условиям отбора.

После обработки всех сигналов в наборе становится возможным провести процедуру калибровки по полученным амплитудным распределениям в каждой секции модулей калориметра, схема этой процедуры представлена на рис. 3.16.

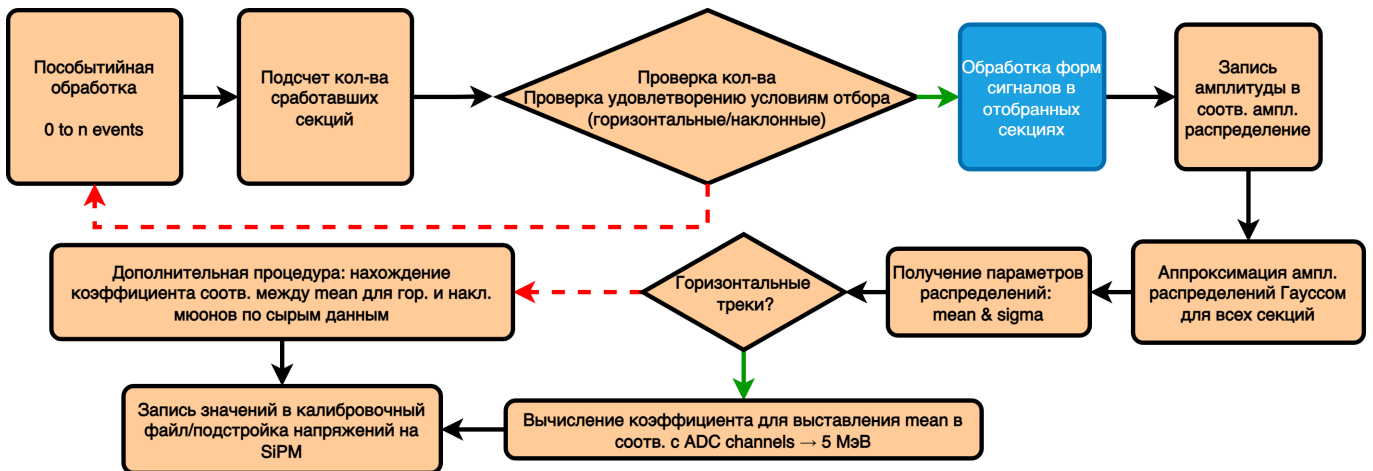


Рисунок 3.16 — Схематическое представление процедуры энергетической калибровки модулей FHCAL.

Получение коэффициентов для выравнивания пиков амплитудных спектров производится путем аппроксимации амплитудного распределения распределением Гаусса и получением его параметров, в частности, средней величины, которая и используется для вычисления коэффициента перехода от отсчетов ADC к энергии в МэВ. Данная процедура проводится дважды с целью обеспечения наименьшего смещения.

В отличие от пучка, космические мюоны имеют широкий диапазон углов входа в калориметр, и длина их треков в сцинтилляторах сильно зависит от геометрии прохождения. Поскольку космические мюоны выделяют в сцинтилляторах различную энергию в зависимости от длины трека, то были выбраны два типа мюонных треков — горизонтальные и наклонные.

Наиболее простыми для анализа являются события с горизонтальными треками, в нашем случае отбирались только такие события, где мюон пересекал не менее 5 секций одного модуля. Пример амплитудного спектра горизонтальных мюонов в одной секции представлен на рис. 3.17, пример удовлетворяющего требованиям отбора события с горизонтальным треком представлен на рис. 3.18, слева.

Случай с горизонтальными треками соответствует процедуре калибровки модулей на пучке мюонов с энерговыделением в каждой секции около 5 МэВ. Поэтому вычисление коэффициента перехода от отсчетов ADC к энергии в МэВ не

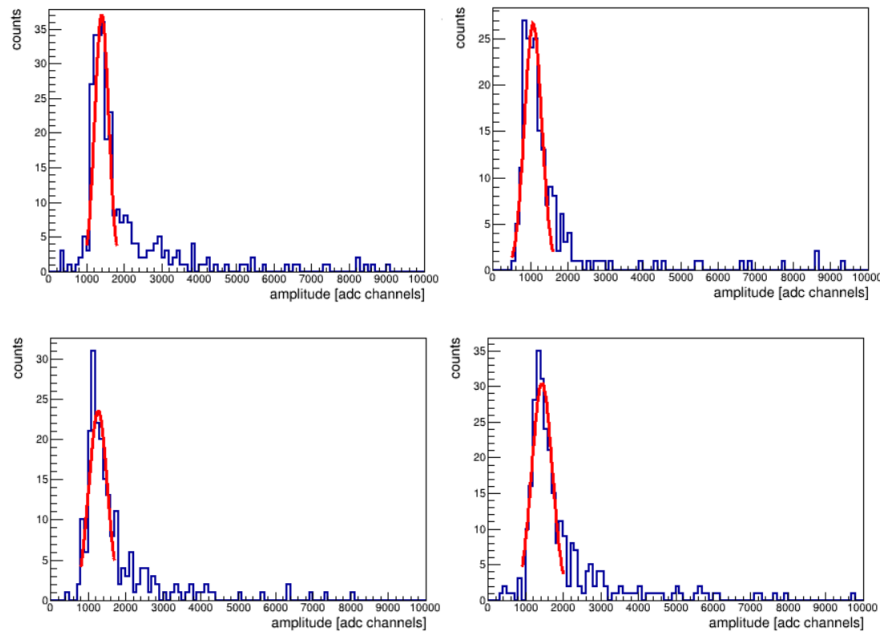


Рисунок 3.17 — Амплитудные спектры от космических мюонов в продольных секциях одного модуля (горизонтальные мюоны), аппроксимированный распределением Гаусса.

составляет труда. Таким образом, калибровка модулей горизонтальными мюонами является наиболее естественной и простой. Основным недостатком процедуры энергетической калибровки модулей калориметра на горизонтальных мюонах является необходимость набора большой статистики. Как следствие — время проведения такой калибровки достаточно велико и может достигать нескольких дней. В качестве решения этой проблемы можно рассмотреть использование наклонных треков.

В случае наклонных треков использовались мюоны, которые пересекали одну колонну модулей в вертикальной плоскости. При этом требовалось, чтобы срабатывали только находящиеся на одной прямой соседние секции в разных модулях. Это условие позволяло отбросить события с множественными треками. Пример удовлетворяющего требованиям отбора события с наклонным треком представлен на рис. 3.18, справа.

Использование наклонных треков мюонов позволяет получить статистику событий на два порядка больше за единицу времени. Данная особенность позволяет уйти от необходимости набора горизонтальных мюонов, но порождает трудности, в виде необходимости получения амплитудной поправки к длине треков мюонов в сцинтилляторах, основанной на восстановлении геометрии мюонных треков для улучшения качества калибровки. Отметим, что такая поправка

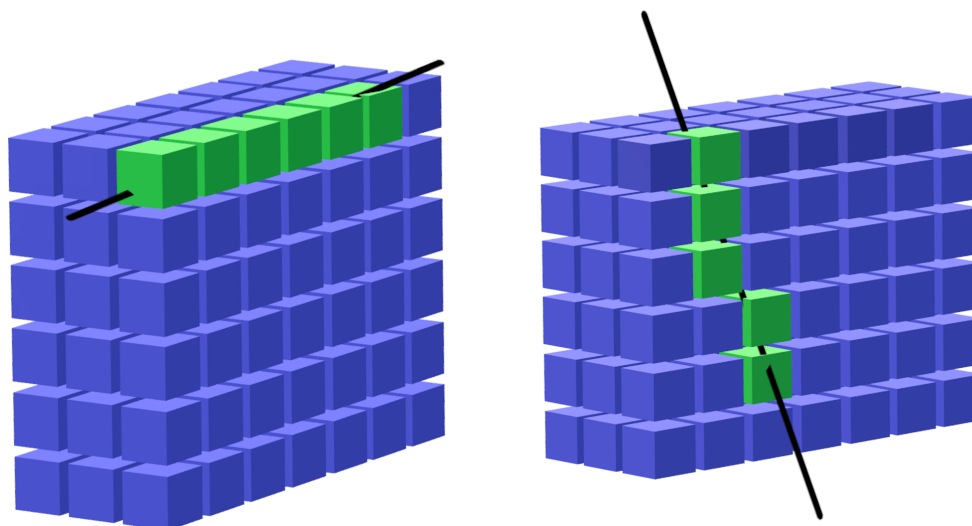


Рисунок 3.18 — Примеры событий с горизонтальным треком (слева) и наклонным треком (справа), удовлетворяющих условиям отбора.

в разработанном методе не была использована. Причиной этому служит то, что заданные условия отбора наклонных треков мюонов были достаточны для значительного сужения диапазона углов входа таких мюонов в модули тестовой установки. Вследствие этого амплитудные спектры имели ярко выраженные пики, которые соответствовали наиболее вероятным событиям. Пример амплитудного спектра наклонных мюонов в некоторых секциях модулей FHCa1 представлен на рис. 3.19.

Поскольку в таком случае мюоны имеют неопределенные величины длины треков в сцинтилляторах, то для абсолютной энергетической калибровки с их помощью необходимо найти положение пиков амплитудных распределений в этой же секции для горизонтальных и наклонных мюонов в распределениях по сырым данным. После чего, при помощи отношения средних значений пиков горизонтальных и наклонных мюонов, отклики секций могут быть выравнены так, чтобы соответствовать энергии 5 МэВ. Разработанная методика калибровки позволяет постоянно контролировать калибровочные коэффициенты, а также осуществлять мониторинг состояния SiPM.

После получения калибровочных коэффициентов существует два способа получения откалиброванных наборов данных с их применением. Первый способ заключается в создании калибровочного файла, где каждой секции модулей калориметра соответствует калибровочный коэффициент. Такой файл может использоваться для нормировки как уже существующих наборов, так и планируемых. Второй способ предусматривает нахождение зависимости величины

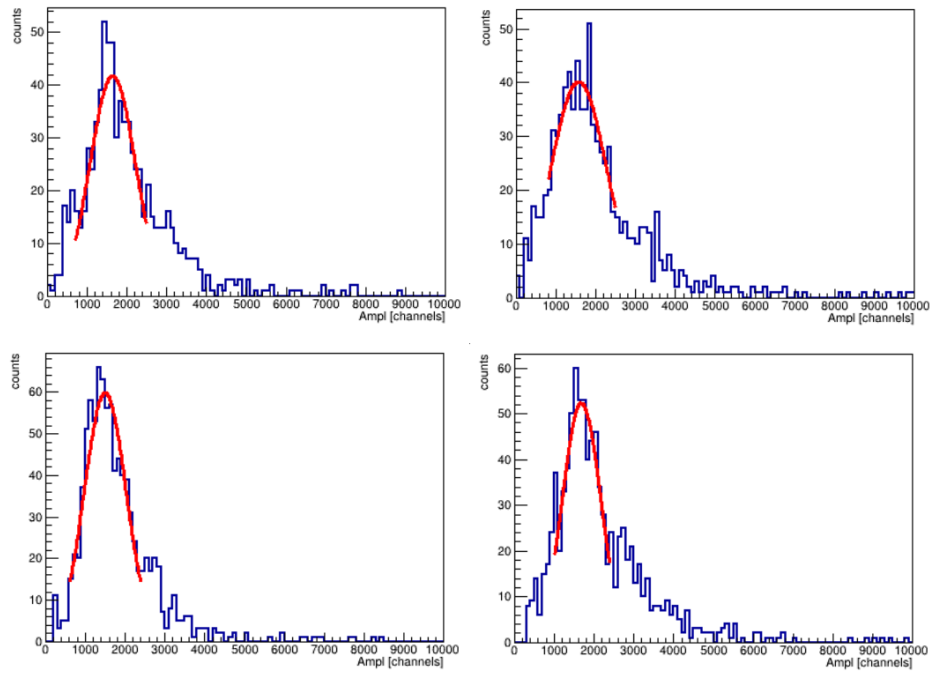


Рисунок 3.19 — Амплитудный спектр вертикальных космических мюонов в одной секции модуля FNCal, аппроксимированный распределением Гаусса.

регистрируемой амплитуды сигнала от напряжения на SiPM и подбор функции, которая будет включать калибровочный коэффициент и отражать зависимость от него напряжения на фотодетекторе, $V_{SiPM,i} = f(k_{calib,i})$.

Описанный подход с использованием треков с различной геометрией имеет свои недостатки. Метод с горизонтальными треками требует длительного набора данных, но дает узкие спектры. Тем не менее, эта процедура должна быть выполнена хотя бы один раз. Метод с использованием наклонных треков дает более размытые спектры, но осуществляется значительно быстрее и может быть использован для постоянного мониторинга каналов считывания.

Глава 4. Определение центральности при помощи передних адронных калориметров

4.1 Выбор оптимальной фрагментационной модели

С целью определения параметров будущих детекторов и изучения различных наблюдаемых в эксперименте MPD используются различные физические модели при энергиях NICA. Для моделирования отклика калориметра выбор ограничился моделями DCM–SMM [133] и PHQMD [134]. Они были сочтены наиболее подходящими, поскольку включают в себя разные типы фрагментов, рождаемых в процессе столкновения тяжелых ионов. Рассмотрим выбранные фрагментационные модели.

DCM–SMM — это гибридный генератор тяжелоионных событий, в основе которого лежат Дубненская каскадная модель (DCM) [135], кварк-глюонная струнная модель (QGSM) [136] и статистическая модель мультифрагментации (SMM) [137]. Дубненская каскадная модель, DCM, основана на Монте-Карло решении ряда релятивистских кинетических уравнений Больцмана-Уэлинга-Уленбека с условиями столкновений, включая каскадно-каскадные взаимодействия. Для энергий частиц ниже 1 ГэВ в модели рассматриваются только нуклоны, пионы и дельта-изобары. Модель включает в себя адекватное описание динамики пионов и барионов для процессов рождения и поглощения частиц. Для того, чтобы сделать код DCM применимым к более высоким энергиям (до сотен ГэВ/нуклон), он был объединен с кварк-глюонной струнной моделью (QGSM). QGSM используется для описания элементарных адронных столкновений при энергиях выше 5 ГэВ в рамках независимых кварк-глюонных струн. QGSM рассматривает два низших SU(3) мультиплетов в мезонном, барионном и антибарионном секторах, поэтому взаимодействия между почти 70 видами адронов рассматриваются на одном уровне. Рождение ядерных фрагментов подразделяется на три стадии: (1) динамическая стадия, ведущая к образованию равновесной ядерной системы, которая описывается DCM; (2) разбиение системы на отдельные первичные фрагменты, описываемое статистической моделью мультифрагментации (SMM); (3) релаксация горячих первичных фрагментов в соответствии с процессами испарения/деления.

Вторая модель — новая динамическая транспортная модель RHQMD (Parton-Hadron-Quantum-Molecular Dynamics) была разработана для микроскопического описания образования ядерных кластеров и гиперядер, а также общего рождения частиц в реакциях с тяжелыми ионами при релятивистских энергиях. В отличие от коалесценции или статистических моделей, часто используемых для формирования кластеров, в RHQMD кластеры формируются динамически за счет взаимодействий между барионами, описываемыми на основе квантовой молекулярной динамики (QMD). Она позволяет распространять плотность n -тел Вигнера и корреляции n -тел в фазовом пространстве, необходимых для формирования кластера. Модель RHQMD рассматривается в двух различных вариантах алгоритмов кластеризации — MST (Minimum Spanning Tree) и SACA (Simulated Annealing Cluster Algorithm). MST определяет кластеры только тогда, когда свободные нуклоны и группы нуклонов хорошо разделены в координатном пространстве в конце реакции. SACA позволяет изучить картину кластеризации на ранней стадии, вскоре после времени, необходимом двум ядрам для прохождения друг друга, когда различные итоговые кластеры все еще перекрываются в координатном пространстве.

Результаты работы генераторов значительно отличаются, что приводит к большой неопределенности при оценке точности определения центральности и ориентации плоскости реакции. Различия обусловлены в первую очередь разными подходами к фрагментации. Для получения достоверных данных необходимо было проверить корректность моделирования переднего адронного калориметра Монте-Карло моделями. Для верификации результатов моделирования были использованы данные с эксперимента NA61 CERN. В этом эксперименте используется калориметр PSD (Projectile Spectators Detector) [138], который имеет схожий с FHCAL дизайн. PSD состоит из 45 модулей — 16 маленьких центральных ($10 \times 10 \text{ см}^2$), 28 больших ($20 \times 20 \text{ см}^2$) периферических, а также одного дополнительного модуля из двух секций перед калориметром (на рис. 4.1 обозначен под номером 45). Каждый модуль состоит из 60 пар чередующихся свинцовых и сцинтилляционных пластин толщиной 16 мм и 4 мм соответственно. Важным отличием PSD от FHCAL является отсутствие отверстия для пучка в центре. Поперечный вид калориметра PSD представлен на рис. 4.1. Для сравнения Монте-Карло моделей с экспериментальными данными был взят тестовый набор 2016-го года с реакцией Pb-Pb и импульсом пучка 30 АГэВ. Во время этого набора в экспе-

риментальной установке было отключено магнитное поле, обычно отклоняющее пучок и фрагменты.

	29	30	31	32			
44	17	18	19	20	33		
43	28	1	2	3	4	21	34
		5	6	7	8		
42	27	9	10	11	12	22	35
		13	14	15	16		
41	26	25	24	23	36		
	40	39	38	37			

Рисунок 4.1 — Поперечный профиль PSD с модульной структурой, модули отмечены номерами. Дополнительный модуль, находящийся перед калориметром обозначен как 45-й.

Для приведения экспериментальных данных в соответствие с Монте-Карло моделированием делался отбор, где брались все события с неупругими взаимодействиями с мишенью (так называемый триггер T4). Модель RHQMD MST характеризуется большим количеством нефизичных событий, и для их устранения использовался отбор по псевдобыстроте $|\eta| < 1$. Для сравнения модели с экспериментальными данными было взято одинаковое количество событий, как для Монте-Карло моделирования, так и для экспериментальных данных.

Сравнение Монте-Карло моделирования и экспериментальных данных сделано для двух различных конфигураций калориметра — с отверстием для пучка и без него. В первом случае отверстие вводилось искусственно — энергосодержание в четырех центральных модулях и дополнительном 45-м считалось равным нулю.

Для проведения процедуры сравнения было выбрано несколько наблюдаемых, которые могут быть прямо или косвенно получены из данных. К прямым наблюдаемым относятся энергосодержание в калориметре и длина среднего радиус-вектора, определяемая как:

$$x_{mean} = \frac{\sum_i E_i |x_i|}{\sum_i E_i}, y_{mean} = \frac{\sum_i E_i |y_i|}{\sum_i E_i}, |\vec{r}_{mean}| = \sqrt{x_{mean}^2 + y_{mean}^2}. \quad (4.1)$$

Длина среднего радиус-вектора отражает пространственное распределение энергии по поверхности калориметра. К косвенным наблюдаемым относятся те, что получены из двумерной аппроксимации линейной функцией энерговыделения в каждом событии. В результате аппроксимации извлекаются высота и радиус полученного конуса, описывающего энерговыделение в модулях калориметра. Подробнее этот метод описан ниже. В качестве оценки соответствия сравниваемых данных использовался критерий χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(MC_i - Exp_i)^2}{\sigma_{MC_i}^2 + \sigma_{Exp_i}^2}. \quad (4.2)$$

На рис. 4.2 представлены результаты сравнения энерговыделения и длины среднего радиус-вектора в конфигурации калориметра без отверстия. Энергия в 45 модуле равномерно распределялась по четырем центральным модулям. Как видно из рисунка, для обеих версий модели PHQMD пик энерговыделения находится значительно ниже, чем для модели DCM–SMM. При этом модель PHQMD более точно описывает события с низкой энергией. В частности, для диапазона энергий 40–100 ГэВ величина χ^2 равняется 2.89 и 1.64 для DCM–SMM и PHQMD MST соответственно. Распределение длины среднего радиус-вектора заметно отличается для модели PHQMD SACA в сравнении со всеми другими данными.

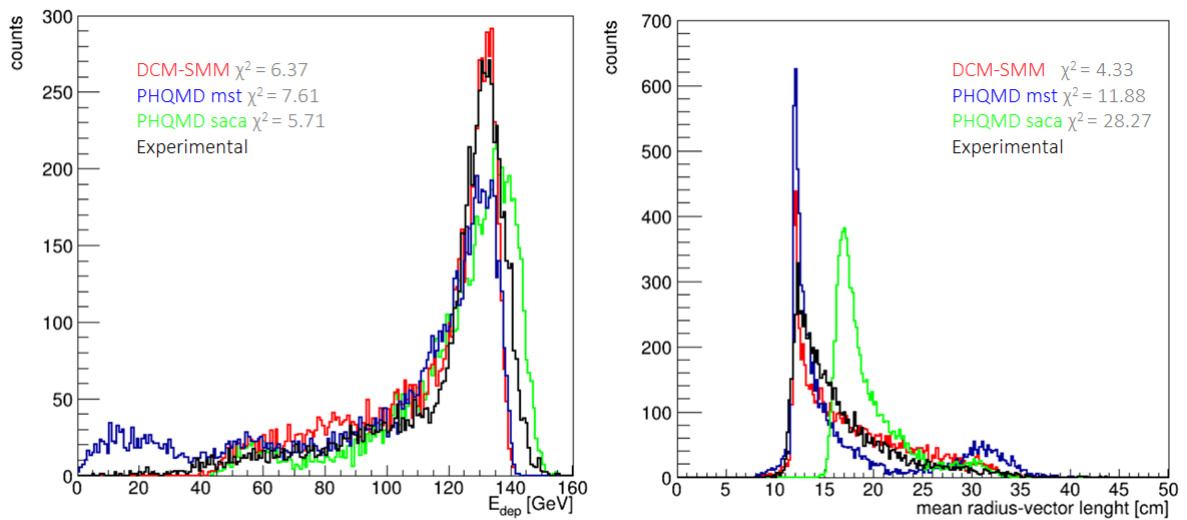


Рисунок 4.2 — Результаты сравнения моделей с экспериментальными данными для калориметра без отверстия. Слева — энерговыделение для моделей DCM–SMM (красный цвет), PHQMD MST (синий цвет), PHQMD SACA (зеленый цвет) и экспериментальных данных (черный цвет). Справа — средняя длина радиус-вектора, цвета идентичны.

Результаты, полученные для модифицированной конфигурации калориметра (с отверстием), сильно отличаются и представлены на рис. 4.3. Хорошо видно, что обе версии модели PHQMD крайне неточно описывают энерговыделение в случае калориметра с отверстием. Значительно меньшее значение длины среднего радиус-вектора для PHQMD SACA объясняется, как и в предыдущем случае, более равномерным распределением энергии по поверхности калориметра. Из рис. 4.3 (слева) видно, что события SACA несут существенно большую энергию, в то время как в случае DCM–SMM большая часть тяжелых фрагментов вылетает в пучковое отверстие. Также разницу в пространственном распределении энергии по поверхности калориметра хорошо видно из рис. 4.4. Для модели PHQMD SACA энергия распределена по поверхности более равномерно, что приводит к меньшей потере энергии из-за пучкового отверстия в сравнении со всеми другими данными.

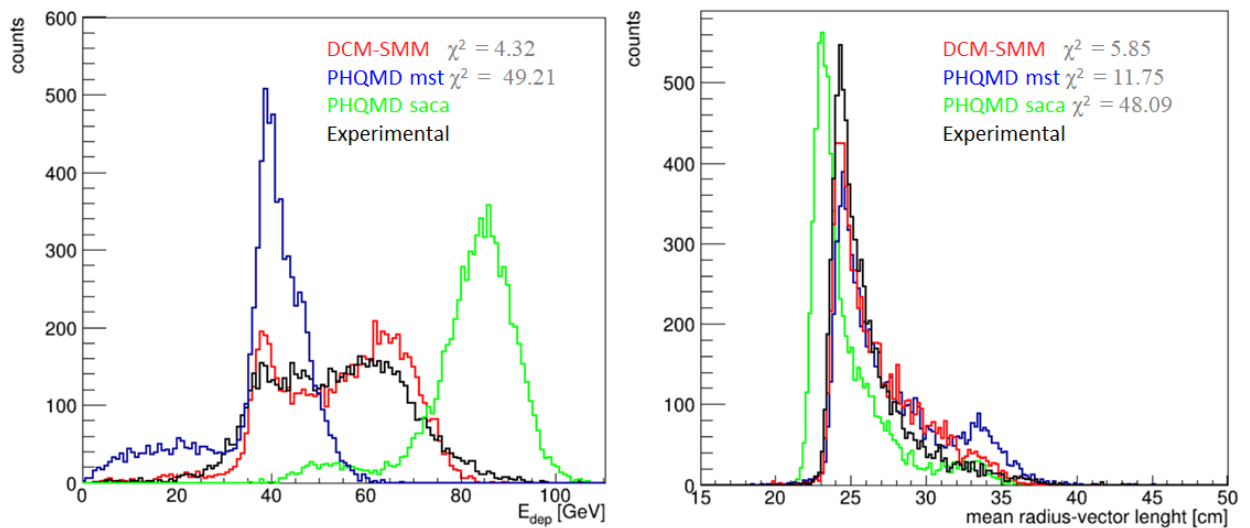


Рисунок 4.3 — Результаты сравнения моделей с экспериментальными данными для калориметра с отверстием. Энерговыделение для моделей DCM–SMM (красный цвет), PHQMD MST (синий цвет), PHQMD SACA (зеленый цвет) и экспериментальных данных (черный цвет). Справа — средняя длина радиус-вектора (цвета идентичны).

Визуально хорошо заметна разница между моделями на примере двумерных корреляций (рис. 4.5, 4.6) энерговыделения и длины среднего радиус-вектора в обеих конфигурациях калориметра — с отверстием и без него — для всех моделей и экспериментальных данных.

Численные результаты сравнения по критерию χ^2 представлены в таблице 1. Из нее хорошо видно, что модель DCM–SMM в целом значительно лучше

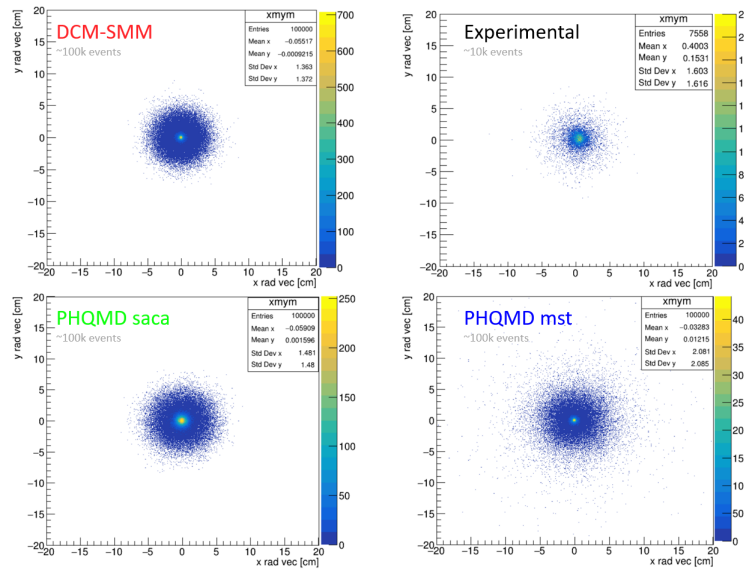


Рисунок 4.4 — Распределение координат вершины среднего радиус-вектора в случае калориметра без пучкового отверстия для моделей DCM–SMM, PHQMD (SACA и MST) и экспериментальных данных.

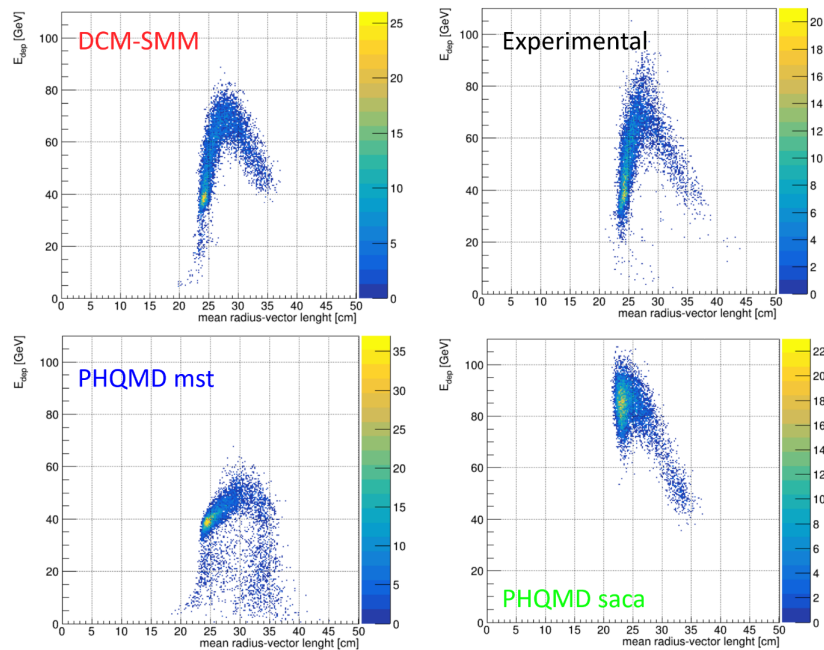


Рисунок 4.5 — Двумерные корреляции энергосвечения и длины среднего радиус-вектора в случае калориметра с пучковым отверстием для моделей DCM–SMM, PHQMD (SACA и MST) и экспериментальных данных.

описывает экспериментальные данные, как для конфигурации калориметра с отверстием, так и без него.

В результате данного исследования можно заключить, что для целей дальнейшей работы с моделированием отклика калориметра резонно использовать

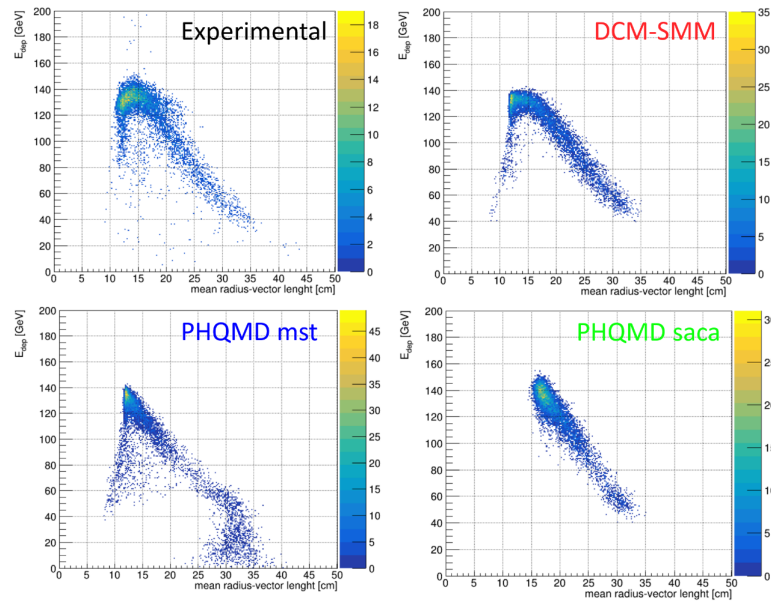


Рисунок 4.6 — Двумерные корреляции энерговыведения и длины среднего радиус-вектора в случае калориметра без пучкового отверстия для моделей DCM–SMM, PHQMD (SACA и MST) и экспериментальных данных.

Таблица 1 — Количественные результаты сравнения моделей DCM–SMM и PHQMD (SACA&MST) по критерию χ^2 для двух конфигураций калориметра по трем наблюдаемым.

Без отверстия/Модель	E_{dep}	Длина среднего радиус-вектора	Радиус	E_{max}
DCM–SMM	6.37	4.33	3.55	4.43
PHQMD MST	7.61	11.88	5.58	13.87
PHQMD SACA	5.71	28.27	13.19	>100
С отверстием/Модель	E_{dep}	Длина среднего радиус-вектора	Радиус	E_{max}
DCM–SMM	4.32	5.85	5.47	10.55
PHQMD MST	49.21	11.75	10.09	>100
PHQMD SACA	>100	48.09	36.26	>100

DCM–SMM модель, поскольку она более точно работает с фрагментацией, и более реалистично распределяет фрагменты по поверхности калориметра.

4.2 Определение центральности с помощью пространственно-энергетических распределений в FHCAL

Экспериментальная оценка глобальных характеристик событий в ядерно-ядерных столкновениях, таких как центральность столкновения, которая связана с числом участвующих нуклонов, является первоочередной задачей в экспериментах с тяжелыми ионами. Центральность столкновения может быть определена либо по количеству рожденных частиц в зоне участников, либо путем измерения энергии, переносимой невзаимодействующими нуклонами-спектаторами. Измерение числа спектаторов позволяет оценить число участников и, следовательно, параметр столкновения b , которые сильно коррелируют. Более подробно этот вопрос уже был рассмотрен выше.

Измерение центральности столкновений по энергovyделению в калориметрах значительно проще в случае герметичного калориметра, при отсутствии утечек энергии. Таков вышеописанный калориметр PSD в эксперименте NA61. В случае герметичного калориметра, множественность рожденных частиц и число спектаторов (и, соответственно, суммарная энергия ими переносимая) монотонно зависят от прицельного параметра [139—141]. FHCAL не является герметичным калориметром, поскольку имеет пучковое отверстие в центре. Как следствие, значительная часть связанных фрагментов с малым поперечным импульсом вылетает в пучковое отверстие и остается незарегистрированной. В результате, центральные и периферические события имеют близкую величину энергovyделения (рис. 4.7), что приводит к неоднозначной энергетической корреляции относительно прицельного параметра [28]. Отметим, что зависимость энергovyделения в FHCAL от величины прицельного параметра сильно отличается для моделей LAQGSM [142] и DCM–SMM. Максимальная выделенная энергия для модели LAQGSM примерно на 30% больше в сравнении с той же энергией для DCM–SMM. Это различие отражает большее количество фрагментов средней массы в последней модели и, следовательно, большее количество фрагментов улетает в отверстие пучка без взаимодействия в FHCAL.

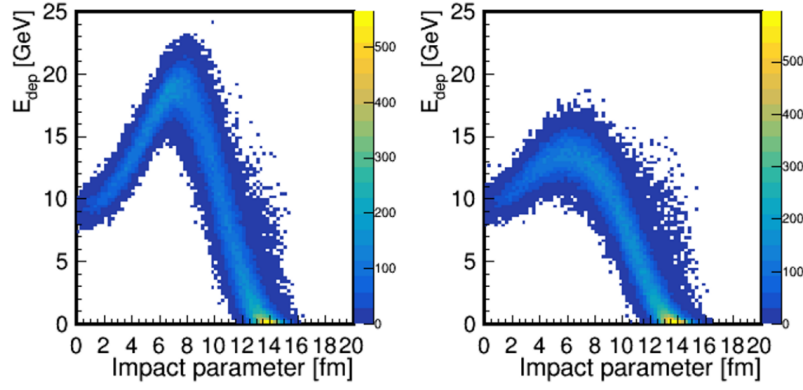


Рисунок 4.7 — Зависимость энерговыведения в FHCAL от прицельного параметра для моделей LAQGSM (слева) и DCM–SMM (справа). Рис. из [28].

4.2.1 Метод корреляций продольной и поперечной энергии

Так как использование только энерговыведения в FHCAL не позволяет разделить центральные и периферические события, необходимо получить дополнительную информацию с калориметра. Наиболее естественным путем решения этой задачи является использование пространственного распределения выделенной в модулях FHCAL энергии. С этой целью были изучены поперечная (E_T) и продольная (E_L) компоненты выделенной в калориметре энергии [28]:

$$E_T = \sum E_i \sin \theta_i, E_L = \sum E_i \cos \theta_i, \quad (4.3)$$

где E_i и θ_i — энерговыведение и полярный угол i -го модуля FHCAL относительно центральной оси калориметра (совпадает с осью пучка). Полученные корреляции поперечной и продольной компонент энергии были аппроксимированы кривой второго порядка и разделены на классы центральности перпендикулярами к кривой таким образом, что в каждом классе содержится около 10% от общего числа событий. Распределения прицельных параметров для каждого такого класса были затем аппроксимированы распределением Гаусса, как показано на рис. 4.8.

Результаты аппроксимации представлены на рис. 4.9. Здесь слева и справа показаны зависимости средних значений и ширины нормальных распределений от центральности, определяемой 10% группами событий для моделей LAQGSM и DCM–SMM соответственно. Видно, что средние значения прицельного параметра монотонно растут в зависимости от центральности события. Разрешение прицельного параметра для самых центральных событий составляет около 40%,

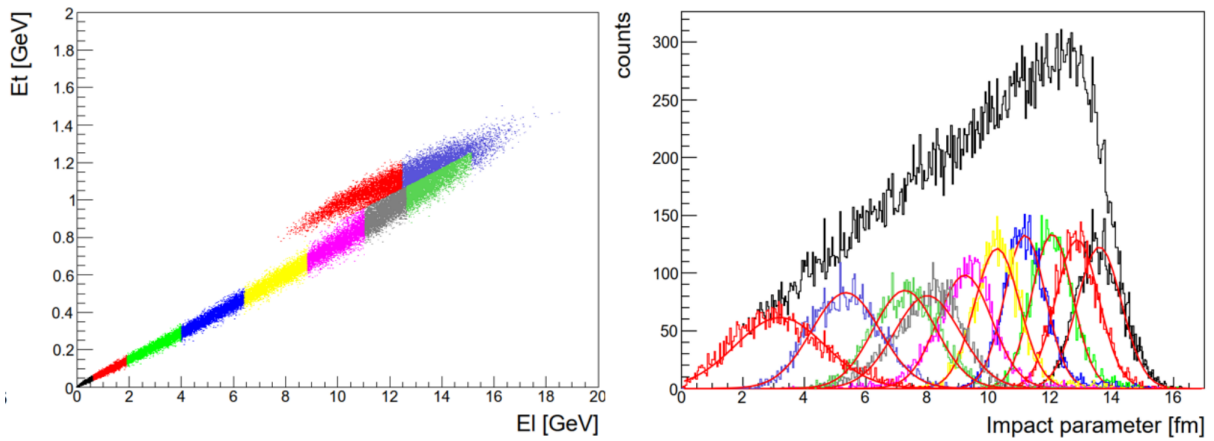


Рисунок 4.8 — Корреляция E_T и E_L компонент энерговыведения в модулях калориметра FHCAL для DCM–SMM модели (слева), цветами показаны 10%-е классы центральности. Справа показаны соответствующие этим классам распределения прицельных параметров, аппроксимированные распределением Гаусса, черным цветом показано распределение прицельного параметра для всех событий. Рис. из [28].

что отражает физические флуктуации числа зрителей в центральных столкновениях даже для одного и того же значения прицельного параметра. Разрешение же для полуцентральных и периферических событий составляет менее 10% для модели LAQGSM. Это разрешение значительно хуже в случае модели DCM–SMM вследствие худшего разделения центральных и периферических событий для этой модели (см. рис. 4.8). Поэтому было необходимо разработать более совершенные методы разделения событий на классы центральности, обеспечивающие лучшее разрешение прицельного параметра.

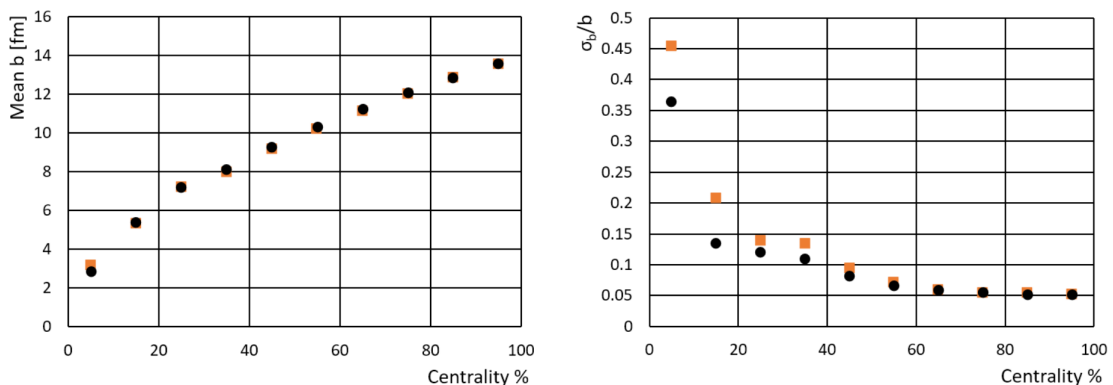


Рисунок 4.9 — Зависимость среднего значения и ширины распределения прицельных параметров в зависимости от центральности, определяемой 10% группами событий для LAQGSM (черный цвет) и DCM–SMM (оранжевый цвет). Рис. из [28].

4.2.2 Метод двумерной аппроксимации пространственно-энергетического распределения в модулях FHCaI

Передние адронные калориметры имеют модульную структуру, и выделенная энергия может быть измерена в каждом отдельном модуле. Распределение энергий по модулям FHCaI показано на рис. 4.10 (а) для одного смоделированного события. Для получения ряда новых наблюдаемых, которые бы могли учесть пространственно-энергетическое распределение в калориметре, была разработана следующая процедура [26; 28], применяемая пособытийно.

1. Энерговыведение по поверхности калориметра равномерно распределяется относительно его центральной оси для каждой группы модулей с одинаковым полярным углом.
2. Энергия в каждом из модулей группы приравнивается к средней в этой группе (визуальное представление такого подхода хорошо видно на рис. 4.10 (б)). Такое выравнивание энергии в группах значительно улучшает дальнейшую процедуру обработки данных в отношении количества событий, которые могут быть обработаны описываемым путем.
3. Двумерное распределение энергии в модулях FHCaI аппроксимируется симметричным конусом ($\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} - \frac{z^2}{c^2} = 0$), который является линейной аппроксимацией двумерного распределения энергии. Вес каждого бина такой гистограммы обратно пропорционален энерговыведению в соответствующем модуле.

Такая аппроксимация дает три дополнительных наблюдаемых, которые по существу являются геометрическими характеристиками полученного конуса, — высота, радиус и объем. Высота соответствует максимальной энергии в калориметре E_{max} и оценке энергии, которая не была зарегистрирована в калориметре из-за пучкового отверстия. Радиус конуса отражает угол разлета свободных спектаторов и, соответственно, размер пятна спектаторов. Объем же является еще одной оценкой общей энергии частиц-спектаторов.

Отметим, что также применялась модифицированная версия аппроксимации, где конус, а значит и его вершина, были подвижны¹. Этот метод при значительном усложнении процесса аппроксимации не дал улучшения резуль-

¹Вращение задается матрицей R на углы α, β, γ как $R = R_z(\gamma)R_y(\beta)R_x(\alpha)$, после чего происходит замена координат $[x', y', z']^T = R[x, y, z]^T$

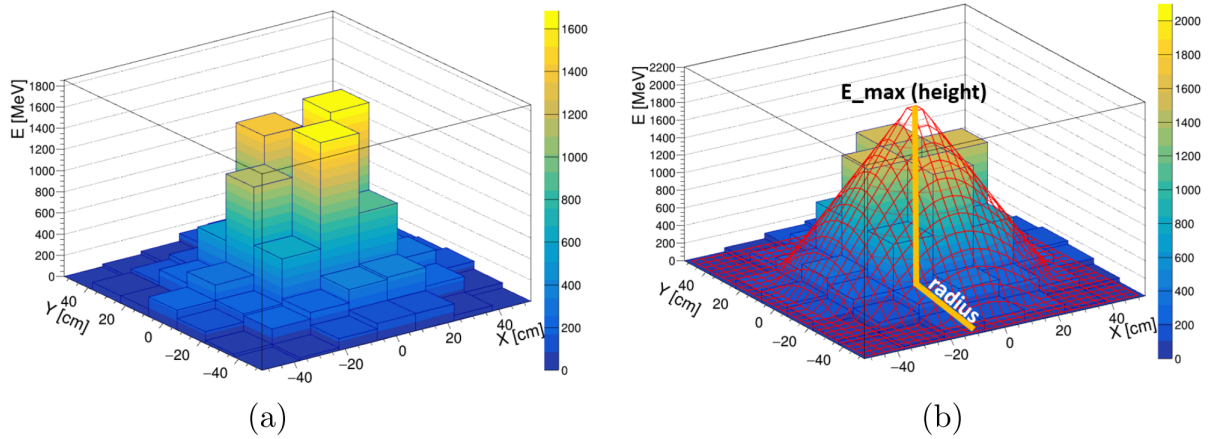


Рисунок 4.10 — (а) Распределение энергии в модулях калориметра FHCAL для одного события смоделированного в DCM–SMM модели. (б) Двумерная линейная аппроксимация энерговыделения в FHCAL для того же самого события, хорошо виден результат усреднения энергии относительно центра калориметра. Рис. из [28].

татов, но потенциально может быть использован в других экспериментах. В особенности в тех, где есть магнитные поля, которые делают распределения заряженных частиц по поверхности калориметра асимметричными.

Попарные корреляции между полученными параметрами позволяют лучше разделять периферические и центральные события, а также могут быть использованы для получения классов центральности.

Корреляция полной выделенной энергии в калориметре E_{dep} с максимальной энергией E_{max} была выбрана в качестве основной для определения центральности. Процедура разделения данной зависимости на классы аналогична описанной в прошлом разделе, а именно, производится построение перпендикуляров к кривой второго порядка, описывающей распределение. Результаты, полученные в такой процедуре для Au-Au столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ представлены на рис. 4.11.

Подробнее процедуры получения оценок центральности и определения классов описаны в отдельном разделе в конце этой главы.

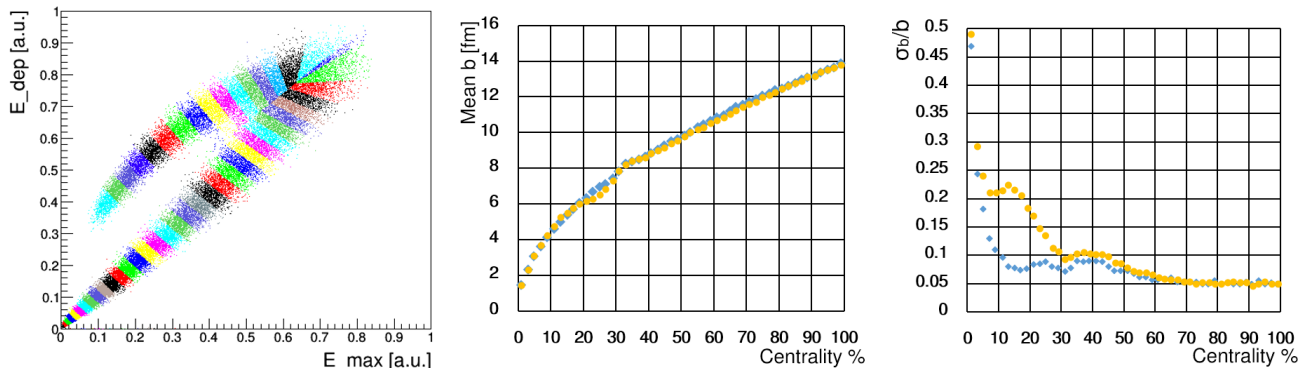


Рисунок 4.11 — (a) — корреляция между максимальной энергией и полным энерговыделением для модели LAQGSM, (b) и (c) — зависимости средних величин и ширины распределений Гаусса прицельного параметра b от центральности, определяемой 2% группами событий, для моделей LAQGSM (синий цвет) и DCM-SMM (оранжевый цвет) соответственно. Рис. из [28].

4.2.3 Сравнение результатов определения центральности с использованием FHCAL и TPC

Описанный выше метод измерения центральности столкновений основан на использовании FHCAL, регистрирующем спектры в области самых передних быстрот. Этот метод можно сравнить с другим методом, связанным с измерениями множественности заряженных частиц в TPC. На рис. 4.12, слева, представлена корреляция между энерговыделением в FHCAL и множественностью треков в TPC. Классы центральности, показанные на рисунке, получены методом описанным выше. В случае TPC, классы центральности обычно получают разделением распределения множественности треков, как показано на рис. 4.12 справа. Видно, что классы центральности полученные двумя методами не совпадают, поскольку границы классов FHCAL и TPC не совпадают. Это особенно заметно для периферических событий. Обратим внимание, что и слева, и справа на рис. 4.12 по оси абсцисс отложена множественность. Разделение на классы по множественности очевидно не совпадает с разделением на классы при помощи FHCAL, поскольку в случае совпадения, корреляция между энерговыделением и множественностью треков в TPC была бы разделена в области периферических и полупериферических событий вертикальными линиями, в то время как классы в данной области прицельного параметра, скорее, разделены горизонтально.

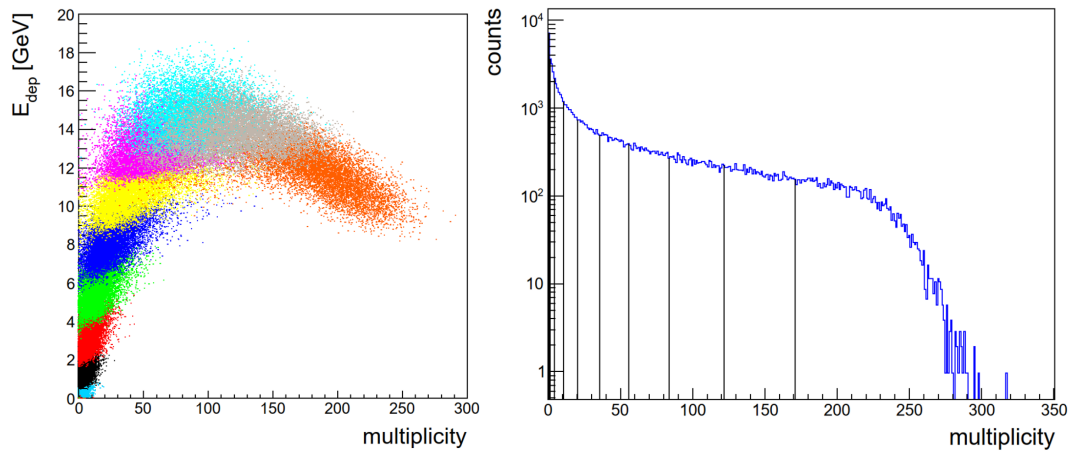


Рисунок 4.12 — Слева: корреляция между энергосодержанием в FHCAL и множественностью треков в TPC. Каждый цвет соответствует 10% классу центральности, определенному в FHCAL. Справа: распределение множественности заряженных частиц в TPC, разделенное на 10 частей, с 10% событий в каждой части. Рис. из [31].

Сравнение двух подходов в определении центральности можно провести, используя количество участников на событие в модели DCM–SMM [31]. Для этого распределение множественности треков TPC было разделено на 10 частей с одинаковым количеством событий (см. рис. 4.12, справа). Каждая часть обозначает 10% класс центральности. Распределения количества участников для классов центральности TPC и FHCAL показаны на рис. 4.13, слева и справа соответственно. События с большим числом участников связаны с более центральными событиями и наоборот. Как видно, формы распределений на левой и правой частях рисунка неидентичны, что свидетельствует о выборке различных событий в одном и том же классе центральности.

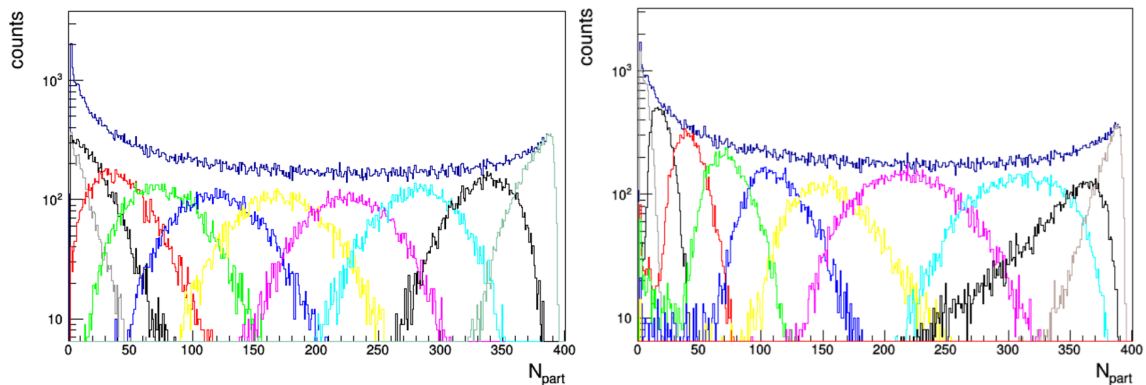


Рисунок 4.13 — Распределения числа участников для классов центральности, определенных с помощью TPC (слева) и FHCAL (справа). Каждый цвет обозначает 10% от общего количества событий. Рис. из [31].

Из матрицы смешивания на рис.4.14 хорошо видно, что относительно общими события являются только в самом центральном классе (он обозначен как 9-й). В условные классы центральности (например, 30-40%) для различных методов могут входить совершенно различные события, что делает работу с такими данными неоднозначной.

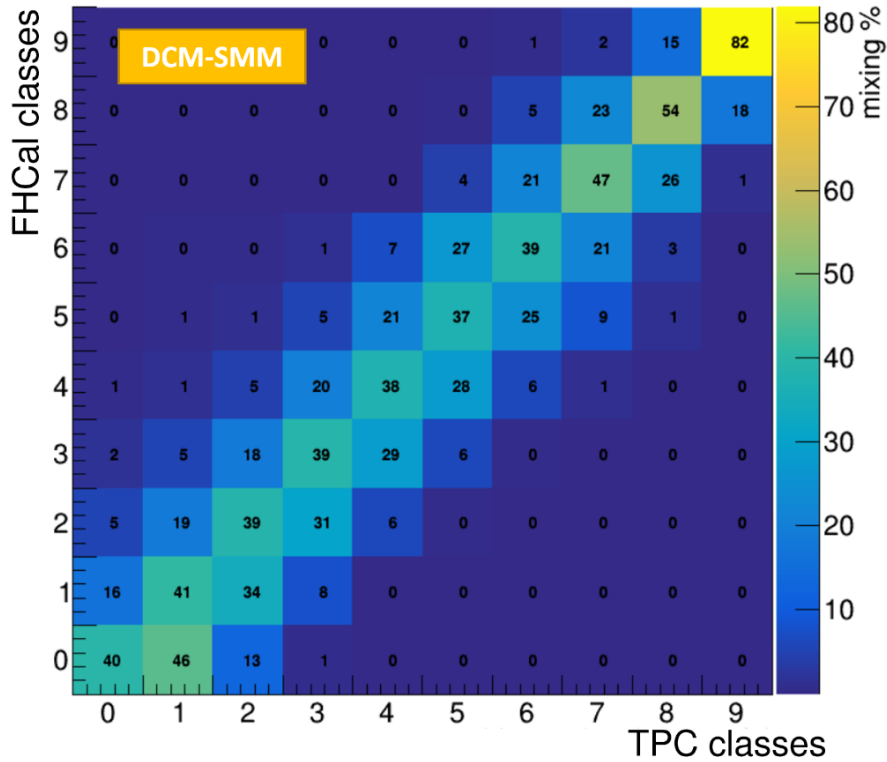


Рисунок 4.14 — Матрица смешивания. Показано, какое количество общих событий имеют классы центральности, определенные по множественности TPC и по множественности, полученной из классов FHCAL. Номер класса 0 соответствует наиболее периферическим событиям, номер класса 9 — наиболее центральным.

Для каждого класса центральности TPC или FHCAL было рассчитано среднее значение числа участников и его относительное стандартное отклонение, которое показано на рис. 4.15. Относительные ширины распределений для центральных и полупериферических классов сопоставимы в обоих подходах. Для периферических событий точность определения числа участников значительно выше в случае FHCAL. Представленные результаты подтверждают, что оба подхода практически эквивалентны как инструменты определения центральности, и выбор конкретного метода зависит от целей анализа.

Как было показано, при оценке центральности различными детекторами в один и тот же класс центральности (например, 0–10%) могут попадать совершенно разные события. Различные эксперименты и детекторы оперируют

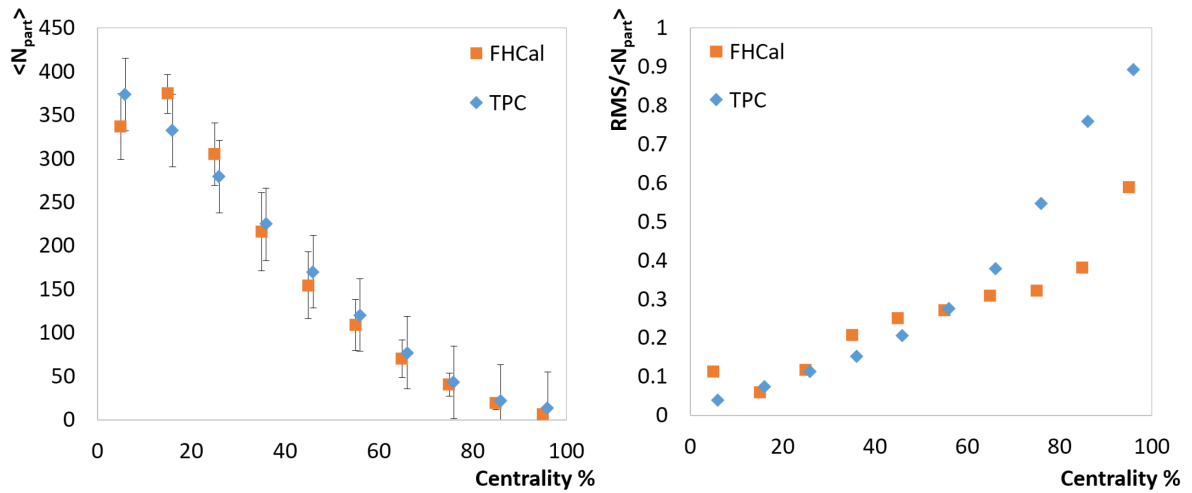


Рисунок 4.15 — Средние значения числа участников с величиной ошибок, обозначающими стандартные отклонения распределений участников для данного класса центральности (слева) и относительные стандартные отклонения распределений числа участников (справа) для двух методов определения центральности. Рис. из [31].

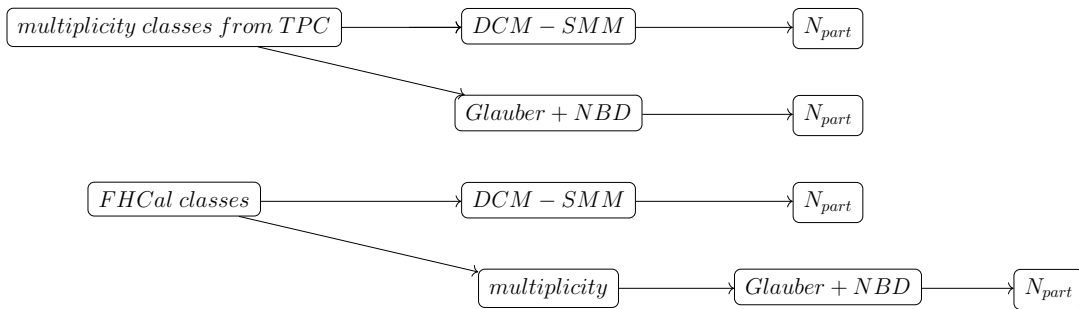


Рисунок 4.16 — Условная схема путей оценки количества частиц-участников из множественности TPC и из энерговыделения в FHCAL.

уникальными наблюдаемыми для определения центральности, что приводит к возникновению вопроса о том, каким образом возможно сравнение величины центральности между ними. Наиболее распространенная практика заключается в сведении результатов работы этих методов к универсальной величине N_{part} , получаемой из модели Глаубера. Другим способом получения числа участников является его извлечение из Монте-Карло моделей. Условная схема двух этих подходов представлена на рис. 4.16.

Конкретно, в случае FHCAL и определении классов центральности по корреляции (E_{dep}, E_{max}) , переход к числу частиц-участников может быть осуществлен либо через прямое их получение из генератора, в данной случае DCM-SMM. Либо через модель Глаубера, при помощи множественности заряженных частиц. Первый вариант был рассмотрен ранее. Во втором случае среднее число

частиц-участников в модели Глаубера для классов, определенных из FHCAL, было сравнимо с таковым для классов из TPC. Но разрешение в этом случае значительно лучше для N_{part} из множественности, поскольку дополнительный переход от (E_{dep}, E_{max}) к множественности увеличивает накопленную ошибку, рис. 4.17.

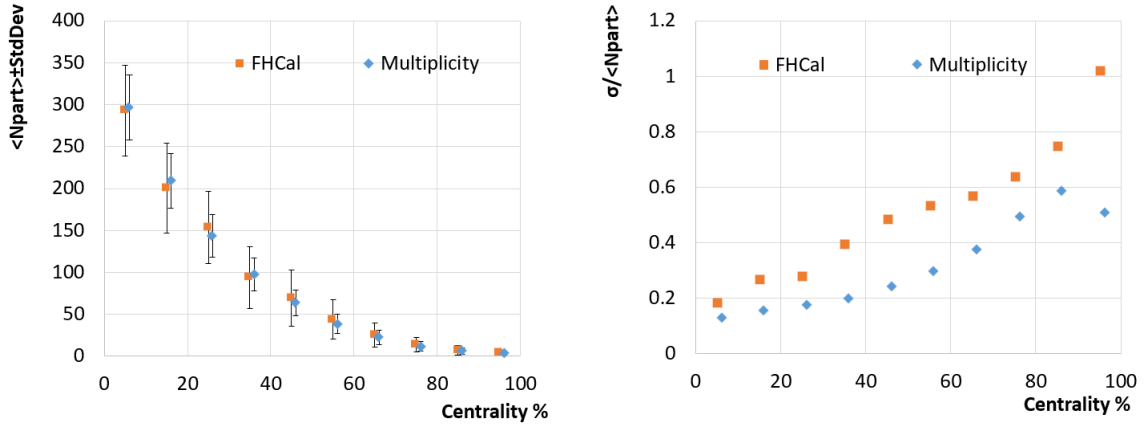


Рисунок 4.17 — Слева — средние значения числа участников из модели Глаубера с ошибками, обозначающими стандартные отклонения распределений участников для данного класса центральности. Справа — относительные стандартные отклонения распределений числа участников для двух методов определения центральности.

Итак, было показано, что потенциально калориметры способны дать лучшее описание классов центральности в столкновениях, по крайней мере для некоторых диапазонов центральности. В то же время существенным остается вопрос сравнения результатов с другими экспериментами и другими детекторами. В общем смысле — вопрос универсальности результатов метода остается нерешенным в полной мере².

4.2.4 Метод комбинирования наблюдаемых из FHCAL и TPC

Описанные выше методы определения центральности с использованием наблюдаемых из калориметра показывают свою работоспособность, но в то же

²Заметим, что для теоретического описания полученных результатов возможно применение любых классов центральности, но обоснование их отношения к действительной величине b требует дополнительных разъяснений. Общее направление, которое может дать подобное основание исходит из простого соображения — число участников столкновения пропорционально энерговыделению в калориметре. Точно так же, как и множественность получаемая из TPC находится в прямой корреляции с числом участников.

время имеют ряд существенных недостатков. Среди них сильное смешивание в области полусредних событий. Еще одним недостатком является переход от классов центральности, определенных по пространственно-энергетическим распределениям к модели Глаубера и числу участников. Поскольку модель Глаубера является общепринятым подходом определения центральности в большинстве экспериментов. Обе проблемы можно попробовать решить путем комбинирования наблюдаемых из FHCAL и TPC. В таком случае логично рассмотреть корреляцию, включающую в себя множественность треков TPC и наблюдаемые из FHCAL.

Поскольку описанный выше метод, опирающийся на корреляцию полного энергосодержания в калориметре и максимальной энергии, восстановленной посредством двумерной линейной аппроксимации (конусом), показал хороший результат, то логичным продолжением работы становится рассмотрение трехмерной корреляции, которая бы включала в себя эти наблюдаемые и множественность треков n_{tracks} .

Задача рассмотрения подобной корреляции осложняется тем, что необходимо так же, как и ранее, разделять полученную корреляционную гистограмму на классы центральности. Поскольку задача поиска трехмерной аппроксимирующей функции является довольно трудоемкой, то был разработан иной метод.

Корреляция наблюдаемых $(E_{dep}, E_{max}, n_{tracks})$ может быть разделена на две двумерные корреляции. Уже известную (E_{dep}, E_{max}) , которая аппроксимировалась кривой второго порядка, и корреляцию (E_{dep}, n_{tracks}) . Последняя может быть аппроксимирована полиномом. Наиболее точный результат был достигнут при использовании полинома 4 степени, рис. 4.18.

Следующей задачей является совмещение этих двух аппроксимаций для описания трехмерного распределения. Для каждой точки эллипса нужно найти соответствующее значение полинома. Аналитическое решение этой задачи подразумевает решение уравнения 4 степени в каждой точке на кривой эллипса. Поскольку эта задача требовательна к вычислительным ресурсам и осложнена комплексными решениями, то было решено перейти к дискретному описанию кривой, описывающей трехмерную корреляцию. В результате был получен набор точек, которые описывали $(E_{dep}, E_{max}, n_{tracks})$.

Принцип определения классов центральности для трехмерной гистограммы схож с тем, что был применен для эллипса в корреляции (E_{dep}, E_{max}) , но был модифицирован в случае трехмерной корреляции. В частности, получив набор точек

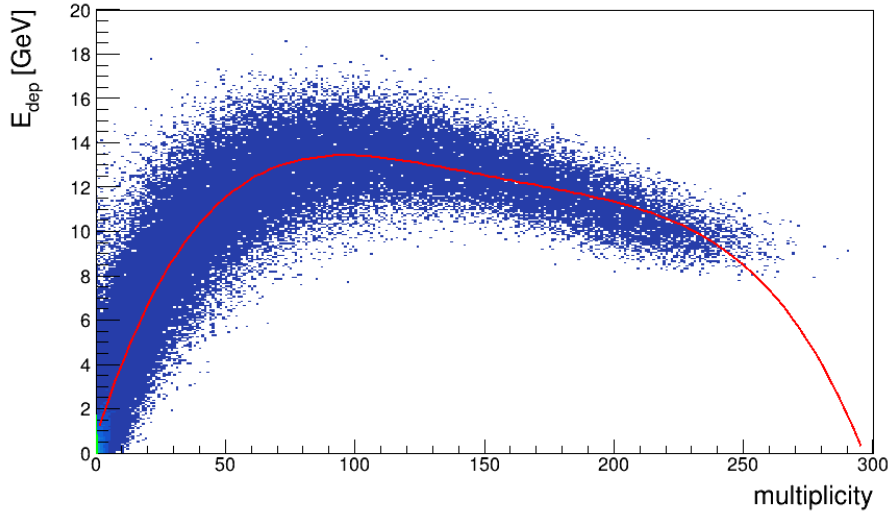


Рисунок 4.18 — Распределение энерговыделения в калориметре в зависимости от множественности треков в ТРС (E_{dep}, n_{tracks}) аппроксимированное полиномом 4-й степени.

(x, y, z) , соответствующих $(E_{dep}, E_{max}, n_{tracks})$, совершается обход гистограммы с шагом i и собиранием событий в перпендикулярной плоскости к отрезку, который соединяет точки

$$(x_i, y_i, z_i), (x_{i+1}, y_{i+1}, z_{i+1}). \quad (4.4)$$

Принадлежность точки к данной плоскости определяется расстоянием от данной точки до этой плоскости:

$$ax + by + cz + d < \delta, \quad (4.5)$$

где ax_h, by_h, cz_h — проверяемые точки гистограммы, и $a = x_{i+1} - x_i, b = y_{i+1} - y_i, c = z_{i+1} - z_i$. Параметр d изменяется с заданным шагом в диапазоне $-(ax_{i+1} + by_{i+1} + cz_{i+1}) < d < -(ax_i + by_i + cz_i)$. Величина δ определяет расстояние от точки до плоскости, при котором точка будет считаться принадлежащей ей. Результаты реализации трехмерной аппроксимации представлены на рис. 4.19 для столкновений Au-Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ. Здесь каждый класс центральности содержит 10% от общего числа событий.

Сравнение точности определения классов центральности этим методом с классами по множественности треков, и классами из метода двумерной аппроксимации пространственного распределения энергии в модулях FHCAL представлен на рис. 4.20. Классы центральности с использованием множественности были получены разделением распределения количества треков ТРС на 10 частей по 10% событий в каждом классе.

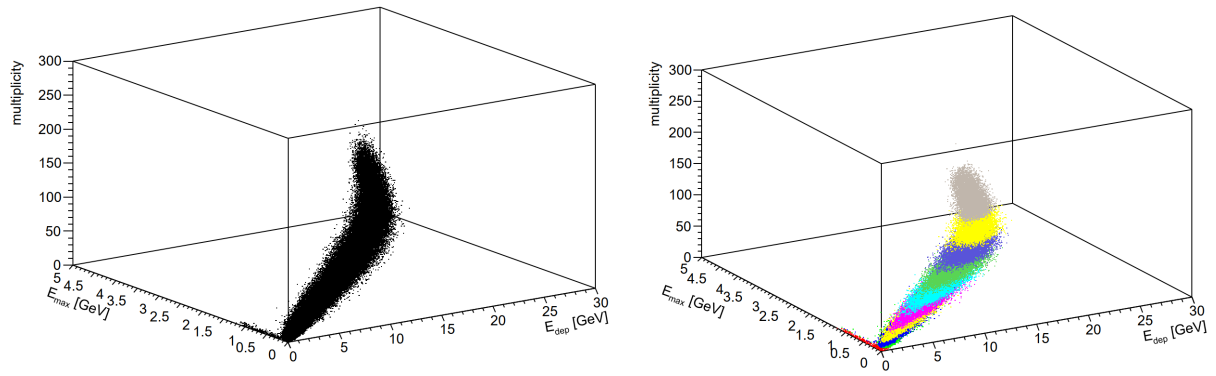


Рисунок 4.19 — Слева — корреляция $(E_{dep}, E_{max}, n_{tracks})$ в изначальном виде, справа — разделенная на 10% классы центральности (выделены цветом).

Можно отметить значительное улучшение разрешения для центральных и полужентральных событий, наиболее важных с точки зрения физических процессов. Очевидно, что такое улучшение точности обеспечено добавлением множественности треков в корреляцию. Кроме того, прямое использование множественности треков в данном подходе потенциально позволяет перейти к модели Глаубера и числу участников без описанных в разделе 4.2.3 проблем.

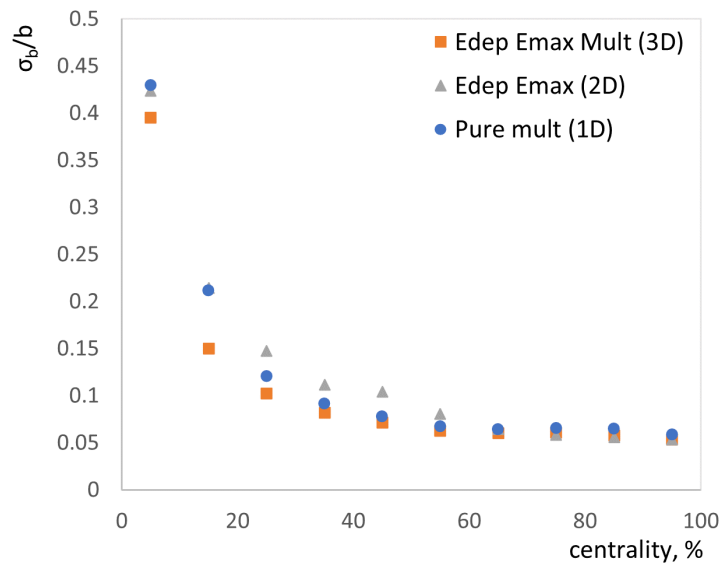


Рисунок 4.20 — Точность определения классов центральности по прицельному параметру b , полученному из Монте-Карло расчетов с моделью фрагментации DCM–SMM. На рисунке представлены результаты для трех методов: комбинированный метод с наблюдаемыми из TPC и FHCAL (оранжевый цвет), метод двумерной аппроксимации пространственно-энергетического распределения в модулях FHCAL (серый цвет) и метод простого разделения множественности треков TPC на классы центральности (синий цвет)

4.2.5 Алгоритмы двумерной аппроксимации корреляций наблюдаемых и выделение границ классов центральности

Ранее были описаны некоторые примеры определения центральности при помощи калориметров. В одних экспериментах энерговыделение само по себе служило наблюдаемой для определения центральности (NA61). В других, аналогично данной работе, рассматривались двумерные корреляции (ALICE, PHENIX). Помимо поиска наблюдаемых для конструирования корреляций, которые используются для определения центральности, встает вопрос о принципе разделения этих корреляций на классы. В ALICE для получения классов центральности из корреляции энерговыделения ZDC с амплитудами из ZEM использовалась информация с детекторов VZERO. Разделение на классы центральности коллаборацией ALICE в определенной степени опиралось на физические наблюдаемые. В других же работах в конечном счете соображения сводились к общим представлениям о симметрии или основывались лишь на непротиворечивости такового разделения.

В нашем случае с корреляцией (E_{dep}, E_{max}) первоначально по примеру ALICE была предпринята попытка произвести разделение на классы центральности FNCal с использованием классов множественности TPC. Она не имела успеха, поскольку выделение границ классов было невозможно из-за их сильного перекрытия. Корреляция (E_{dep}, E_{max}) была аппроксимирована кривой второго порядка (эллипс или эллиптическая кривая), которая наилучшим образом описывала форму распределения. Помимо этого, процедура разделения событий на классы перпендикулярами к эллиптической кривой показала наилучшую корреляцию полученных классов с прицельным параметром b в случае модели DCM–SMM.

Рассмотрим подробнее процедуру и связанные с ней проблемы. Процедура аппроксимации корреляции эллипсом выглядит следующим образом:

1. Проводится первоначальная оценка параметров эллипса (координаты центра эллипса, полуоси и угол наклона эллипса). Эта оценка основывается на общих параметрах распределения в двумерной гистограмме.
2. Задаются переменные, соответствующие параметрам эллипса, которые необходимо минимизировать.
3. Устанавливаются пределы минимизации этих переменных.
4. Аппроксимация корреляции эллипсом выполняется при помощи интегрированного в ROOT CERN инструмента MINUIT [143], предназна-

ченного для нахождения минимального значения многопараметрической функции и анализа ее формы в окрестности экстремальных значений.

Если итерация прошла успешно и эллипс соответствует данным, то можно переходить к процедуре разделения на классы. В противном случае, исходная гистограмма обрезается на один бин по обеим осям (от начала координат), и процедура повторяется до тех пор, пока не завершится успехом. Настройка первоначальных параметров в данном случае критически важна, поскольку минимизация крайне чувствительна к ним. По этой причине даже мало влияющая на вид гистограммы обрезка на один бин зачастую приводит к нужному результату. В результате оптимизации мы получаем набор всех параметров эллипса с оценками ошибок. Подробно данный алгоритм, реализованный на языке C++, показан в виде блок-схемы на рис. 4.21.

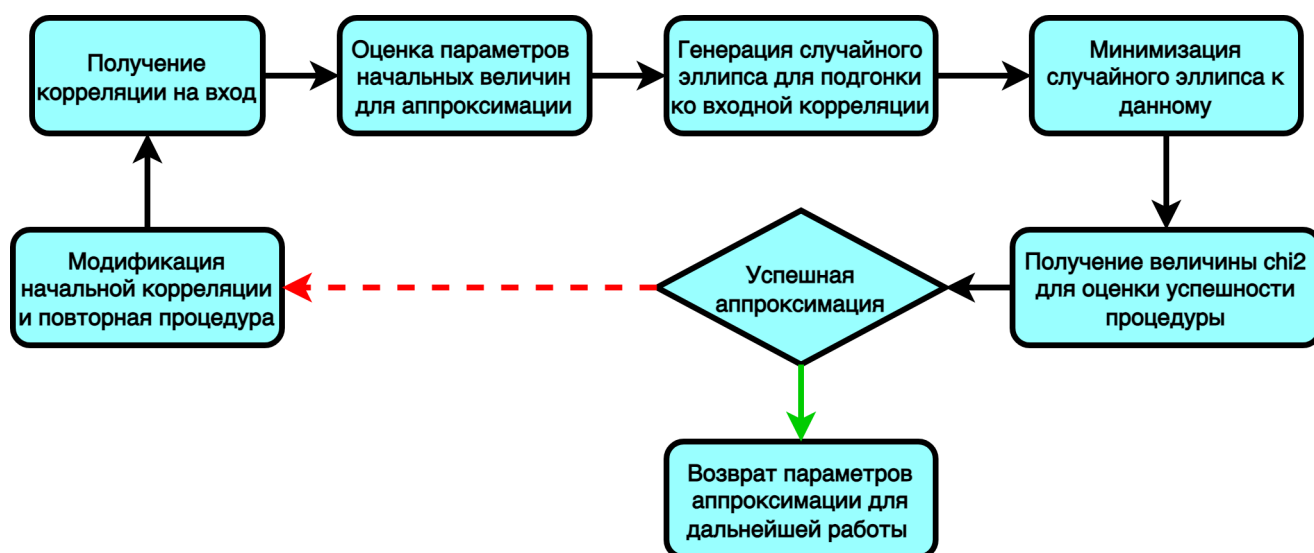


Рисунок 4.21 — Блок-схема алгоритма аппроксимации распределения $(E_{dep} E_{max})$ эллиптической кривой.

Процедура разбиения корреляции на классы центральности может отличаться в деталях для разных гистограмм, однако в целом сводится к следующему. Происходит обход гистограммы по полученной эллиптической кривой с определенным шагом. На каждом шаге вычисляется перпендикуляр к эллипсу, и проверяются все бины, которые он пересекает. Все пройденные бины помечаются, чтобы избежать повторного подсчета. Область, в которой подсчитываются события вдоль перпендикуляра, ограничена с одной стороны размером гистограммы, а с другой — полуосью эллипса. Уравнение полуоси вычисляется из координат фокуса и центра эллипса, полученных на предыдущем этапе. Пример разделения с перпендикулярами показан на рис. 4.22.

Вершина эллипса — область, требующая точного прохождения, поскольку угол перпендикуляра резко меняется даже при небольшом шаге, что может приводить к пропуску значительной области данных. Пример такого пропуска показан на рис. 4.23. Для решения этой проблемы обе ветви эллипса (обозначены как “central” и “peripheral” на рис. 4.22) обрабатывались по-отдельности. Сначала проходит ветвь “peripheral”, затем “central”. В результате прохождения в области вершины эллипса (обозначена на рис. 4.22) остаются два участка, относящиеся к одному сектору. В сумме эти два участка дают целый сектор с необходимым количеством событий.

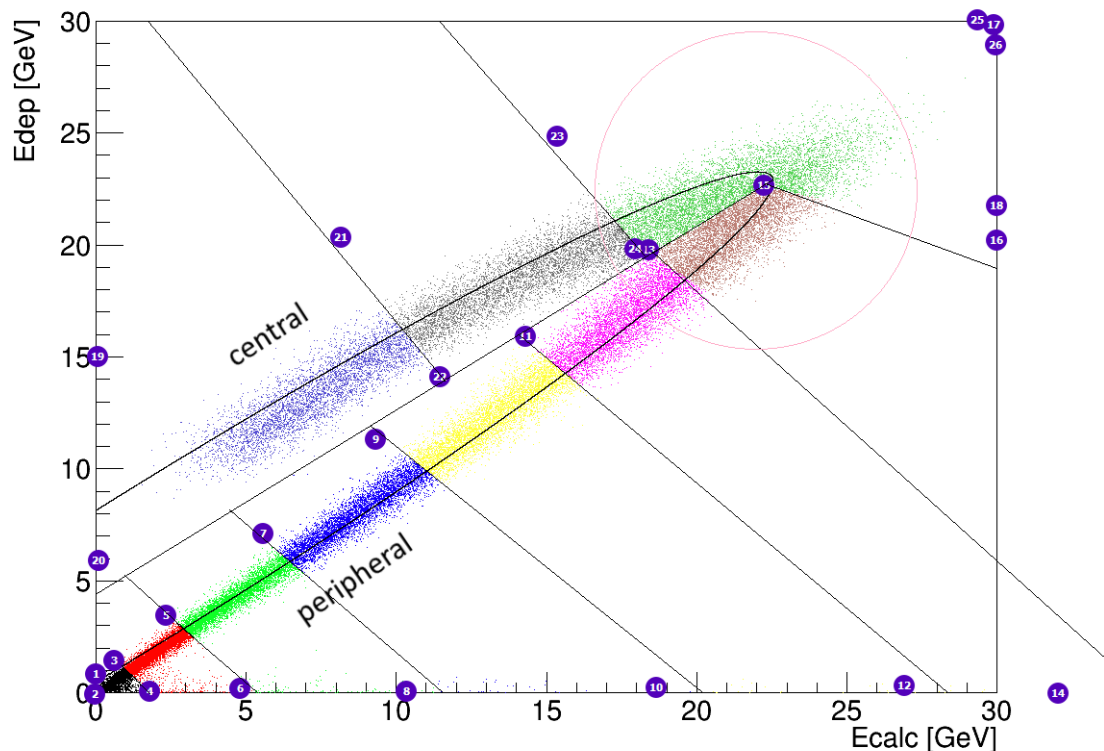


Рисунок 4.22 — Пример разбиения на классы центральности корреляции полного энерговыведения в модулях калориметра и оценочной полной энергии, полученной из двумерной линейной аппроксимации (конуса). Для получения корреляции использовалась модель LAQGSM, реакция Au-Au при $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ. Числами обозначены порядковые номера разделяющих перпендикуляров. Представлена эллиптическая кривая, описывающая распределение. Серой окружностью выделена область наибольшего перекрытия классов центральности.

После того, как получены границы, разделяющие гистограмму на области, программа проходит по всем событиям гистограммы и для каждого события находит соответствующий сектор, который определяют полученные ранее срезы.



Рисунок 4.23 — Пример пропуска значительной части событий в результате слишком большого шага.

Затем прицельный параметр для каждого события добавляется к соответствующей гистограмме. Таким образом, мы получаем десять распределений прицельных параметров. Каждое распределение аппроксимируется распределением Гаусса. Из полученных параметров распределения делается оценка точности определения классов центральности. Описанный алгоритм разделения (E_{dep} E_{max}) на классы, реализованный на языке C++ с использованием программного пакета ROOT CERN, представлен в виде блок-схемы на рис. 4.24.

Отметим, что в процессе разработки алгоритмов всего было рассмотрено три метода определения границ классов центральности. Первый из них был описан выше (построение перпендикуляров ко кривой второго порядка). Второй и третий методы используют уравнение полуоси эллипса, которая делит корреляцию на две части, отделяя ветви друг от друга.

Второй метод является самым простым. Он заключается в том, что после того, как ветви отделены друг от друга полуосью, обход корреляции производится слева направо дважды — вдоль нижней ветви, затем вдоль верхней. Такой обход происходит исключительно по бинам гистограммы. Очевидным преимуществом этого метода является чрезвычайно высокая скорость.

Третий метод по вычислительной нагрузке находится между первыми двумя методами. В этом случае обход корреляции по координатам происходит так же, как и в методе 1, но перпендикуляр вычисляется не для эллипса, а для полуоси.

Сравнение этих трех методов показало, что способ определения формы границ между классами центральности не играет большой роли в сравнении с важностью разделения ветвей, с целью уменьшения перекрытия классов. Это проиллюстрировано на рис. 4.25, где показана точность определения классов центральности для всех трех методов.

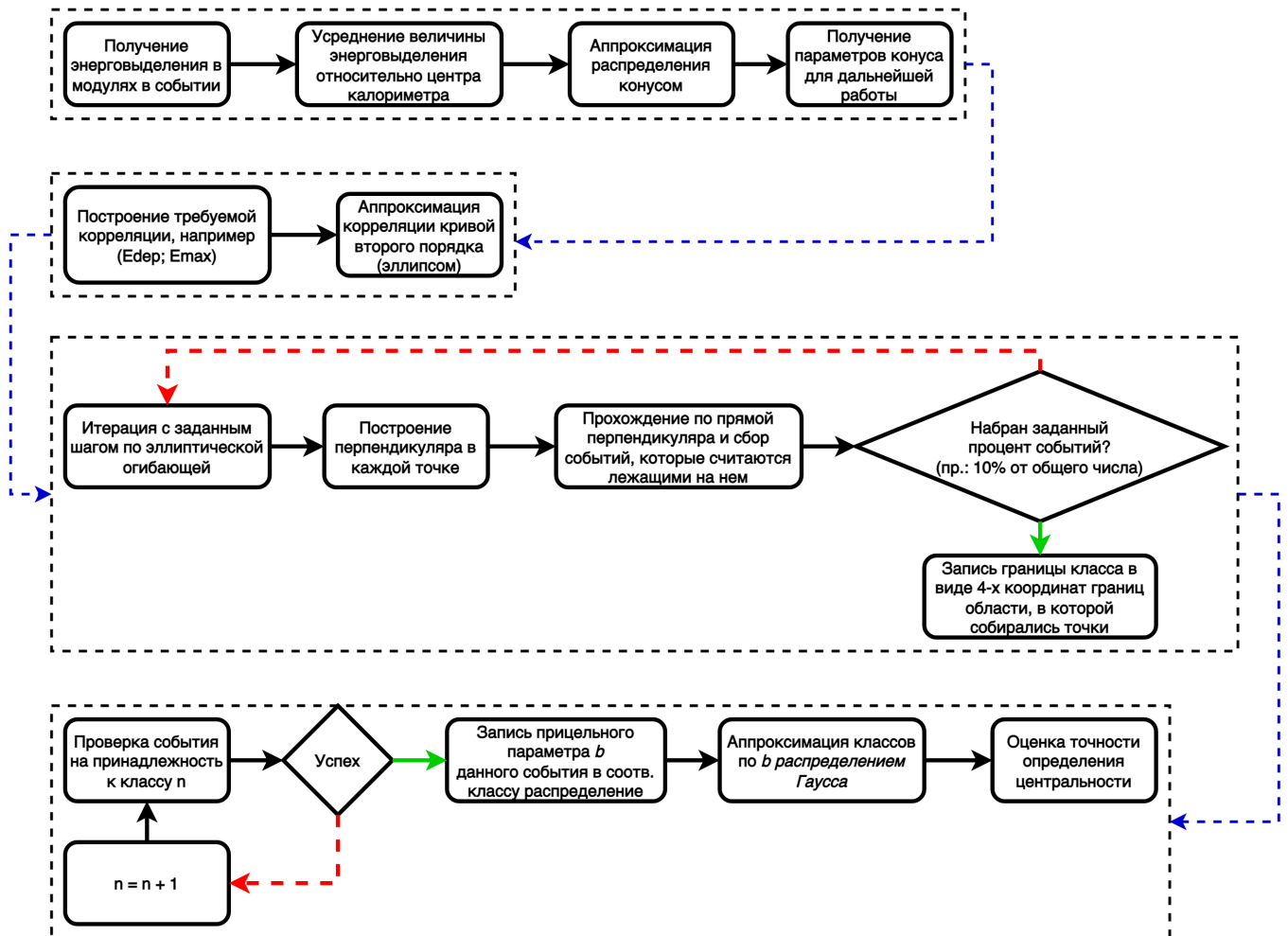


Рисунок 4.24 — Блок-схема алгоритма разделения распределения (E_{dep} , E_{max}) на классы центральности и получения оценок разрешения по прицельному параметру b .

Как видно из рисунка, при низкой для эксперимента MPD энергии 5 ГэВ, разделение на классы центральности по перпендикулярам к эллипсу дает лучшее разрешение для наиболее центрального класса. Отметим, что эта разница нивелируется при больших энергиях.

Тем не менее, основным методом остается построение перпендикуляров к эллиптической кривой. Во-первых, этот метод дает точные результаты при низких энергиях. Во-вторых, большая часть работ ориентируется на симметрию в отношении определений таких классов центральности, что может иметь и физический смысл при определенных условиях. В частности, при построении классов центральности в корреляциях по прицельному параметру из моделей видно, что классы центральности больше похожи на те, что получены путем построения перпендикуляров к эллиптической кривой.

Дополнительно отметим, что высокая точность определения положения полуоси не играет большой роли. Ее смещение на небольшие величины приводит к тому, что некоторые события из области вершины распределения (E_{dep} – E_{max}), где сильно перекрытие классов центральности, переходят из одного класса в другой. Но точность определения классов центральности всегда лежит в рамках погрешности.

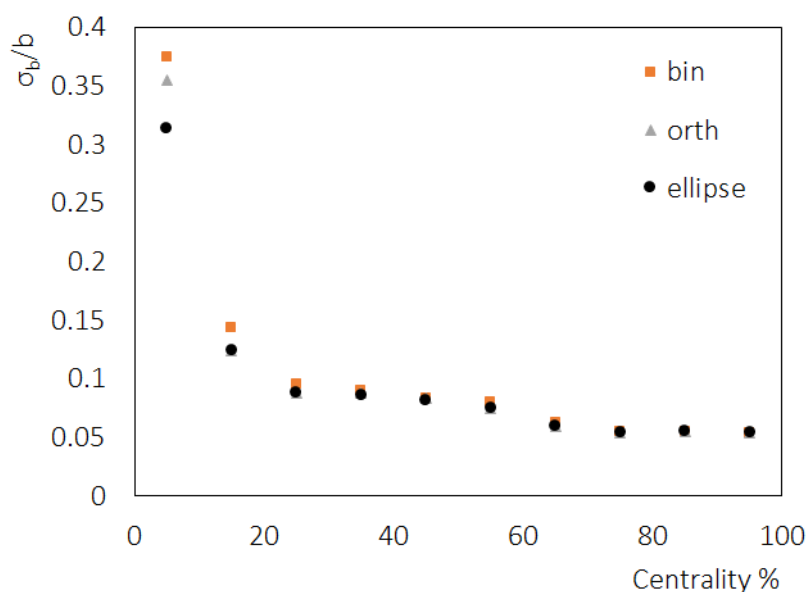


Рисунок 4.25 — Точность определения центральности в зависимости от класса центральности и метода определения формы границ между классами. Показаны стандартный метод (перпендикуляр к огибающему эллипсу), бин-метод, метод построения перпендикуляра к полуоси (представлены черным, оранжевым и серым цветами соответственно). Данные получены из моделирования с помощью DCM–SMM модели для реакции Au-Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ.

Глава 5. Измерение ориентации плоскости реакции

Плоскость реакции определяется как плоскость, в которой находятся вектор прицельного параметра \mathbf{b} и ось пучка, рис. 5.1. Одной из задач передних адронных калориметров в эксперименте MPD является измерение ориентации плоскости реакции по пространственному распределению спектров на поверхности калориметра. Центр тяжести данного распределения спектров коррелирует с направлением вектором прицельного параметра (или плоскости реакции). Измерение ориентации плоскости реакции особенно важно для коллективных потоков.

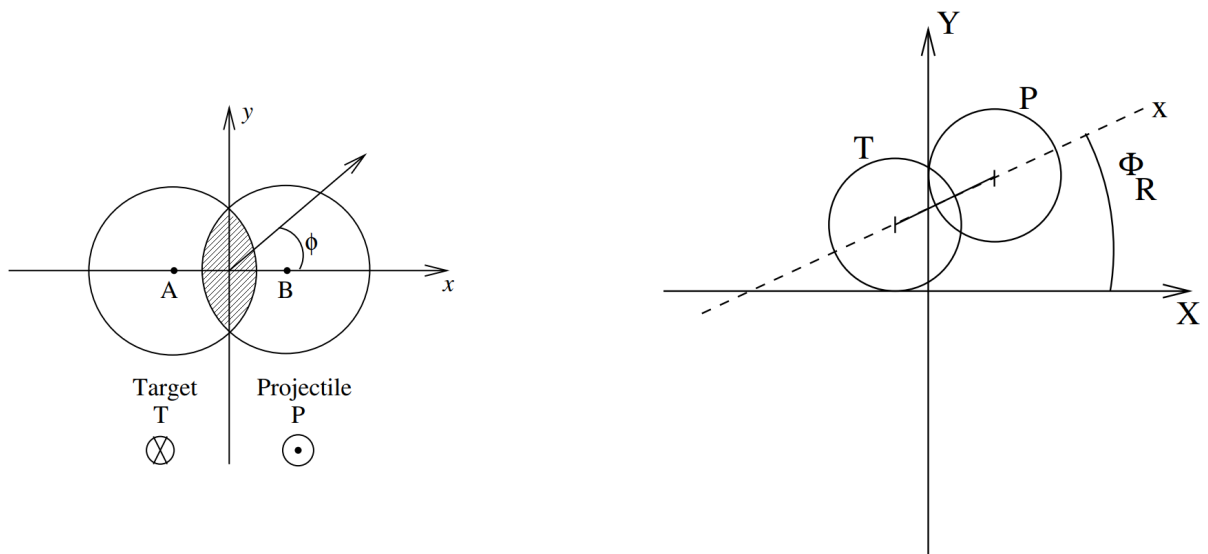


Рисунок 5.1 — (а) Нецентральное столкновение двух ядер. Ось пучка перпендикулярна плоскости рисунка. $|\mathbf{b}| = AB$. Z — продольное направление, XY — азимутальная плоскость, XZ — плоскость реакции. Заштрихованная область обозначает зону перекрытия. (б) XYZ — оси, зафиксированные в лаборатории, Φ_R — угол наклона плоскости реакции. Рис. из [144].

5.1 Коллективные потоки и плоскость реакции

Одним из направлений в изучении свойств вещества, образующегося в столкновениях тяжелых ионов высоких энергий, является исследование азимутальной анизотропии, возникающей при нецентральных ядерных столкновениях

[145; 146]. Анизотропии в распределениях импульса частиц относительно плоскости реакции называются анизотропными коллективными потоками. Предметом особого интереса при исследованиях анизотропных потоков является их чувствительность к свойствам системы на ранних этапах ее эволюции, так как появление анизотропии в распределении импульса связано с начальной асимметрией геометрии системы. Поскольку пространственные асимметрии быстро спадают со временем, то развитие анизотропного потока возможно только в первые моменты столкновения [145]. Исходя из этого, можно сделать вывод, что анизотропные потоки должны быть чувствительны к взаимодействию частиц на самых ранних этапах эволюции системы. Таким образом, коллективные потоки являются одними из уникальных наблюдаемых параметров, дающих непосредственную информацию о КГП [146—150].

Наиболее прямым свидетельством потоков является наблюдение анизотропного потока, который представляет собой анизотропию в распределениях импульсов частиц, коррелирующих с плоскостью реакции. Для описания различных форм анизотропных потоков можно воспользоваться Фурье-разложением инвариантных тройных дифференциальных распределений:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 \mathbf{p}} = \frac{1}{2\pi p_t} \frac{d^2 N}{dp_t dy} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos(n(\varphi - \Psi_{RP})) \right), \quad (5.1)$$

где Фурье-коэффициенты $v_n = \langle \cos[n(\varphi - \Psi_{RP})] \rangle$ являются количественным описанием анизотропии события, в угловых скобках указано среднее значение по частицам, суммированное по всем событиям, в исследуемом бине поперечного импульса и быстроты (p_t, y) . Ψ_{RP} обозначает угол истинной плоскости реакции. Синусоидальные компоненты в таком разложении исчезают из-за симметрии относительно плоскости реакции. Коэффициенты v_1, v_2, v_3 называют направленным, эллиптическим и треугольным потоками соответственно (см. рис. 5.2). Как видно для определения угла плоскости реакции проводить исследования потоков затруднительно.

Направленный поток формируется в основном на ранней (компрессионной) стадии столкновений и, следовательно, чувствителен к ранним градиентам давления в эволюционирующей ядерной материи [152]. По мере увеличения жесткости EOS развивается более сильное давление. Таким образом, направленный поток позволяет судить о жесткости ядерного EOS на ранней стадии ядерных столкно-

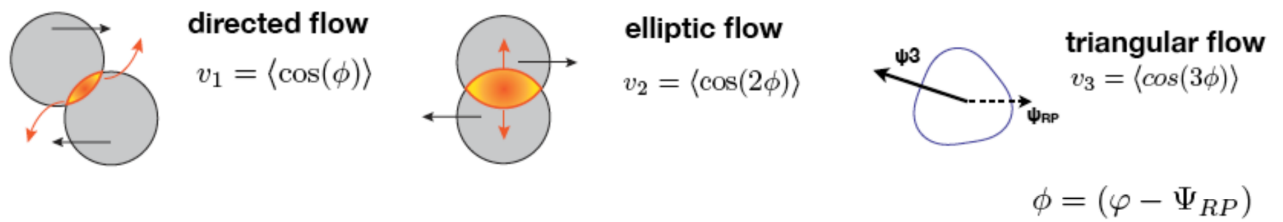


Рисунок 5.2 — Схематическое изображение области перекрытия ядер при столкновении с соответствующими коэффициентам Фурье потоками. Слева направо представлены направленный, эллиптический и треугольный потоки. Рис из [151].

вений, что представляет большой интерес для исследований в области тяжелых ионов и астрофизики [153].

Эллиптический поток [38] возникает из-за начальной пространственной анизотропии в области перекрытия сталкивающихся ядер. Эта анизотропия приводит к неравномерному градиенту давления. Измерения эллиптического потока позволяют получить представление о начальных условиях и гидродинамической эволюции системы столкновений. Исследования эллиптического потока в экспериментах на RHIC и LHC показали, что КГП ведет себя коллективно, демонстрируя гидродинамическую картину течения, а не как набор отдельных частиц [147; 154; 155].

Измерение и анализ эллиптического потока требуют использования современных экспериментальных методик и сложных теоретических моделей. Гидродинамические модели обеспечивают основу для изучения эволюции КГП и потоков [156]. В моделях учитываются начальные условия, транспортные свойства и уравнение состояния КГП. Экспериментальные измерения эллиптических потоков связаны с использованием детекторов частиц таких, как время-проекционные камеры и калориметры.

В ходе предыдущего изложения был представлен идеальный сценарий, предполагающий гладкую начальную геометрию, в которой плотность энергии считалась гладкой функцией пространственных координат. Это свойство объяснялось наложением двух гладких распределений ядерной плотности Вудса-Саксона. В действительности, ситуация гораздо сложнее, поскольку начальная геометрия не является гладкой [144]. В условиях релятивистских столкновений тяжелых ионов время столкновения чрезвычайно мало и столкновение можно представить как столкновение налетающих частиц с неподвижной конфигурацией нуклонов. Следовательно, флуктуации положения нуклонов от события к событию (и, со-

ответственно, точек столкновений нуклонов с ядрами) приводят к образованию области перекрытия с неоднородной плотностью энергии. Более того, форма этой зоны перекрытия флуктуирует от события к событию [157; 158].

Гидродинамические расчеты включают в себя пособытийные флуктуации в распределении начальной плотности энергии. Флуктуации делают это распределение менее симметричным, что приводит к появлению косинусоидальных и синусоидальных членов в Фурье-разложении импульсов частиц по азимутальному углу. В пособытийном гидродинамическом анализе сначала выполняется расчет для одного события, выделяются Фурье-коэффициенты, а затем производится усреднение по выборке событий. Это приводит к нетривиальным результатам для нечетных гармоник, в том числе v_3 — треугольным потокам [159]. Совместные измерения эллиптического и треугольного потока расширяют возможности для определения величины сдвиговой вязкости. Высшие гармоники дают более подробную информацию о форме азимутальной анизотропии.

5.2 Подходы к определению плоскости реакции в различных экспериментах

Поскольку плоскость реакции является неизмеряемой величиной, то для ее оценки обычно используют различные методы. В работе [39] был предложен широко используемый на сегодня метод плоскости события. Его основная идея заключается в аппроксимации плоскости реакции плоскостью события (Event Plane, EP) при помощи Q-вектора, который может быть записан для гармоники n в виде:

$$Q_n = \begin{pmatrix} Q_x \\ Q_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_i \omega_i \cos(n\varphi_i) \\ \sum_i \omega_i \sin(n\varphi_i) \end{pmatrix}. \quad (5.2)$$

Данное выражение задает вектор как сумму по i частицам с весами ω_i , Угол плоскости события в таком случае определяется как:

$$\Psi_n^{EP} = \frac{1}{n} \arctan\left(\frac{Q_{n,y}}{Q_{n,x}}\right) \quad \Psi_n^{EP} \in [-\pi/n; \pi/n), \quad (5.3)$$

Используя данное приближение, оценка разрешения угла плоскости реакции, очевидно, может быть дана формулой

$$\langle \cos [kn(\Psi_n^{EP} - \Psi_{RP})] \rangle. \quad (5.4)$$

Величина разрешения в случае такой записи изменяется в диапазоне от 0 до 1, что соответствует худшему и лучшему разрешению соответственно.

Большая часть экспериментов опирается на этот метод, выбирая в качестве весов разные наблюдаемые величины. Эксперимент ALICE для оценки азимутальных распределений рожденных частиц или спектаторов использует Q-вектор, определяемый пособытийно, например, по количеству треков из TPC [160] :

$$Q_{n,x} = \frac{1}{n_{tracks}} \sum_i n_{tracks,i} \cos(n\varphi_i) \quad Q_{n,y} = \frac{1}{n_{tracks}} \sum_i n_{tracks,i} \sin(n\varphi_i). \quad (5.5)$$

В уравнении 5.5 Q_n -вектор рассчитывается для треков в TPC как сумма косинусов или синусов азимутальных углов по всем выбранным трекам, нормированная на количество треков, с весом для каждого трека равным 1. Направление этого вектора используется в качестве оценки соответствующей ориентации плоскости события после ряда поправок на аксептанс TPC.

В эксперименте PHENIX для измерения плоскости реакции используются отдельные северные и южные детекторы RXP (Reaction Plane Detector), состоящие из пластмассовых сцинтилляционных пластин и свинцового конвертера [161]. Величина Ψ_n определяется суммированием по азимутальному углу φ_i всех зарядов частиц, попавших в детектор, используя в качестве ω_i величину заряда [162]:

$$\Psi_n = \frac{1}{n} \arctan \left(\frac{\sum_i \omega_i \sin(n\varphi_i)}{\sum_i \omega_i \cos(n\varphi_i)} \right). \quad (5.6)$$

Эксперимент STAR также разработал свой детектор для определения плоскости реакции Event Plane Detector (EPD) [163]. Детектор представляет собой два сегментированных диска из сцинтилляционного материала. Аналогично RXP детектору, он в общем случае определяет угол плоскости события Ψ_n по величине зарядов, которые принимаются за вес ω_i в детекторе с учетом азимутального угла φ_i зарегистрированных частиц [163]. Для области $p_z > 0$:

$$\Psi_n = \frac{1}{n} \arctan \left(\frac{\sum_i \omega_i \sin(2\varphi_i)}{\sum_i \omega_i \cos(2\varphi_i)} \right). \quad (5.7)$$

Как видно, все описанные методы опираются на одни и те же предположения об изначальной асимметрии распределения рожденных частиц по азимутальному углу и используют метод плоскости события. Аналогичный подход был использован в эксперименте MPD.

5.3 Метод измерения плоскости реакции в эксперименте MPD с помощью FHCAL

В качестве оценки плоскости реакции в случае MPD можно выбрать плоскость, которая задается направлением пучка и плоскостью спектаторов, регистрируемых в модулях калориметра FHCAL. Для этого используется распределение энергии по поверхности калориметра [30]. Его высокая поперечная сегментация обеспечивает хорошее разрешение для выполнения этой задачи.

Основным методом для измерения ориентации плоскости реакции является описанный выше метод плоскости события с использованием Q-вектора.

$$Q = (Q_x, Q_y) \quad Q_x = \sum_i \omega_i \sin(\varphi_i) \quad Q_y = \sum_i \omega_i \cos(\varphi_i). \quad (5.8)$$

Здесь φ_i — азимутальный угол центра i -го модуля калориметра с координатами (x_i, y_i) , ω_i — вес для повышения чувствительности плоскости события к плоскости реакции. В случае FHCAL в качестве весов используется энергия, выделенная в i -ом модуле $\omega_i = E_i$. Угол плоскости события для одного калориметра в таком случае может быть рассчитан как:

$$\Psi_{EP}^{L(R)} = \arctan \left(\frac{\sum_i E_i \sin(\varphi_i)}{\sum_i E_i \cos(\varphi_i)} \right), \quad (5.9)$$

где

$$\sin(\varphi_i) = \frac{y_i}{\sqrt{x_i^2 + y_i^2}} \quad \cos(\varphi_i) = \frac{x_i}{\sqrt{x_i^2 + y_i^2}}, \quad (5.10)$$

а индексы L и R относятся к левому и правому калориметру соответственно.

Результирующая величина плоскости события, с учетом наличия двух симметрично расположенных относительно точки взаимодействия калориметров, определяется формулой

$$\Psi_{EP} = \Psi_{1,EP} + (\Psi_{2,EP} + \pi). \quad (5.11)$$

Угловое разрешение в зависимости от прицельного параметра для модели LAQGSM и реакции Au-Au при энергиях 5 ГэВ и 11 ГэВ показано на рис. 5.3. В качестве оценки используется разница между углом полученной плоскости и углом истинной плоскости реакции. Наилучшее разрешение составляет порядка 20 градусов для полуцентральных событий [30], что является

крайне хорошим результатом. Основными причинами такого хорошего разрешения являются, во-первых, одновременная регистрация протонов- и нейтрон-спектаторов; во-вторых, регистрация спектаторов обоих сталкивающихся ядер; в-третьих, высокая поперечная сегментация калориметра. Отметим, что наличие двух калориметров позволяет произвести независимую экспериментальную оценку точности определения плоскости события по разнице восстановленных углов плоскостей в левом и правом калориметрах. Результаты такого сравнения представлены на рис. 5.4 (слева) для энергии $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ в реакции Au-Au из модели DCM-SMM.

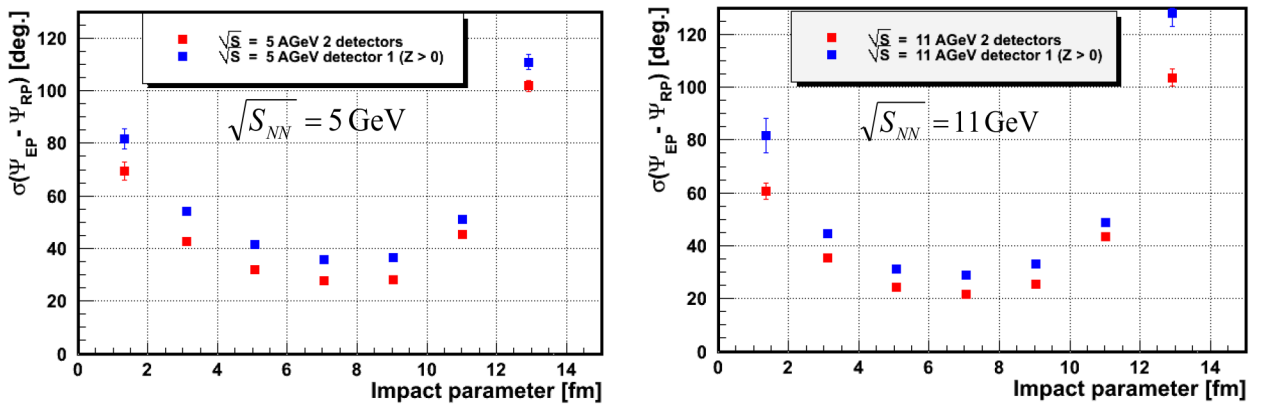


Рисунок 5.3 — Разница между реконструированной и истинной плоскостью реакции в зависимости от прицельного параметра для энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ и $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ, слева и справа соответственно. Синими точками отмечены расчеты с учетом одного калориметра, красными — с двумя.

С целью сравнения точности определения плоскости реакции были разработаны еще два подхода к измерению угла плоскости события.

Первый дополнительный подход опирается на описанный ранее метод пособытийной двумерной аппроксимации пространственно-энергетических распределений в калориметрах. Для определения плоскости реакции данный метод был модифицирован. Первое изменение заключается в том, что, поскольку нас интересует плоскость спектаторов, то не производится усреднение значений энерговыделения в модулях относительно отверстия. Второе изменение связано с модификацией аппроксимирующей функции таким образом, что она в данном случае больше не связана с центром координат. Наглядно это означает, что симметричный конус отвязан от центра координат и может вращаться относительно поверхности калориметра (см. сноску в разделе 4.2.2). Аппроксимация пространственного распределения таким образом дает возможность использовать

координаты вершины двумерной линейной аппроксимации (конуса) для измерения угла плоскости реакции:

$$\Psi_{EP}^{L(R)} = \arctan_2(x_{cone}, y_{cone}). \quad (5.12)$$

Функция \arctan_2 с двумя параметрами, вычисляет арктангенс и возвращает значение арктангенса y_{cone}/x_{cone} , выраженное в радианах. Чтобы вычислить значение арктангенса, функция принимает оба аргумента со своими знаками. Таким образом, можно определить квадрант, в котором находится угол. В данном случае, веса $\omega_i = E_i$ уже учтены во время двумерной линейной аппроксимации. После ряда тригонометрических преобразований углы, полученные в двух калориметрах, могут быть сведены к 5.11.

Второй дополнительный метод в отношении процедуры и получения результата почти идентичен первому. Он отличается тем, что в качестве координат, отражающих угол спектаторной плоскости, используются координаты “центра тяжести” энергии на поверхности калориметра:

$$x_{e.c.m}^{L(R)} = \frac{\sum_i x_i E_i}{\sum_i E_i}, \quad y_{e.c.m}^{L(R)} = \frac{\sum_i y_i E_i}{\sum_i E_i}. \quad (5.13)$$

Угловое разрешение, полученное этими методами, в зависимости от прицельного параметра для моделей LAQGSM и DCM-SMM и реакции Au-Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ показаны на рис. 5.4 справа.

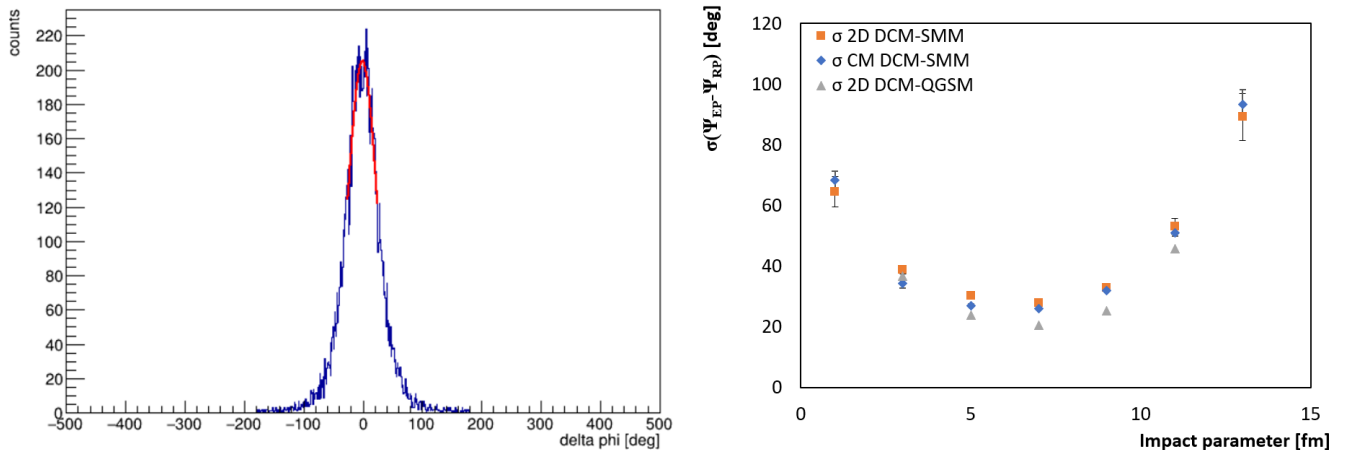


Рисунок 5.4 — Слева — распределение угловой разницы между правым и левым калориметрами для модели DCM-SMM. Справа — зависимость разрешения плоскости события от прицельного параметра для энергии 11 ГэВ в реакции AuAu для моделей DCM-SMM, LAQGSM, и для метода центра масс.

Как видно, разрешение составляет порядка 20° для данной энергии в области полупериферических и полуполюцентральных событий.

Сравнение метода измерения ориентации плоскости реакции при помощи FHCAL, приведенное в этом разделе, с методом, основанном на регистрации рожденных частиц в TPC было проделано в работе [164]. В данной работе для моделирования использовалась модель UrQMD, а сравнение проведено для полностью реконструированных данных при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 4.5, 7.7, 11$ ГэВ. В работе показано, что разрешение ориентации плоскости события для FHCAL значительно лучше, чем полученное из TPC. Таким образом, передние адронные калориметры FHCAL предоставляют возможность измерять ориентацию плоскости реакции с уникальной точностью.

Заключение

Автором диссертации были разработаны методы считывания и обработки цифровых сигналов с передних адронных калориметров, методы энергетической калибровки модулей FHCAL, методы определения центральности и ориентации плоскости реакции по энерговыделению в модулях калориметра. Разработаны программные пакеты, реализующие данные методы. Основные результаты диссертационной работы:

1. Были разработаны методы считывания и анализа сигналов с передних адронных калориметров FHCAL установки MPD/NICA. Эти методы включают в себя фильтрацию и подавление электронных шумов, анализ формы сигналов, определение их амплитудных характеристик, а также сепарацию полезных сигналов от когерентных шумов.
2. Разработана процедура энергетической калибровки модулей передних адронных калориметров с помощью космических мюонов с различной геометрией треков. Представлены результаты энергетической калибровки в случае горизонтальных и наклонных треков космических мюонов.
3. Разработаны несколько методов определения центральности столкновений тяжелых ионов с использованием пространственно-энергетических распределений в модулях адронных калориметров. Сконструированы экспериментальные наблюдаемые для оценки центральности событий. На их основании получены двумерные и трехмерные корреляции, которые используются для определения классов центральности. Разработаны подходы для выделения классов центральности из этих корреляций.
4. Разработаны несколько методов измерения ориентации плоскости реакции (плоскости событий) по распределению энергии спектаторов в модулях калориметра. Благодаря одновременной регистрации протонов- и нейтронов-спектаторов, регистрации спектаторов обоих сталкивающихся ядер и высокой поперечной сегментации калориметров получена уникальная точность восстановления угла плоскости событий около 20° .
5. Для реализации описанных методов были созданы программные пакеты на языке C++. Данные пакеты интегрированы в программную среду MPDRoot и используется коллаборацией MPD/NICA .

Благодарности

Я выражаю искреннюю благодарность моему научному руководителю Александру Павловичу Ивашкину за его доброту, помощь в работе над диссертацией, указания и рекомендации во время нашей совместной работы на протяжении этих лет.

Я также признателен всему коллективу, с которым работал бок о бок все это время. В особенности Губеру Федору Фридриховичу, Голубевой Марине Борисовне, Сергею Морозову и Николаю Карпушкину. Все они меня очень многому научили, и без них данная работа не была бы совершена. Благодарю коллаборацию MPD/NISA, для которой и предназначен данный труд в первую очередь.

Список сокращений и условных обозначений

ALICE : A Large Ion Collider Experiment (Большой ионный эксперимент на LHC)

AP : Anchor Point (Точка привязки/опорная точка)

ATLAS : A Toroidal LHC ApparatuS (Тороидальная установка на LHC)

BBC : Beam Beam Counter (Пучковый счетчик)

BNL : Brookhaven National Laboratory (Брукхейвенская национальная лаборатория)

CBM : Compressed Baryonic Matter (Эксперимент по изучению барионной материи на FAIR)

CER : Critical Endpoint (Критическая конечная точка)

CERN (ЦЕРН) : Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire (Европейский совет по ядерным исследованиям)

DCM : Dubna Cascade Model (Дубненская каскадная модель)

ECal : Electromagnetic Calorimeter (Электромагнитный калориметр) (MPD)

ECAL : Electromagnetic Calorimeter (Электромагнитный калориметр) (LHCb)

EOS : Equation of State (Уравнение состояния)

EP : Event Plane (Плоскость события)

EPD : Event Plane Detector (Детектор плоскости события)

FCal : Forward Calorimeters (Передние калориметры) (ATLAS)

FFD : Fast Forward Detector (Быстрый передний детектор)

FHCal : Forward Hadron Calorimeter (Передний адронный калориметр)

HADES : High Acceptance Di-Electron Spectrometer (Широкоапертурный электрон-позитронный спектрометр в GSI)

LAr : Liquid Argon Calorimeter (Жидко-аргоновый калориметр)

LAQGS : Los Alamos Quark–Gluon String Model (Лос-Аламосская Кварк–глюонная струнная - модель)

LHC (БАК) : Large Hadron Collider (Большой адронный коллайдер)

LHCb : Large Hadron Collider beauty experiment

MAPD : Micro-Pixel Avalanche Photodiode (Микропиксельный лавинный фотодиод)

MDC : Multilayer Drift Chambers (многопроволочных дрейфовых камер)

- ML** : Machine Learning (Машинное обучение)
- MPD** : Multi-Purpose Detector (Многоцелевой детектор)
- MRPC** : Multigap Resistive Plate Chambers (Многозазорные резистивные плоские камеры)
- MST** : Minimum Spanning Tree (Минимальное остовное дерево)
- NBD** : Negative Binomial Distribution (Отрицательное биномиальное распределение)
- NICA** : Nuclotron-based Ion Collider fAcility
- PHENIX** : Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment (Эксперимент по ядерному взаимодействию в области высоких энергий на RHIC)
- PHQMD** : Parton-Hadron-Quantum-Molecular Dynamics (Партон-адронная квантово-молекулярная динамика)
- PID** : Particle Identification (Идентификация частиц)
- PSD** : Projectile Spectator Detector (Передний адронный калориметр)
- QGSM** : Quark-Gluon String Model (Кварк-глюонная струнная модель)
- RHIC** : Relativistic Heavy Ion Collider (Релятивистский коллайдер тяжелых ионов в BNL)
- RICH** : Ring-Imaging Cherenkov Detector (Кольцевой черенковский детектор)
- ROC** : Read-Out Chambers (Считывающие камеры)
- RP** : Reaction Plane (Плоскость реакции)
- RPC** : Resistive Plate Chambers (Резистивные плоские камеры)
- RXPN** : Reaction Plane Detector (Детектор плоскости реакции)
- SACA** : Simulated Annealing Cluster Algorithm (Алгоритм имитации отжига кластеров)
- SiPM** : Silicon PhotoMultiplier (Кремниевый фотоумножитель)
- SIS18** : Schwer-Ionen-Synchrotron (Ионный синхротрон в GSI)
- SHINE** : SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment (Эксперимент по изучению тяжелых ионов и нейтрино на SPS)
- SMM** : Statistical Multifragmentation Model (Статистическая модель мультифрагментации)
- SPD** : Silicon Pixel Detector (Кремниевый пиксельный детектор)
- SPS** : Super Proton Synchrotron (Протонный суперсинхротрон CERN)
- STAR** : Solenoidal Tracker at RHIC (Соленоидальный трекер на RHIC)
- TP** : Tricritical Point (Тройная критическая точка)

TPC : Time Projection Chamber (Время-проекционная камера)

TOF : Time-of-Flight (Времяпролетный детектор)

UrQMD : Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics (Ультра-релятивистская квантовая молекулярная динамика)

WLS : Wavelength Shifting Fibers (Спектросмещающие волокна)

ZDC : Zero Degree Calorimeter (Калориметр нулевого угла)

ZEM : (Zero) Electromagnetic Calorimeters (Электромагнитные калориметры нулевого угла)

АЦП : Аналогово-цифровой преобразователь

ИЯИ РАН : Институт Ядерных Исследований Российской Академии Наук

КГП : Кварк-глюонная плазма

КХД : Квантовая хромодинамика

ОИЯИ : Объединенный Институт Ядерных Исследований

Список литературы

1. *Guenther, J. N.* An overview of the QCD phase diagram at finite T and μ / J. N. Guenther // PoS. — 2022. — Т. LATTICE2021. — С. 013. — arXiv: [2201.02072](https://arxiv.org/abs/2201.02072) [[hep-lat](#)].
2. *Pasechnik, R.* Phenomenological Review on Quark–Gluon Plasma: Concepts vs. Observations / R. Pasechnik, M. Šumbera // Universe. — 2017. — Т. 3, № 1. — С. 7. — arXiv: [1611.01533](https://arxiv.org/abs/1611.01533) [[hep-ph](#)].
3. NICA - Nuclotron-based Ion Collider fAcility. — 2023. — Accessed: 11 September 2023. <https://nica.jinr.ru/physics.php>.
4. The QCD equation of state with dynamical quarks / S. Borsanyi [и др.] // JHEP. — 2010. — Т. 11. — С. 077. — arXiv: [1007.2580](https://arxiv.org/abs/1007.2580) [[hep-lat](#)].
5. The Order of the quantum chromodynamics transition predicted by the standard model of particle physics / Y. Aoki [и др.] // Nature. — 2006. — Т. 443. — С. 675—678. — arXiv: [hep-lat/0611014](https://arxiv.org/abs/hep-lat/0611014).
6. *Ayala, A.* QCD phase diagram from chiral symmetry restoration: analytic approach at high and low temperature using the Linear Sigma Model with Quarks / A. Ayala, S. Hernandez-Ortiz, L. A. Hernandez // Rev. Mex. Fis. — 2018. — Т. 64, № 3. — С. 302—313. — arXiv: [1710.09007](https://arxiv.org/abs/1710.09007) [[hep-ph](#)].
7. *Stephanov, M.* QCD phase diagram: an overview / M. Stephanov // XXIVth International Symposium on Lattice Field Theory. — 12.2006. — С. 24.1. — arXiv: [hep-lat/0701002](https://arxiv.org/abs/hep-lat/0701002) [[hep-lat](#)].
8. *Ferreira, M.* Presence of a critical endpoint in the QCD phase diagram from the net-baryon number fluctuations / M. Ferreira, P. Costa, C. ç. Providência // Phys. Rev. D. — 2018. — Август. — Т. 98, вып. 3. — С. 034006. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.034006>.
9. Decoding the phase structure of QCD via particle production at high energy / A. Andronic [и др.] // Nature. — 2018. — Сентябрь. — Т. 561, № 7723. — С. 321—330. — URL: <https://www.nature.com/articles/s41586-018-0491-6>.
10. *Bernhardt, J.* Critical Endpoint of QCD and Baryon Number Fluctuations in a Finite Volume / J. Bernhardt, C. S. Fischer, P. Isserstedt // arXiv e-prints. — 2023. — ЯНВ. — arXiv:2301.10990. — arXiv: [2301.10990](https://arxiv.org/abs/2301.10990) [[hep-ph](#)].

11. *Rennecke, F.* Review of Critical Point Searches and Beam-Energy Studies / F. Rennecke // Proceedings. — 2019. — Т. 10, № 1. — URL: <https://www.mdpi.com/2504-3900/10/1/8>.
12. *Philipsen, O.* Lattice Constraints on the QCD Chiral Phase Transition at Finite Temperature and Baryon Density / O. Philipsen // Symmetry. — 2021. — Т. 13, № 11. — URL: <https://www.mdpi.com/2073-8994/13/11/2079>.
13. *Fu, W.-j.* QCD phase structure at finite temperature and density / W.-j. Fu, J. M. Pawłowski, F. Rennecke // Phys. Rev. D. — 2020. — Март. — Т. 101, № 5. — С. 054032. — arXiv: [1909.02991](https://arxiv.org/abs/1909.02991) [hep-ph].
14. Symmetric Nuclear Matter from the Strong Interaction / M. Leonhardt [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2020. — Окт. — Т. 125, № 14. — С. 142502. — arXiv: [1907.05814](https://arxiv.org/abs/1907.05814) [nucl-th].
15. *Braun, J.* Fierz-complete NJL model study. III. Emergence from quark-gluon dynamics / J. Braun, M. Leonhardt, M. Pospiech // Phys. Rev. D. — 2020. — Февр. — Т. 101, № 3. — С. 036004. — arXiv: [1909.06298](https://arxiv.org/abs/1909.06298) [hep-ph].
16. Baryon number fluctuations in the QCD phase diagram from Dyson-Schwinger equations / P. Isserstedt [и др.] // Phys. Rev. D. — 2019. — Окт. — Т. 100, № 7. — С. 074011. — arXiv: [1906.11644](https://arxiv.org/abs/1906.11644) [hep-ph].
17. Skewness and kurtosis of net baryon-number distributions at small values of the baryon chemical potential / HotQCD Collaboration [и др.] // arXiv e-prints. — 2017. — Авг. — arXiv:1708.04897. — arXiv: [1708.04897](https://arxiv.org/abs/1708.04897) [hep-lat].
18. Curvature of the pseudocritical line in QCD: Taylor expansion matches analytic continuation / C. Bonati [и др.] // Phys. Rev. D. — 2018. — Сент. — Т. 98, № 5. — С. 054510. — arXiv: [1805.02960](https://arxiv.org/abs/1805.02960) [hep-lat].
19. Higher order fluctuations and correlations of conserved charges from lattice QCD / S. Borsanyi [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2018. — Окт. — Т. 2018, № 10. — С. 205. — arXiv: [1805.04445](https://arxiv.org/abs/1805.04445) [hep-lat].
20. Chiral Phase Transition Temperature in (2 +1)-Flavor QCD / H. -T. Ding [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. — Авг. — Т. 123, № 6. — С. 062002. — arXiv: [1903.04801](https://arxiv.org/abs/1903.04801) [hep-lat].
21. QCD Crossover at Finite Chemical Potential from Lattice Simulations / S. Borsanyi [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2020. — Июль. — Т. 125, № 5. — С. 052001. — arXiv: [2002.02821](https://arxiv.org/abs/2002.02821) [hep-lat].

22. *Gazdzicki, M.* Brief History of the Search for Critical Structures in Heavy-ion Collisions / M. Gazdzicki, M. Gorenstein, P. Seyboth // *Acta Physica Polonica B.* — 2020. — ЯНВ. — Т. 51, № 5. — С. 1033. — arXiv: [2004.02255](https://arxiv.org/abs/2004.02255) [[hep-ph](#)].
23. *Niida, T.* Signatures of QGP at RHIC and the LHC / T. Niida, Y. Miake // *AAPPS Bull.* — 2021. — Т. 31, № 1. — С. 12. — arXiv: [2104.11406](https://arxiv.org/abs/2104.11406) [[nucl-ex](#)].
24. *Gazdzicki, M.* Overview of Results from NA61/SHINE: Uncovering Critical Structures / M. Gazdzicki, A. Rybicki // *Acta Phys. Polon. B.* — 2019. — Т. 50. — С. 1057—1070. — URL: <https://doi.org/10.5506/APhysPolB.50.1057>.
25. QCD Phase Structure and Interactions at High Baryon Density: Continuation of BES Physics Program with CBM at FAIR / D. Almaalol [и др.]. — 2022. — СЕНТ. — arXiv: [2209.05009](https://arxiv.org/abs/2209.05009) [[nucl-ex](#)].
26. Status and initial physics performance studies of the MPD experiment at NICA / MPD collaboration, V. Abgaryan, ..., V. Volkov [и др.] // *Eur. Phys. J. A.* — 2022. — Т. 58, № 7. — С. 140. — arXiv: [2202.08970](https://arxiv.org/abs/2202.08970) [[physics.ins-det](#)]. — URL: <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-022-00750-6>.
27. Progress of the NICA project / A. Sissakian [и др.] // *Proceedings of Science.* — 2009. — ИЮЛЬ.
28. Approaches in centrality measurements of heavy-ion collisions with forward calorimeters at MPD/NICA facility / V. Volkov, M. Golubeva, F. Guber, A. Ivashkin, N. Karpushkin, S. Morozov, S. Musin, A. Strizhak // *J. Phys. Conf. Ser.* / под ред. P. Teterin. — 2020. — Т. 1690, № 1. — С. 012103. — URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1690/1/012103>.
29. Amplitude parameters of modules for hadron calorimeter at MPD/NICA / A. Ivashkin, M. Golubeva, F. Guber, N. Karpushkin, S. Morozov, O. Petukhov, A. Strizhak, V. Volkov // *JINST.* — 2020. — Т. 15, № 06. — С. C06044. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/06/C06044>.
30. Measurements of Spectators with Forward Hadron Calorimeter in MPD/NICA Experiment / A. Ivashkin, M. Golubeva, F. Guber, N. Karpushkin, S. Morozov, S. Musin, A. Strizhak, V. Volkov // *Phys. Part. Nucl.* — 2021. — Т. 52, № 4. — С. 578—583. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063779621040298>.

31. Application of FHCAL for Heavy-Ion Collision Centrality Determination in MPD/NICA Experiment / V. Volkov, M. Golubeva, F. Guber, A. Ivashkin, N. Karpushkin, S. Morozov, S. Musin, A. Strizhak // *Particles*. — 2021. — T. 4, № 2. — С. 236—240. — URL: <https://doi.org/10.3390/particles4020022>.
32. Forward Detectors of the BM@N Facility and Response Study at a Carbon Ion Beam in the SRC Experiment / V. V. Volkov, M. B. Golubeva, F. F. Guber, A. A. Zubankov, A. P. Ivashkin, A. V. Izvestnyy, N. M. Karpushkin, A. I. Makhnev, S. V. Morozov, O. A. Petukhov // *Instrum. Exp. Tech.* — 2023. — T. 66, № 2. — С. 218—227. — URL: <https://doi.org/10.1134/S0020441223010232>.
33. *Florkowski, W.* Basic phenomenology for relativistic heavy-ion collisions / W. Florkowski // *Acta Phys. Polon. B* / под ред. M. Praszalowicz. — 2014. — T. 45, № 12. — С. 2329—2354. — arXiv: [1410.7904](https://arxiv.org/abs/1410.7904) [[nucl-th](#)].
34. *Wiedemann, U. A.* Heavy-ion collisions: selected topics / U. A. Wiedemann. — 2008. — URL: <http://cds.cern.ch/record/1143387>.
35. Freeze-Out Parameters in Heavy-Ion Collisions at AGS, SPS, RHIC, and LHC Energies / S. Chatterjee [и др.] // *Adv. High Energy Phys.* — 2015. — Т. 2015. — С. 349013. — URL: <https://doi.org/10.1155/2015/349013>.
36. *Tarafdar, S.* A centrality detector concept / S. Tarafdar, Z. Citron, A. Milov // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2014. — Т. 768. — С. 170—178. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900214010912>.
37. Centrality determination in heavy-ion collisions with the LHCb detector / R. Aaij [и др.] // *JINST*. — 2022. — Т. 17, № 05. — P05009. — arXiv: [2111.01607](https://arxiv.org/abs/2111.01607) [[nucl-ex](#)].
38. *Snellings, R.* Elliptic Flow: A Brief Review / R. Snellings // *New J. Phys.* — 2011. — Т. 13. — С. 055008. — arXiv: [1102.3010](https://arxiv.org/abs/1102.3010) [[nucl-ex](#)].
39. *Poskanzer, A. M.* Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions / A. M. Poskanzer, S. A. Voloshin // *Phys. Rev. C*. — 1998. — Т. 58. — С. 1671—1678. — arXiv: [nuc1-ex/9805001](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/9805001).

40. *Masui, H.* Event plane resolution correction for azimuthal anisotropy in wide centrality bins / H. Masui, A. Schmah, A. M. Poskanzer // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2016. — Т. 833. — С. 181—185. — arXiv: [1212.3650](https://arxiv.org/abs/1212.3650) [[physics.data-an](#)].
41. *Glauber, R.* Lectures in theoretical physics, ed. WE Brittin and LG Dunham / R. Glauber // Interscience, New York. — 1959. — Т. 1. — С. 315.
42. Glauber modeling in high energy nuclear collisions / M. L. Miller [и др.] // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2007. — Т. 57. — С. 205—243. — arXiv: [nucl-ex/0701025](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0701025).
43. *Florkowski, W.* Phenomenology of Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions / W. Florkowski. — 03.2010.
44. *Chaudhuri, A. K.* The Glauber model / A. K. Chaudhuri // A Short Course on Relativistic Heavy Ion Collisions. — IOP Publishing, 2014. — 3-1 to 3—19. — (2053-2563). — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/bk978-0-750-31060-4ch3>.
45. *Zakharov, B. G.* Monte Carlo Glauber model with meson cloud: predictions for 5.44 TeV Xe + Xe collisions / B. G. Zakharov // Eur. Phys. J. C. — 2018. — Т. 78, № 5. — С. 427. — arXiv: [1804.05405](https://arxiv.org/abs/1804.05405) [[nucl-th](#)].
46. *Kharzeev, D.* Hadron production in nuclear collisions at RHIC and high density QCD / D. Kharzeev, M. Nardi // Phys. Lett. B. — 2001. — Т. 507. — С. 121—128. — arXiv: [nucl-th/0012025](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0012025).
47. Relating Charged Particle Multiplicity to Impact Parameter in Heavy-Ion Collisions at NICA Energies / P. Parfenov [и др.] // Particles. — 2021. — Т. 4, № 2. — С. 275—287. — URL: <https://www.mdpi.com/2571-712X/4/2/24>.
48. The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt [и др.] // JINST. — 2008. — Т. 3. — S08002. — URL: <http://cds.cern.ch/record/1129812>.
49. Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE / B. Abelev [и др.] // Phys. Rev. C. — 2013. — Т. 88, № 4. — С. 044909. — arXiv: [1301.4361](https://arxiv.org/abs/1301.4361) [[nucl-ex](#)].
50. Performance of the ALICE VZERO system / E. Abbas [и др.] // JINST. — 2013. — Т. 8. — P10016. — arXiv: [1306.3130](https://arxiv.org/abs/1306.3130) [[nucl-ex](#)].
51. Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC / B. B. Abelev [и др.] // Int. J. Mod. Phys. A. — 2014. — Т. 29. — С. 1430044. — arXiv: [1402.4476](https://arxiv.org/abs/1402.4476) [[nucl-ex](#)].

52. *De Marco, N.* ALICE Zero Degree Calorimeter / N. De Marco, G. Puddu. — 2013. — URL: <http://cds.cern.ch/record/1623372>.
53. *Gillberg, D.* Performance of the ATLAS forward calorimeters in first LHC data / D. Gillberg // J. Phys. Conf. Ser. / под ред. Y. Wang. — 2011. — Т. 293. — С. 012041. — URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/293/1/012041>.
54. The ATLAS forward calorimeters / A. Artamonov [и др.] // JINST. — 2008. — Т. 3. — P02010. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/02/P02010>.
55. Measurement of the pseudorapidity and transverse momentum dependence of the elliptic flow of charged particles in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [и др.] // Phys. Lett. B. — 2012. — Т. 707. — С. 330—348. — arXiv: [1108.6018](https://arxiv.org/abs/1108.6018) [hep-ex].
56. LHCb Detector Performance / R. Aaij [и др.] // Int. J. Mod. Phys. A. — 2015. — Т. 30, № 07. — С. 1530022. — arXiv: [1412.6352](https://arxiv.org/abs/1412.6352) [hep-ex].
57. Calibration and performance of the LHCb calorimeters in Run 1 and 2 at the LHC / C. Abellán Beteta [и др.]. — 2020. — Авг. — arXiv: [2008.11556](https://arxiv.org/abs/2008.11556) [physics.ins-det].
58. The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES / G. Agakishiev [и др.] // Eur. Phys. J. A. — 2009. — Т. 41. — С. 243—277. — arXiv: [0902.3478](https://arxiv.org/abs/0902.3478) [nucl-ex].
59. Centrality determination of Au + Au collisions at 1.23A GeV with HADES / J. Adamczewski-Musch [и др.] // Eur. Phys. J. A. — 2018. — Т. 54, № 5. — С. 85. — arXiv: [1712.07993](https://arxiv.org/abs/1712.07993) [nucl-ex].
60. *Jacobs, P.* Matter in extremis: Ultrarelativistic nuclear collisions at RHIC / P. Jacobs, X.-N. Wang // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2005. — Т. 54. — С. 443—534. — arXiv: [hep-ph/0405125](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0405125).
61. STAR detector overview / K. H. Ackermann [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Т. 499. — С. 624—632. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01960-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01960-5).
62. PHENIX detector overview / K. Adcox [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Т. 499. — С. 469—479. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01950-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01950-2).

63. PHENIX inner detectors / M. Allen [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Т. 499, № 2. — С. 549—559. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01956-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01956-3).
64. Transverse energy production and charged-particle multiplicity at midrapidity in various systems from $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ to 200 GeV / A. Adare [и др.] // Phys. Rev. C. — 2016. — Т. 93, № 2. — С. 024901. — arXiv: [1509.06727 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1509.06727).
65. PHENIX Run 16. — 2023. — Accessed: 11 September 2023. <https://www.phenix.bnl.gov/runs/run16.html>.
66. The RHIC zero degree calorimeter / C. Adler [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2001. — Т. 470. — С. 488—499. — arXiv: [nucl-ex/0008005](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0008005).
67. Identified charged particle spectra and yields in Au+Au collisions at $S(NN)^{1/2} = 200$ -GeV / S. S. Adler [и др.] // Phys. Rev. C. — 2004. — Т. 69. — С. 034909. — arXiv: [nucl-ex/0307022](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0307022).
68. *Arkhipkin, D.* STAR Online Meta-Data Collection Framework: Integration with the Pre-existing Controls Infrastructure / D. Arkhipkin, J. Lauret // J. Phys. Conf. Ser. / под ред. R. Mount, C. Tull. — 2017. — Т. 898, № 3. — С. 032023. — URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/898/3/032023>.
69. Centrality and transverse momentum dependence of D^0 -meson production at mid-rapidity in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / J. Adam [и др.] // Phys. Rev. C. — 2019. — Март. — Т. 99, вып. 3. — С. 034908. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.99.034908>.
70. The Star time projection chamber: A Unique tool for studying high multiplicity events at RHIC / M. Anderson [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Т. 499. — С. 659—678. — arXiv: [nucl-ex/0301015](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0301015).
71. Systematic Measurements of Identified Particle Spectra in pp , d^+ Au and Au+Au Collisions from STAR / B. I. Abelev [и др.] // Phys. Rev. C. — 2009. — Т. 79. — С. 034909. — arXiv: [0808.2041 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/0808.2041).
72. NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system / N. Abgrall [и др.] // JINST. — 2014. — Т. 9. — P06005. — arXiv: [1401.4699 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1401.4699).

73. Spectra and mean multiplicities of π^- in central⁴⁰Ar+⁴⁵Sc collisions at 13A, 19A, 30A, 40A, 75A and 150A Ge V/c beam momenta measured by the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS / A. Acharya [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2021. — Т. 81, № 5. — С. 397. — arXiv: [2101.08494](https://arxiv.org/abs/2101.08494) [hep-ex].
74. *Klochkov, V.* NA61/SHINE measurements of anisotropic flow relative to the spectator plane in Pb+Pb collisions at 30A GeV/c / V. Klochkov, I. Selyuzhenkov // Nucl. Phys. A / под ред. F. Antinori [и др.]. — 2019. — Т. 982. — С. 439—442. — arXiv: [1810.07579](https://arxiv.org/abs/1810.07579) [nucl-ex].
75. Measurements of π^- production in ⁷Be+⁹Be collisions at beam momenta from 19A to 150A GeV/c in the NA61/SHINE experiment at the CERN SPS / A. Acharya [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2020. — Т. 80, № 10. — С. 961. — arXiv: [2008.06277](https://arxiv.org/abs/2008.06277) [nucl-ex]. — [Erratum: Eur.Phys.J.C 81, 144 (2021)].
76. Model dependence of the number of participant nucleons and observable consequences in heavy-ion collisions / M. Omana Kuttan [и др.]. — 2023. — Март. — arXiv: [2303.07919](https://arxiv.org/abs/2303.07919) [hep-ph].
77. *Segal, I.* Centrality Determination in Heavy-Ion Collisions Based on Monte-Carlo Sampling of Spectator Fragments / I. Segal // Particles. — 2023. — Т. 6, № 2. — С. 568—579. — URL: <https://www.mdpi.com/2571-712X/6/2/32>.
78. *Bathe, S.* Measurement of direct photons in s(NN)^{*(1/2)} = 200-GeV P + P and Au + Au collisions with the PHENIX experiment at RHIC / S. Bathe // J. Phys. Conf. Ser. / под ред. B. Sinha, J. Alam, T. K. Nayak. — 2006. — Т. 50. — С. 328—331. — arXiv: [nuc1-ex/0511041](https://arxiv.org/abs/nuc1-ex/0511041).
79. *d'Enterria, D.* Progress in the Glauber Model at Collider Energies / D. d'Enterria, C. Loizides // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2021. — Т. 71. — С. 315—344. — arXiv: [2011.14909](https://arxiv.org/abs/2011.14909) [hep-ph].
80. Application of artificial intelligence in the determination of impact parameter in heavy-ion collisions at intermediate energies / F. Li [и др.] // J. Phys. G. — 2020. — Т. 47, № 11. — С. 115104. — arXiv: [2008.11540](https://arxiv.org/abs/2008.11540) [nucl-th].
81. ML Approaches for Centrality Determination with Forward Hadron Calorimeters in Heavy Ion Reactions / N. Karpushkin [и др.] // Phys. Part. Nucl. — 2022. — Т. 53, № 2. — С. 524—530. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063779622020381>.

82. *Rogly, R.* Reconstructing the impact parameter of proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions / R. Rogly, G. Giacalone, J.-Y. Ollitrault // *Phys. Rev. C.* — 2018. — Т. 98, № 2. — С. 024902. — arXiv: [1804.03031](https://arxiv.org/abs/1804.03031) [[nucl-th](#)].
83. Комплекс NICA. — 2023. — Accessed: 11 September 2023. <https://nica.jinr.ru/complex.php>.
84. *Galatyuk, T.* Interaction Rate Facilities as a function of center-of-mass energy / T. Galatyuk. — 2023. — Accessed: 09 September 2023. https://github.com/tgalatyuk/interaction_rate_facilities.
85. *Senger, P.* Heavy-Ion Collisions at FAIR-NICA Energies / P. Senger // *Particles.* — 2021. — Т. 4, № 2. — С. 214–226. — URL: <https://doi.org/10.3390/particles4020020>.
86. *Harris, J. W.* "QGP Signatures" Revisited / J. W. Harris, B. Müller. — 2023. — Авг. — arXiv: [2308.05743](https://arxiv.org/abs/2308.05743) [[hep-ph](#)].
87. Quark deconfinement in high-mass neutron stars / М. Orsaria [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 2014. — Т. 89, № 1. — С. 015806. — arXiv: [1308.1657](https://arxiv.org/abs/1308.1657) [[nucl-th](#)].
88. Chiral phase transition within effective models with constituent quarks / O. Scavenius [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 2001. — Т. 64. — С. 045202. — arXiv: [nucl-th/0007030](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0007030).
89. *Berges, J.* Color superconductivity and chiral symmetry restoration at nonzero baryon density and temperature / J. Berges, K. Rajagopal // *Nucl. Phys. B.* — 1999. — Т. 538. — С. 215–232. — arXiv: [hep-ph/9804233](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9804233).
90. *Hatta, Y.* Universality, the QCD critical / tricritical point and the quark number susceptibility / Y. Hatta, T. Ikeda // *Phys. Rev. D.* — 2003. — Т. 67. — С. 014028. — arXiv: [hep-ph/0210284](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0210284).
91. *Tawfik, A. N.* Polyakov SU(3) extended linear- σ model: Sixteen mesonic states in chiral phase structure / A. N. Tawfik, A. M. Diab // *Phys. Rev. C.* — 2015. — Т. 91, № 1. — С. 015204. — arXiv: [1412.2395](https://arxiv.org/abs/1412.2395) [[hep-ph](#)].
92. NuPECC Long Range Plan 2017: Perspectives of Nuclear Physics / N. Committee [и др.] // European Science Foundation. — 2017. — URL: https://www.esf.org/fileadmin/user_upload/esf/Nupecc-LRP2017.pdf.

93. *Cleymans, J.* Maximal Net Baryon Density in the Energy Region Covered by NICA / J. Cleymans // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2011. — Т. 8. — С. 797—800. — arXiv: [1005.4114](https://arxiv.org/abs/1005.4114) [nucl-th].
94. *Randrup, J.* Maximum freeze-out baryon density in nuclear collisions / J. Randrup, J. Cleymans // Phys. Rev. C. — 2006. — Т. 74. — С. 047901. — arXiv: [hep-ph/0607065](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0607065).
95. *Senger, P.* Exploring terra incognita in the phase diagram of strongly interacting matter—experiments at FAIR and NICA / P. Senger // Phys. Scripta. — 2022. — Т. 97, № 6. — С. 064003. — arXiv: [2204.01056](https://arxiv.org/abs/2204.01056) [nucl-ex].
96. *Blaschke, D.* Recent selected theory developments for NICA / D. Blaschke // EPJ Web Conf. / под ред. S. Bondarenko, V. Burov, A. Malakhov. — 2017. — Т. 138. — С. 01004. — arXiv: [1702.00129](https://arxiv.org/abs/1702.00129) [nucl-th].
97. *Khunjua, T.* Charged Pion Condensation in Dense Quark Matter: Nambu–Jona-Lasinio Model Study / T. Khunjua, K. Klimenko, R. Zhokhov // Symmetry. — 2019. — Т. 11, № 6. — С. 778. — arXiv: [1912.08635](https://arxiv.org/abs/1912.08635) [hep-ph].
98. Status and initial physics performance studies of the MPD experiment at NICA / V. Abgaryan [и др.] // Eur. Phys. J. A. — 2022. — Т. 58, № 7. — С. 140. — arXiv: [2202.08970](https://arxiv.org/abs/2202.08970) [physics.ins-det].
99. NICA White Paper. — 2016. — URL: <https://epja.epj.org/component/toc/?task=topic&id=615> ; Accessed: 09 September 2023.
100. *Kisiel, A.* Overview of the MPD Experiment / A. Kisiel // Phys. Part. Nucl. — 2021. — Т. 52, № 4. — С. 501—505. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063779621040328>.
101. Multi-Purpose Detector (MPD). — 2023. — Accessed: 11 September 2023. <https://nica.jinr.ru/projects/mpd.php>.
102. Superconducting solenoid magnet for the Multi-Purpose Detector at the NICA facility / Z. Bunzarov [и др.] // JINST. — 2014. — Т. 9, № 09. — С. C09035. — URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/9/09/C09035>.
103. Time Projection Chamber for Multi-Purpose Detector at NICA Technical Design Report : тех. отч. / A. Averyanov [и др.] ; Laboratory of High Energy Physics, JINR, Dubna. — 2018. — URL: <http://mpd.jinr.ru/wp-content/uploads/2019/01/TpcTdr-v07.pdf> ; Accessed: 09 September 2023.

104. Time-projection chamber for Multi-Purpose Detector of NICA project at JINR / S. Vereschagin [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A / под ред. М. Krammer [и др.]. — 2020. — Т. 958. — С. 162793. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.162793>.
105. Бабкин, В. А. Времяпролётная система идентификации частиц многоцелевого детектора (MPD) : дис. ... канд. / Бабкин Вадим Андреевич. — 2021. — URL: https://issc.jinr.ru/sois?c=sois/get_file&id=1255 ; Accessed: 09 September 2023.
106. Development of the MRPC for the TOF system of the MultiPurpose Detector / V. A. Babkin [и др.] // JINST. — 2016. — Т. 11, № 06. — С. C06007. — arXiv: [1606.02286](https://arxiv.org/abs/1606.02286) [physics.ins-det].
107. Status of the front-end-electronics for the time-of-flight measurements at the MPD experiment / M. G. Buryakov [и др.] // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2016. — Т. 13, № 5. — С. 532—534. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1547477116050058>.
108. Electromagnetic Calorimeter for MPD Spectrometer at NICA Collider / A. Y. Semenov [и др.] // JINST. — 2020. — Т. 15, № 05. — С. C05017. — arXiv: [2002.07709](https://arxiv.org/abs/2002.07709) [physics.ins-det].
109. Development of shashlik electromagnetic calorimeter for the NICA/MPD / C. Shen [и др.] // JINST. — 2019. — Т. 14, № 06. — T06005. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/06/T06005>.
110. MPD. Fast forward detector: Technical Design Report / V. I. Yurevich [и др.]. — 2019. — Accessed: 09 September 2023. <http://mpd.jinr.ru/wp-content/uploads/2019/09/FFD-TDR-Aug-2019.pdf>.
111. Fast forward detector for MPD/NICA project: Concept, simulation, and prototyping / V. I. Yurevich [и др.] // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2013. — Т. 10. — С. 258—268. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1547477113030187>.
112. Technical Design Report for the MPD Experiment : тех. отч. / М. Golubeva [и др.]. — 2018. — URL: http://mpd.jinr.ru/wp-content/uploads/2018/05/MPD_TDR_FHCal_28_05_2018.pdf ; Accessed: 10 September 2023.

113. Compact segmented hadron calorimeter for detection of low energy spectators at MPD/NICA facility / A. Ivashkin [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A / под ред. M. Krammer [и др.]. — 2020. — Т. 958. — С. 162240. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.05.081>.
114. *Kuraray*. Wavelength Shifting Fibers / Kuraray. — Accessed: 09 September 2023. <http://kuraraypsf.jp/psf/ws.html>.
115. *Hamamatsu*. Datasheet S14160-1310PS/-1315PS/-3010PS/-3015PS / Hamamatsu. — Accessed: 09 September 2023. https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/s14160-1310ps_etc_kapd1070e.pdf.
116. *Electronics, A. ADC64* / A. Electronics. — Accessed: 09 September 2023. <https://afi.jinr.ru/>.
117. *Petukhov, O.* Development of Detector Control System (DCS) for forward hadron calorimeters in the BM@N and the MPD experiments / O. Petukhov, S. Morozov // J. Phys. Conf. Ser. / под ред. P. Teterin. — 2020. — Т. 1690, № 1. — С. 012063. — URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1690/1/012063>.
118. *Livan, M.* Shower Development / M. Livan, R. Wigmans // Calorimetry for Collider Physics, an Introduction. — Cham : Springer International Publishing, 2019. — С. 53—73. — URL: https://doi.org/10.1007/978-3-030-23653-3_3.
119. *Wigmans, R.* Calorimetry: Energy measurement in particle physics / R. Wigmans. — Oxford University Press, 2000.
120. *Fabjan, C. W.* Calorimetry for particle physics / C. W. Fabjan, F. Gianotti // Rev. Mod. Phys. — 2003. — Т. 75. — С. 1243—1286. — URL: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.75.1243>.
121. *Kolanoski, H.* Particle Detectors / H. Kolanoski, N. Wermes. — Oxford University Press, 06.2020.
122. *Livan, M.* Containment and Profiles / M. Livan, R. Wigmans // Calorimetry for Collider Physics, an Introduction. — Cham : Springer International Publishing, 2019. — С. 93—110. — URL: https://doi.org/10.1007/978-3-030-23653-3_5.
123. *Wigmans, R.* HIGH RESOLUTION HADRONIC CALORIMETRY / R. Wigmans // Nucl. Instrum. Meth. A / под ред. W. Kirk. — 1988. — Т. 265. — С. 273—290. — URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(88\)91081-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)91081-9).

124. *Livan, M.* Interactions of Particles with Matter / M. Livan, R. Wigmans // Calorimetry for Collider Physics, an Introduction. — Cham : Springer International Publishing, 2019. — С. 31—51. — URL: https://doi.org/10.1007/978-3-030-23653-3_2.
125. *Lee, S.* On the limits of the hadronic energy resolution of calorimeters / S. Lee, M. Livan, R. Wigmans // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2018. — Т. 882. — С. 148—157. — arXiv: [1710.10535](https://arxiv.org/abs/1710.10535) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1710.10535)].
126. *Livan, M.* The Fundamental Problems of Hadron Calorimetry / M. Livan, R. Wigmans // Calorimetry for Collider Physics, an Introduction. — Cham : Springer International Publishing, 2019. — С. 143—155. — URL: https://doi.org/10.1007/978-3-030-23653-3_7.
127. *Livan, M.* The Energy Resolution of Calorimeters / M. Livan, R. Wigmans // Calorimetry for Collider Physics, an Introduction. — Cham : Springer International Publishing, 2019. — С. 111—140. — URL: https://doi.org/10.1007/978-3-030-23653-3_6.
128. *Livan, M.* Misconceptions about Calorimetry / M. Livan, R. Wigmans // Instruments. — 2017. — Т. 1, № 1. — С. 3. — arXiv: [1704.00661](https://arxiv.org/abs/1704.00661) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1704.00661)].
129. Forward hadron calorimeter for measurements of projectile spectators in heavy-ion experiment / M. B. Golubeva [и др.] // Phys. Atom. Nucl. — 2012. — Т. 75. — С. 673—675. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063778812060142>.
130. A systematic measurement of energy resolution and e/pi ratio of a lead/plastic-scintillator sampling calorimeter / T. Suzuki [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 1999. — Т. 432. — С. 48—65. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00394-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00394-0).
131. *Djilkibaev, R. M.* An issue of determination of the centrality in nucleus-nucleus collisions / R. M. Djilkibaev. — 2021. — Март. — arXiv: [2103.16899](https://arxiv.org/abs/2103.16899) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/2103.16899)].
132. ALICE technical design report of the zero degree calorimeter (ZDC) / G. Dellacasa [и др.]. — 1999. — Март. — URL: <http://cds.cern.ch/record/381433>.
133. Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM / M. Baznat [и др.] // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2020. — Т. 17, № 3. — С. 303—324. — arXiv: [1912.09277](https://arxiv.org/abs/1912.09277) [[nucl-th](https://arxiv.org/abs/1912.09277)].

134. Parton-hadron-quantum-molecular dynamics: A novel microscopic n -body transport approach for heavy-ion collisions, dynamical cluster formation, and hypernuclei production / J. Aichelin [и др.] // Phys. Rev. C. — 2020. — Т. 101, № 4. — С. 044905. — arXiv: [1907.03860](https://arxiv.org/abs/1907.03860) [nuc1-th].
135. *Barashenkov, V. S.* Monte Carlo simulation of ionization and nuclear processes initiated by hadron and ion beams in media / V. S. Barashenkov // Comput. Phys. Commun. / под ред. D. L. Morgan [и др.]. — 2000. — Т. 126. — С. 28—31. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0010-4655\(99\)00417-8](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(99)00417-8).
136. *Amelin, N. S.* Ultrarelativistic heavy ion collisions within the independent quark - gluon string model / N. S. Amelin, K. K. Gudima, V. D. Toneev // NATO Sci. Ser. B A. — 1988. — Т. 216. — С. 473—486.
137. Statistical multifragmentation of nuclei / J. P. Bondorf [и др.] // Phys. Rept. — 1995. — Т. 257. — С. 133—221. — URL: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(94\)00097-M](https://doi.org/10.1016/0370-1573(94)00097-M).
138. Forward hadron calorimeter (PSD) of NA61/SHINE for heavy ion studies and its upgrade for experiments beyond 2020 / S. Morozov [и др.] // PoS / под ред. K. Anagnostopoulos [и др.]. — 2019. — Т. CORFU2018. — С. 195. — URL: <https://doi.org/10.22323/1.347.0195>.
139. *Broniowski, W.* Geometric relation between centrality and the impact parameter in relativistic heavy ion collisions / W. Broniowski, W. Florkowski // Phys. Rev. C. — 2002. — Т. 65. — С. 024905. — arXiv: [nucl-th/0110020](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0110020).
140. *Svetlichnyi, A.* Using Spectator Matter for Centrality Determination in Nucleus-Nucleus Collisions / A. Svetlichnyi, R. Nepeyvoda, I. Pshenichnov // Particles. — 2021. — Т. 4, № 2. — С. 227—235. — URL: <https://doi.org/10.3390/particles4020021>.
141. *Segal, I.* Centrality Determination in Heavy-Ion Collisions Based on Monte-Carlo Sampling of Spectator Fragments / I. Segal // Particles. — 2023. — Т. 6, № 2. — С. 568—579. — URL: <https://doi.org/10.3390/particles6020032>.
142. CEM03.03 and LAQGSM03.03 Event Generators for the MCNP6, MCNPX, and MARS15 Transport Codes / S. G. Mashnik [и др.] // — 05.2008. — arXiv: [0805.0751](https://arxiv.org/abs/0805.0751) [nuc1-th].

143. *James, F.* MINUIT Function Minimization and Error Analysis: Reference Manual Version 94.1 / F. James. — 1998. — URL: <http://cds.cern.ch/record/2296388> ; CERN Program Library Long Writeups.
144. *Bhalerao, R. S.* Relativistic heavy-ion collisions / R. S. Bhalerao // 1st Asia-Europe-Pacific School of High-Energy Physics. — 2014. — C. 219—239. — arXiv: [1404.3294](https://arxiv.org/abs/1404.3294) [[nucl-th](#)].
145. *Voloshin, S. A.* Collective phenomena in non-central nuclear collisions / S. A. Voloshin, A. M. Poskanzer, R. Snellings // Landolt-Bornstein / под ред. R. Stock. — 2010. — T. 23. — C. 293—333. — arXiv: [0809.2949](https://arxiv.org/abs/0809.2949) [[nucl-ex](#)].
146. *Heinz, U.* Collective flow and viscosity in relativistic heavy-ion collisions / U. Heinz, R. Snellings // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2013. — T. 63. — C. 123—151. — arXiv: [1301.2826](https://arxiv.org/abs/1301.2826) [[nucl-th](#)].
147. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions / J. Adams [и др.] // Nucl. Phys. A. — 2005. — T. 757. — C. 102—183. — arXiv: [nucl-ex/0501009](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0501009).
148. *Kolb, P. F.* Anisotropic transverse flow and the quark hadron phase transition / P. F. Kolb, J. Sollfrank, U. W. Heinz // Phys. Rev. C. — 2000. — T. 62. — C. 054909. — arXiv: [hep-ph/0006129](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0006129).
149. *Teaney, D.* Flow at the SPS and RHIC as a quark gluon plasma signature / D. Teaney, J. Lauret, E. V. Shuryak // Phys. Rev. Lett. — 2001. — T. 86. — C. 4783—4786. — arXiv: [nucl-th/0011058](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0011058).
150. *Qiu, Z.* Event-by-event shape and flow fluctuations of relativistic heavy-ion collision fireballs / Z. Qiu, U. W. Heinz // Phys. Rev. C. — 2011. — T. 84. — C. 024911. — arXiv: [1104.0650](https://arxiv.org/abs/1104.0650) [[nucl-th](#)].
151. *Blume, C.* Recent Results from HADES / C. Blume. — 2020. — 58. International Winter Meeting on Nuclear Physics. Accessed: 11 September 2023. <https://indico.mitp.uni-mainz.de/event/191/contributions/3193/>.
152. *Russkikh, V. N.* Collective flow in heavy-ion collisions from AGS to SPS / V. N. Russkikh, Y. B. Ivanov // Phys. Rev. C. — 2006. — T. 74. — C. 034904. — arXiv: [nucl-th/0606007](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0606007).

153. *Ivanov, Y. B.* Directed flow in heavy-ion collisions and its implications for astrophysics / Y. B. Ivanov // Universe / под ред. D. Blaschke [и др.]. — 2017. — Т. 3, № 4. — С. 79. — arXiv: [1711.03461](https://arxiv.org/abs/1711.03461) [nucl-th].
154. *Shuryak, E.* Physics of Strongly coupled Quark-Gluon Plasma / E. Shuryak // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2009. — Т. 62. — С. 48—101. — arXiv: [0807.3033](https://arxiv.org/abs/0807.3033) [hep-ph].
155. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration / K. Adcox [и др.] // Nucl. Phys. A. — 2005. — Т. 757. — С. 184—283. — arXiv: [nucl-ex/0410003](https://arxiv.org/abs/nuclex/0410003).
156. *Jaiswal, A.* Relativistic hydrodynamics in heavy-ion collisions: general aspects and recent developments / A. Jaiswal, V. Roy // Adv. High Energy Phys. — 2016. — Т. 2016. — С. 9623034. — arXiv: [1605.08694](https://arxiv.org/abs/1605.08694) [nucl-th].
157. *Gale, C.* Hydrodynamic Modeling of Heavy-Ion Collisions / C. Gale, S. Jeon, B. Schenke // Int. J. Mod. Phys. A. — 2013. — Т. 28. — С. 1340011. — arXiv: [1301.5893](https://arxiv.org/abs/1301.5893) [nucl-th].
158. *Huovinen, P.* Hydrodynamics at RHIC and LHC: What have we learned? / P. Huovinen // Int. J. Mod. Phys. E. — 2013. — Т. 22. — С. 1330029. — arXiv: [1311.1849](https://arxiv.org/abs/1311.1849) [nucl-th].
159. *Alver, B.* Collision geometry fluctuations and triangular flow in heavy-ion collisions / B. Alver, G. Roland // Phys. Rev. C. — 2010. — Т. 81. — С. 054905. — arXiv: [1003.0194](https://arxiv.org/abs/1003.0194) [nucl-th]. — [Erratum: Phys.Rev.C 82, 039903 (2010)].
160. *Drozhzhova, T.* Centrality and collision event-plane determination in ALICE at the LHC / T. Drozhzhova, for ALICE collaboration // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — ЯНВ. — Т. 798, № 1. — С. 012061. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/798/1/012061>.
161. A Reaction Plane Detector for PHENIX at RHIC / E. Richardson [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2011. — Т. 636. — С. 99—107. — arXiv: [1012.0873](https://arxiv.org/abs/1012.0873) [nucl-ex].
162. Measurement of the higher-order anisotropic flow coefficients for identified hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / A. Adare [и др.] // Phys. Rev. C. — 2016. — Т. 93, № 5. — С. 051902. — arXiv: [1412.1038](https://arxiv.org/abs/1412.1038) [nucl-ex].

163. The STAR Event Plane Detector / J. Adams [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2020. — Т. 968. — С. 163970. — arXiv: [1912.05243](https://arxiv.org/abs/1912.05243) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1912.05243)].
164. Methods for Elliptic Flow Measurements with the MPD Experiment at NICA / D. Idrisov [и др.] // Phys. Part. Nucl. — 2021. — Т. 52, № 4. — С. 637—643. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063779621040274>.

Список рисунков

1	Фазовая диаграмма КХД с отмеченными на ней областями различных современных экспериментов. Рис. из [3].	5
1.1	Схематическое изображение столкновения тяжелых ионов. Показан прицельный параметр b , а также нуклоны-участники и нуклоны-спектаторы. Рис. из [37].	13
1.2	Схематическое изображение плоскости реакции в столкновении тяжелых ионов. Плоскость задана осью столкновения и вектором прицельного параметра. Рис. из [38].	14
1.3	Схемы детекторов VZERO-A и VZERO-C, показывающие их сегментацию. Толщина сцинтилляторов составляет 2.5 и 2 см соответственно. Рис. из [50].	20
1.4	Расположение детектора ZDC и двух малых электромагнитных калориметров ZEM, размещенных на расстоянии 7.35 м от точки взаимодействия. Рисунок показывает одну сторону от точки взаимодействия. Рис. из [52].	21
1.5	Распределение суммарной амплитуды в VZERO, аппроксимированное моделью Глаубера. Рис. из [49].	23
1.6	Корреляция энерговыделения спектаторов в ZDC и амплитуды в ZEM. Цветами показаны классы центральности, полученные при помощи амплитуд VZERO, линии сходятся в одну точку и проходят по границам классов. Рис. из [49].	24
1.7	Три FCal модуля внутри опорной трубы, структурной части криостата. Рис. из [54].	25
1.8	Измеренное распределение FCal ΣE_T , разделенное на 10%-ные интервалы центральности (черный). Протон-протонные данные для $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ в свертке с расчётом Монте-Карло модели Глаубера с $f = 0.088$ (серый). Рис. из [55].	26
1.9	Устройство отдельной ячейки ECal. Рис. из [57].	27
1.10	Слева сверху — классификация Pb-Pb событий в соответствии с определенными классами центральности, сверху справа — распределение прицельного параметра, внизу слева — N_{coll} , и внизу справа — N_{part} для соответствующих классов центральности. Рис. из [37].	28

- 1.11 Схема эксперимента NADES. Рис. из [58]. 29
- 1.12 Слева — распределения прицельного параметра b , рассчитанные с помощью модели Глаубера. Цветами показаны распределения четырех наиболее центральных классов центральности, выбранные по количеству попаданий $N_{\text{hits}}^{\text{TOF+RPC}}$. Справа — соответствующие распределения числа участников N_{part} . Рис. из [59]. 30
- 1.13 Схема эксперимента PHENIX в двух плоскостях (2016). Сверху — схема эксперимента в сечении пучка, снизу — вид сбоку. Рис. из [65]. . 31
- 1.14 Слева — вид детектора BBC с 64 радиаторами и ФЭУ. Справа — структура ZDC и вид сверху на область столкновения, где установлены дипольные магниты и ZDC. Рис. из [63; 66] 32
- 1.15 Слева — корреляция энерговыделения в ZDC с зарядом в BBC, разделенная на классы центральности методом “часов”. Справа — корреляция между суммарным зарядом в BBC и полным энерговыделением в ZDC. Линии отделяют 5% классы центральности. Самый правый класс представляет события с центральностью от 0% до 5%. Огибающая линия, показанная на рисунке, является центроидом для распределения BBC–ZDC. Линии, отделяющие классы центральности, построены перпендикулярно к ней. Рис. из [63; 67]. 33
- 1.16 Детекторная система STAR. Рис. из [68]. 34
- 1.17 Нескорректированное распределение множественности заряженных частиц, измеренное в областях $|\eta| < 0.5$ и $|V_z^{\text{TPC}}| < 6$ см. Сплошная кривая — распределение множественности, полученное из Монте-Карло модели Глаубера, соответствующее экспериментальным данным. Внизу показано соотношение между моделированием и реальными данными. Рис. из [69]. 35
- 1.18 Схематическое изображение детекторных систем эксперимента NA61/SHINE (2021), в увеличенной области показана триггерная конфигурация. Рис. из [73]. 36
- 1.19 Слева — схематическое изображение поперечного вида PSD, справа — структура одного модуля PSD. Рис. из [72]. 36
- 1.20 Распределение энергии PSD для центрального (T2) и minimum bias (T4) триггеров. Пунктирными вертикальными линиями отмечены границы классов центральности. Рис. из [74]. 37

2.1	Схема строящегося ускорительного комплекса NICA. Рис. из [83].	41
2.2	Сравнение частоты взаимодействия и энергий столкновений в системе центра масс в различных экспериментах в области физики высоких энергий. Рис. из [84].	42
2.3	Схематическое представление фазовой диаграммы КХД в координатах T , μ_B , μ_I . Отмечены предполагаемые критические точки (СЕР) и тройная критическая точка (ТР). Выделены диапазоны, в которых работают эксперименты, и области, которые предполагаемо соответствуют энергии нейтронных звезд, а так же фазам вещества. Линиями отмечены траектории фазовых переходов — сплошные отражают переходы первого порядка, пунктирные — кроссоверы. Рис. из [92].	43
2.4	Слева — общий вид детектора MPD на первом этапе эксперимента (Stage 1). Справа — точная поперечная схема MPD с размерами. Рис. из [100; 101].	45
2.5	Схематическое устройство сверхпроводящего соленоида на установке MPD. Рис. из [102].	46
2.6	Схематическое изображение основных компонентов ТРС. Рис. из [98].	48
2.7	Схематическое изображение компоновки секторов и модулей TOF. На врезке показан способ разделения двух полусекторов и положение MRPC. Рис. из [105].	48
2.8	Структура электромагнитного калориметра внутри опорной рамы MPD. Рис. из [108].	50
2.9	Расположение FFD относительно оси пучка и точки взаимодействия (слева сверху) и общие схематические изображения FFD субдетекторов. Рис. из [110; 111].	51
2.10	Слева — схематическое изображение поперечного сечения переднего адронного калориметра FNCal, желтым выделены модули, которые могут быть использованы для создания триггера событий. Справа — зависимость эффективности триггера от прицельного параметра для двух величин энергетического порога в модулях калориметра. Рис. из [30].	53
3.1	Схема первого этапа будущего эксперимента MPD. Рис. из [98].	55

- 3.2 Слева — поперечный профиль FHCAL с модульной структурой.
Справа — продольная структура отдельного модуля. Рис. из [112]. . . . 56
- 3.3 Структура модуля и расположение WLS-волокон в
сцинтилляционных пластинах. Слева — вид сверху (показана часть
модуля), справа — вид спереди. Волокна от каждых из 6
последовательно расположенных пластин собираются вместе и
просматриваются одним фотодетектором. 56
- 3.4 Фотография платы передней электроники с фотодиодами с двух сторон. 58
- 3.5 Фотография платы ADC64. 58
- 3.6 Схема считывания данных в будущем эксперименте MPD/NICA. 59
- 3.7 Схема стабилизированного источника света. Рис. из [112]. 59
- 3.8 Схематическая диаграмма адронного каскада. Рис. из [119]. 61
- 3.9 Распределения откликов некомпенсированного калориметра на
электромагнитную и адронные компоненты адронных ливней. Рис.
из [125]. 64
- 3.10 Слева — зависимость энергетического разрешения калориметра от
энергии пучка, аппроксимированная функцией, указанной на рисунке
[129]. Справа — зависимость величины энергетического разрешения
в зависимости от номера продольной секции для энергий протонов
1.25 ГэВ (черным) и 5.15 ГэВ (красным) [113]. 67
- 3.11 Слева — схематическое изображение конфигурации модулей для
тестового набора калибровочных космических мюонов. Справа —
фотография тестовой установки с передней электроникой. 70
- 3.12 Схематическое изображение системы считывания и обработки
сигнала для прототипа калориметра, собранного в ИЯИ РАН. 71
- 3.13 Схематическое представление процедуры обработки формы сигнала
с передней электроники FHCAL. 72
- 3.14 Типичная форма сигнала и шума от космического мюона в одной
секции модуля калориметра. 73
- 3.15 Форма сигнала с наводкой. Хорошо видно, что сигнал несколько раз
меняет знак, что дает возможность отнести его к классу не
удовлетворяющих условиям отбора. 73
- 3.16 Схематическое представление процедуры энергетической
калибровки модулей FHCAL. 74

3.17	Амплитудные спектры от космических мюонов в продольных секциях одного модуля (горизонтальные мюоны), аппроксимированный распределением Гаусса.	75
3.18	Примеры событий с горизонтальным треком (слева) и наклонным треком (справа), удовлетворяющих условиям отбора.	76
3.19	Амплитудный спектр вертикальных космических мюонов в одной секции модуля FHCaI, аппроксимированный распределением Гаусса.	77
4.1	Поперечный профиль PSD с модульной структурой, модули отмечены номерами. Дополнительный модуль, находящийся перед калориметром обозначен как 45-й.	80
4.2	Результаты сравнения моделей с экспериментальными данными для калориметра без отверстия. Слева — энерговыделение для моделей DCM-SMM (красный цвет), PHQMD MST (синий цвет), PHQMD SACA (зеленый цвет) и экспериментальных данных (черный цвет). Справа — средняя длина радиус-вектора, цвета идентичны.	81
4.3	Результаты сравнения моделей с экспериментальными данными для калориметра с отверстием. Энерговыделение для моделей DCM-SMM (красный цвет), PHQMD MST (синий цвет), PHQMD SACA (зеленый цвет) и экспериментальных данных (черный цвет). Справа — средняя длина радиус-вектора (цвета идентичны).	82
4.4	Распределение координат вершины среднего радиус-вектора в случае калориметра без пучкового отверстия для моделей DCM-SMM, PHQMD (SACA и MST) и экспериментальных данных.	83
4.5	Двумерные корреляции энерговыделения и длины среднего радиус-вектора в случае калориметра с пучковым отверстием для моделей DCM-SMM, PHQMD (SACA и MST) и экспериментальных данных.	83
4.6	Двумерные корреляции энерговыделения и длины среднего радиус-вектора в случае калориметра без пучкового отверстия для моделей DCM-SMM, PHQMD (SACA и MST) и экспериментальных данных.	84
4.7	Зависимость энерговыделения в FHCaI от прицельного параметра для моделей LAQGSM (слева) и DCM-SMM (справа). Рис. из [28].	86

- 4.8 Корреляция E_T и E_L компонент энергосыделения в модулях калориметра FHCAL для DCM–SMM модели (слева), цветами показаны 10%-е классы центральности. Справа показаны соответствующие этим классам распределения прицельных параметров, аппроксимированные распределением Гаусса, черным цветом показано распределение прицельного параметра для всех событий. Рис. из [28]. 87
- 4.9 Зависимость среднего значения и ширины распределения прицельных параметров в зависимости от центральности, определяемой 10% группами событий для LAQGSM (черный цвет) и DCM–SMM (оранжевый цвет). Рис. из [28]. 87
- 4.10 (а) Распределение энергии в модулях калориметра FHCAL для одного события смоделированного в DCM–SMM модели. (б) Двумерная линейная аппроксимация энергосыделения в FHCAL для того же самого события, хорошо виден результат усреднения энергии относительно центра калориметра. Рис. из [28]. 89
- 4.11 (а) — корреляция между максимальной энергией и полным энергосыделением для модели LAQGSM, (б) и (с) — зависимости средних величин и ширины распределений Гаусса прицельного параметра b от центральности, определяемой 2% группами событий, для моделей LAQGSM (синий цвет) и DCM–SMM (оранжевый цвет) соответственно. Рис. из [28]. 90
- 4.12 Слева: корреляция между энергосыделением в FHCAL и множественностью треков в TPC. Каждый цвет соответствует 10% классу центральности, определенному в FHCAL. Справа: распределение множественности заряженных частиц в TPC, разделенное на 10 частей, с 10% событий в каждой части. Рис. из [31]. 91
- 4.13 Распределения числа участников для классов центральности, определенных с помощью TPC (слева) и FHCAL (справа). Каждый цвет обозначает 10% от общего количества событий. Рис. из [31]. 91
- 4.14 Матрица смешивания. Показано, какое количество общих событий имеют классы центральности, определенные по множественности TPC и по множественности, полученной из классов FHCAL. Номер класса 0 соответствует наиболее периферическим событиям, номер класса 9 — наиболее центральным. 92

- 4.15 Средние значения числа участников с величиной ошибок, обозначающими стандартные отклонения распределений участников для данного класса центральности (слева) и относительные стандартные отклонения распределений числа участников (справа) для двух методов определения центральности. Рис. из [31]. 93
- 4.16 Условная схема путей оценки количества частиц-участников из множественности ТРС и из энерговыделения в FHCAL. 93
- 4.17 Слева — средние значения числа участников из модели Глаубера с ошибками, обозначающими стандартные отклонения распределений участников для данного класса центральности. Справа — относительные стандартные отклонения распределений числа участников для двух методов определения центральности. 94
- 4.18 Распределение энерговыделения в калориметре в зависимости от множественности треков в ТРС (E_{dep}, n_{tracks}) аппроксимированное полиномом 4-й степени. 96
- 4.19 Слева — корреляция ($E_{dep}, E_{max}, n_{tracks}$) в изначальном виде, справа — разделенная на 10% классы центральности (выделены цветом). . . . 97
- 4.20 Точность определения классов центральности по прицельному параметру b , полученному из Монте-Карло расчетов с моделью фрагментации DCM–SMM. На рисунке представлены результаты для трех методов: комбинированный метод с наблюдаемыми из ТРС и FHCAL (оранжевый цвет), метод двумерной аппроксимации пространственно-энергетического распределения в модулях FHCAL (серый цвет) и метод простого разделения множественности треков ТРС на классы центральности (синий цвет) 97
- 4.21 Блок-схема алгоритма аппроксимации распределения (E_{dep}, E_{max}) эллиптической кривой. 99

- 4.22 Пример разбиения на классы центральности корреляции полного энергосвыделения в модулях калориметра и оценочной полной энергии, полученной из двумерной линейной аппроксимации (конуса). Для получения корреляции использовалась модель LAQGSM, реакция Au-Au при $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ. Числами обозначены порядковые номера разделяющих перпендикуляров. Представлена эллиптическая кривая, описывающая распределение. Серой окружностью выделена область наибольшего перекрытия классов центральности. 100
- 4.23 Пример пропуска значительной части событий в результате слишком большого шага. 101
- 4.24 Блок-схема алгоритма разделения распределения (E_{dep} E_{max}) на классы центральности и получения оценок разрешения по прицельному параметру b 102
- 4.25 Точность определения центральности в зависимости от класса центральности и метода определения формы границ между классами. Показаны стандартный метод (перпендикуляр к огибающему эллипсу), бин-метод, метод построения перпендикуляра к полуоси (представлены черным, оранжевым и серым цветами соответственно). Данные получены из моделирования с помощью DCM–SMM модели для реакции Au-Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ. . 103
- 5.1 (а) Нецентральное столкновение двух ядер. Ось пучка перпендикулярна плоскости рисунка. $|\mathbf{b}| = AB$. Z — продольное направление, XY — азимутальная плоскость, XZ — плоскость реакции. Заштрихованная область обозначает зону перекрытия.(b) XYZ — оси, зафиксированные в лаборатории, Φ_R — угол наклона плоскости реакции. Рис. из [144]. 104
- 5.2 Схематическое изображение области перекрытия ядер при столкновении с соответствующими коэффициентам Фурье потоками. Слева направо представлены направленный, эллиптический и треугольный потоки. Рис из [151]. 106

- 5.3 Разница между реконструированной и истинной плоскостью реакции в зависимости от прицельного параметра для энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ и $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ, слева и справа соответственно. Синими точками отмечены расчеты с учетом одного калориметра, красными — с двумя. 110
- 5.4 Слева — распределение угловой разницы между правым и левым калориметрами для модели DCM–SMM. Справа — зависимость разрешения плоскости события от прицельного параметра для энергии 11 ГэВ в реакции AuAu для моделей DCM–SMM, LAQGSM, и для метода центра масс. 111

Список таблиц

- 1 Количественные результаты сравнения моделей DCM–SMM и RHQMD (SACA&MST) по критерию χ^2 для двух конфигураций калориметра по трем наблюдаемым. 84