

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

на правах рукописи

АЛЦЫБЕЕВ

Игорь Геннадьевич

Быстротная и азимутальная топология корреляций выходов
заряженных частиц в pp и $Pb-Pb$ столкновениях
в эксперименте ALICE на LHC

Специальность: 01.04.16

«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,

профессор Л.В. Краснов



Оглавление

Введение	11
1 Физические мотивации исследования дальних корреляций	24
1.1 Основные наблюдаемые	24
1.2 Струнные модели	27
1.2.1 Модель независимых источников	32
1.2.2 Модель слияния струн	33
1.3 Обзор основных экспериментальных результатов по дальним корреляциям в pp и AA -столкновениях	35
1.4 Механизмы возникновения дальних корреляций в генераторах событий	36
1.4.1 PYTHIA	36
1.4.2 PHOJET	37
1.4.3 HIJING	37
2 Эксперимент ALICE на БАК	38
2.1 Большой адронный коллайдер (БАК)	39
2.2 Эксперимент ALICE	41
2.3 Детекторные системы	42
2.3.1 Внутренняя трековая система (ITS)	44
2.3.2 Времяпроекционная камера (TPC)	45
2.3.3 Другие детекторные системы	46
2.4 Обработка экспериментальных данных ALICE	47
2.4.1 Триггеры и отбор событий	47
2.4.2 Типы обрабатываемых данных: ESD, AOD, Kinematics	48
2.4.3 Платформа AliROOT	49
2.4.4 Моделирование установки, платформа GEANT	49

2.4.5	Обработка больших объемов данных, GRID	49
3	Методика анализа данных	51
3.1	Выбор интервалов псевдобыстрот и азимутальных секторов для измерения корреляций	51
3.2	Организация программного кода анализа	52
3.3	Критерии отбора треков и событий	55
3.4	Процедура извлечения коэффициентов дальних корреляций	58
3.5	Процедуры коррекции	60
3.6	Оценка систематических погрешностей	63
4	Топология корреляций множественности в протон-протонных столкновениях	65
4.1	Корреляции множественности в окнах, разнесенных по псевдобыстроте	65
4.2	Корреляции множественности в окнах, разнесенных по псевдобыстроте и по азимутальному углу	67
4.2.1	Разбиение азимутального угла на секторы шириной $\pi/2$	67
4.2.2	Разбиение азимутального угла на секторы шириной $\pi/4$	68
4.2.3	3D-представление корреляций множественности	70
4.3	Результаты анализа корреляций множественности в столкновениях pp	70
5	Сравнение экспериментальных данных по корреляциям множественности в pp-столкновениях с расчетами в генераторах и моделях	72
5.1	Сравнение с расчетами на основе данных из генераторов PYTHIA6 и RHOJET	72
5.2	Исследование корреляций множественности в PYTHIA8	75
5.3	Интерпретация на основе модели независимых источников	80
5.4	«Игрушечная» монте-карловская модель	82
5.5	Выводы по интерпретации полученных корреляций множественности в столкновениях pp с помощью MC генераторов и моделей	84
6	Топология корреляций в $Pb-Pb$ столкновениях	88
6.1	Особенности исследования корреляций в ядро-ядерных столкновениях	88

6.2	Корреляции множественности	90
6.2.1	Корреляции множественности в разнесенных по η окнах	90
6.2.2	Корреляции множественности в окнах, разнесенных по псевдо- быстроте и по азимуту	92
6.2.3	Корреляции множественности в различных интервалах попе- речного импульса	95
6.3	Корреляции среднего поперечного импульса и множественности	96
6.4	Корреляции между средними поперечными импульсами	101
6.5	Основные выводы из анализа данных корреляций в Pb - Pb столкновениях	105
Заключение		106
Приложение А		109
Приложение Б		112
Приложение В		115
Приложение Г		118
Приложение Д		120

Список иллюстраций

1.1	Схематический вид силовых линий в случаях электромагнитного поля и цветового поля КХД.	28
1.2	Образование и разрыв цветовой струны.	28
1.3	Представление движения безмассовых кварка и антикварка в разных системах отсчета.	30
1.4	Фрагментация и адронизация цветовой струны в пространственно-временном представлении.	31
2.1	Схематическое изображение ускорительного комплекса в ЦЕРН.	40
2.2	Схематический вид экспериментальной установки ALICE.	43
2.3	Схема внутренней трековой системы ALICE.	44
3.1	Визуальное представление величин $\delta\eta$, η_{gap} и $\eta_{sep.}$	52
3.2	Разбиение пространства псевдобыстрот на окна с разными $\delta\eta$ и η_{gap}	53
3.3	Разбиение азимутального угла на сектора.	54
3.4	Распределение множественности заряженных частиц для pp с энергией $\sqrt{s}=7$ ТэВ, построенное для реальных данных и для генераторов	57
3.5	Сравнение значений коэффициентов, полученных двумя методами	59
3.6	Процедура коррекции с помощью монте-карло коэффициентов	60
3.7	Процедура 2 для коррекции коэффициентов корреляций множественности и оценки систематических погрешностей	62
4.1	b_{corr} в событиях для полных по азимуту и разнесенных по псевдобыстроте окон	66
4.2	b_{corr} как функция ширины окон $\delta\eta$	67

4.3	Коэффициенты корреляций $n-n$ для окон, разнесенных по псевдобыстроте и азимутальному углу, с делением на четыре угловых сектора, pp , $\sqrt{s}=900$ ГэВ	68
4.4	Коэффициенты корреляций $n-n$ для окон, разнесенных по псевдобыстроте и азимутальному углу, с делением на четыре угловых сектора, pp , $\sqrt{s}=7$ ТэВ	69
4.5	Коэффициенты корреляций $n-n$ для окон, разнесенных по псевдобыстроте и азимутальному углу, с делением на восемь угловых секторов, pp , $\sqrt{s}=900$ ГэВ	69
4.6	Коэффициенты корреляций $n-n$ для окон, разнесенных по псевдобыстроте и азимутальному углу, с делением на восемь угловых секторов, pp , $\sqrt{s}=7$ ТэВ	70
4.7	«Топология» корреляций $n-n$ в событиях pp при энергии $\sqrt{s}=900$ ГэВ и 7 ТэВ	71
5.1	Зависимость коэффициента корреляции $n-n$ в окнах шириной $\delta\eta = 0.2$ от зазора η_{gap} между ними (данные эксперимента, РҮТНІА (Perugia0) и РНОЈЕТ), в событиях pp для трех энергий	73
5.2	$b_{corr}/\langle n_F \rangle$ для окон, разнесенных по псевдобыстроте и азимутальному углу, с делением на восемь угловых секторов, pp , $\sqrt{s}=900$ ГэВ	74
5.3	$b_{corr}/\langle n_F \rangle$ для окон, разнесенных по псевдобыстроте и азимутальному углу, с делением на восемь угловых секторов, pp , $\sqrt{s}=7$ ТэВ	74
5.4	Отклонение углов вылета «конечных» частиц относительно их «прародителя» в генераторе РҮТНІА, $\sqrt{s}=7$ ТэВ	76
5.5	Поведение b_{corr} для пар окон, разнесенных по η и полных по азимуту, в сгенерированных в РҮТНІА8 (Tune 4C) наборах событий, с несколькими различными настройками процессов в генераторе. Размер окон $\delta\eta=0.2$, диапазон p_T при отборе треков 0.3-1.5 ГэВ/с.	78
5.6	Коэффициенты корреляций $n-n$ в РҮТНІА-8 для окон, разнесенных по псевдобыстроте и азимутальному углу, с делением на восемь угловых секторов, pp , $\sqrt{s}=7$ ТэВ	78
5.7	«Топология» корреляций $n-n$ в РҮТНІА-8, в событиях pp , $\sqrt{s}=7$ ТэВ	79

5.8	Схематическое изображение механизма возникновения дальних корреляций.	80
5.9	Схематическое изображение механизма возникновения ближних корреляций.	80
5.10	Схематическое изображение механизма возникновения ближних корреляций в трехмерном представлении	81
5.11	Сравнение топологий корреляций множественности b_{corr} с диадронными корреляциями в pp столкновениях, полученных в МС модели со струнами как независимыми источниками частиц.	85
5.12	Сравнение топологий корреляций множественности b_{corr} с диадронными корреляциями в pp столкновениях, полученных в МС модели со струнами как независимыми источниками частиц, с отключенными «струями» и «распадами резонансов».	86
6.1	Профили, полученные регрессией распределений $n - n$, для нескольких значений центральности (столкновения $Pb-Pb$).	90
6.2	Корреляции $n - n$ для событий $Pb-Pb$ для η -окон шириной $\delta\eta=0.2$ как функция зазора η_{gap} между ними, в классах центральности разного размера и положения.	91
6.3	Зависимость коэффициента корреляции $n - n$ от ширины окон $\delta\eta$ для событий $Pb-Pb$	92
6.4	Корреляции $n - n$ для событий с центральностью 0-5% для $\eta-\phi$ интервалов (16 угловых секторов).	93
6.5	Сканирование поведения корреляций $n - n$ для событий $Pb-Pb$ в интервалах центральности шириной 5% для $\eta-\phi$ интервалов (16 угловых секторов).	94
6.6	Коэффициенты корреляций $n - n$ в событиях $Pb-Pb$ с центральностью 0-5 и 0-2.5% как функция $\eta_{sep.}$ для значений $\phi_{sep.}=0, \pi/2$ и π	95
6.7	Корреляции $n - n$ для событий $Pb-Pb$ с центральностью 0-5%, 0-2.5% и 0-1% для полных η -окон как функция от $\phi_{sep.}$ с шириной азимутальных окон $\delta\phi = \frac{\pi}{8}$, в трех интервалах поперечных импульсов частиц p_T 0.3-1.5, 0.2-0.8 и 0.8-4.0 ГэВ/с	96

6.8	Зависимость коэффициентов корреляций $p_T - n$ для событий $Pb-Pb$ от ширины и размеров окон.	97
6.9	Профили корреляций $p_T - n$ для разнесенных по псевдобыстроте и азимутальному углу окон (столкновения $Pb-Pb$).	98
6.10	Коэффициенты корреляций $p_T - n$ для окон, разнесенных по псевдобыстроте и азимутальному углу, с делением на 16 угловых секторов (столкновения $Pb-Pb$).	99
6.11	Коэффициенты корреляций $p_T - n$ в событиях $Pb-Pb$ с центральностью 0-5 и 0-2.5% как функция $\eta_{sep.}$ для значений $\phi_{sep.}=0, \pi/2$ и π	99
6.12	Сканирование поведения корреляций $p_T - n$ для событий $Pb-Pb$ в интервалах центральности шириной 5% для $\eta-\phi$ интервалов (16 угловых секторов).	100
6.13	Корреляции $p_T - n$ для событий $Pb-Pb$ с центральностью 0-5%, 0-2.5% и 0-1% для полных η -окон как функция от $\phi_{sep.}$ с шириной азимутальных окон $\delta\phi = \frac{\pi}{8}$, в трех интервалах поперечных импульсов частиц p_T 0.3-1.5, 0.2-0.8 и 0.8-4.0 ГэВ/с	101
6.14	Зависимость коэффициентов корреляций $p_T - p_T$ для событий $Pb-Pb$ от ширины и размеров окон.	102
6.15	Сканирование поведения корреляций $p_T - p_T$ для событий $Pb-Pb$ в интервалах центральности шириной 5% для $\eta-\phi$ интервалов (16 угловых секторов).	103
6.16	Коэффициенты корреляций $p_T - p_T$ в событиях $Pb-Pb$ с центральностью 0-5 и 0-2.5% как функция $\eta_{sep.}$ для значений $\phi_{sep.}=0, \pi/2$ и π	104
6.17	Коэффициенты корреляций $p_T - p_T$ в событиях $Pb-Pb$ с центральностью 0-2.5 и 0-1% для окон, разнесенных по псевдобыстроте и азимутальному углу, с делением на 8 угловых секторов.	104
6.18	Корреляции $p_T - p_T$ для событий $Pb-Pb$ с центральностью 0-5%, 0-2.5% и 0-1% для полных η -окон как функция от $\phi_{sep.}$ с шириной азимутальных окон $\delta\phi = \frac{\pi}{8}$, в трех интервалах поперечных импульсов частиц p_T 0.3-1.5, 0.2-0.8 и 0.8-4.0 ГэВ/с	105
A.1	Окно управления программы AliExtractor	110
A.2	Рабочая область программы AliExtractor (пример)	111

Б.1	Двумерные гистограммы накопленных пособытийных данных для расчета корреляций (pp , $\sqrt{s}=7$ ТэВ, η -интервалы: $(-0.8; -0.2)$ в заднем окне и $(0.2; 0.8)$ в переднем).	113
Б.2	Гистограммы, полученные регрессией «облаков» с Рис. Б.1, определение коэффициентов корреляций путем линейной аппроксимации в заданной области.	113
Б.3	Двумерные гистограммы накопленных пособытийных данных для расчета корреляций ($Pb-Pb$, $\sqrt{s}=2.76$ ТэВ, без отбора по классу центральности, η -интервалы: $(-0.8; -0.6)$ в заднем окне и $(0.6; 0.8)$ в переднем).	114
Б.4	Гистограммы, полученные регрессией «облаков» с Рис. Б.3, определение коэффициентов корреляций путем линейной аппроксимации в заданной области.	114
В.1	Проверочные распределения, часть 1 (pp , $\sqrt{s}=7$ ТэВ)	116
В.2	Проверочные распределения, часть 2 (pp , $\sqrt{s}=7$ ТэВ)	117
В.3	Проверочные распределения, часть 3 (pp , $\sqrt{s}=7$ ТэВ)	117
Г.1	Схема: наборы η -окон с фиксированной шириной переднего окна и изменяющейся шириной заднего, и наоборот.	121
Г.2	Независимость коэффициента корреляции $n - n$ от ширины заднего окна по псевдобыстроте	121

Список таблиц

2.1	Параметры БАК.	39
2.2	Параметры работы БАК при протон-протонных пучках в 2010-2012 гг.	42
2.3	Основные типы триггеров в оффлайн-режиме, используемые в эксперименте ALICE.	48
3.1	Наборы ширин $\delta\eta$, $\delta\phi$ и расстояний η_{gap} , ϕ_{gap} между окнами, выбранные для анализа дальних корреляций в ALICE. Символ (+) означает, что в набор включены также окна, совпадающие по псевдобыстроте, но не перекрывающиеся по ϕ	53
3.2	Источники систематических ошибок и их вклады (в %) для измеренных значений b_{corr} в разнесенных по η окнах шириной $\delta\eta=0.2$. Ошибки показаны в формате [минимальное значение – максимальное значение] для каждой пары окон при каждой энергии.	64
5.1	Параметры для модели струн как независимых источников, которые использовались для описания экспериментальных результатов [1].	82
6.1	Критерии отбора событий и треков и их вариации, в событиях pp	116
6.2	Наборы данных для анализа, набранных экспериментом ALICE в pp -столкновениях.	118
6.3	Наборы данных моделирования для анализа данных pp , соответствующие ранам в Табл. 6.2	119
6.4	Наборы данных для анализа, набранных экспериментом ALICE в $PbPb$ -столкновениях.	119

Введение

Актуальность темы.

Проводимые в настоящее время на Большом адронном коллайдере (БАК) в ЦЕРН эксперименты по протон-протонным и ядро-ядерным столкновениям при релятивистских энергиях дают уникальную и высокодетализированную информацию о происходящих процессах и обеспечивают возможность всесторонне исследовать поведение адронной материи в экстремальных состояниях. К одному из самых ярких новых экспериментальных результатов последних лет можно отнести явление дальних корреляций в выходе заряженных частиц, обнаруженное в 2010 году событиях с большой множественностью в эксперименте CMS в протоно-протонных столкновениях при энергии 7 ТэВ. Характерная структура двухчастичной корреляционной функции, измеренная CMS – протяженная по быстрой и локализованная по азимутальному углу, так называемый «ridge» («хребет») – оказалась неожиданно сходной с тем, что было получено ранее в 2007 г. на коллайдере RHIC в тяжелоионных столкновениях. Принципиальная возможность появления так называемых дальних корреляций в выходе частиц в релятивистских столкновениях адронов была высказана ранее в рамках модели кварк-глюонных струн в работах, в том числе, впервые была высказана гипотеза взаимодействующих струн и обоснована важность исследований азимутальных корреляций. Данная гипотеза получила дальнейшее развитие в модели слияния кварк-глюонных струн (SFM). Модель конденсата цветового стекла, развиваемую интенсивно в последнее время, можно отметить как одну из наиболее современных, успешно использованных в описании отмеченного выше явления «ridge» и, в частности, в анализе роли эффектов начального и конечного состояния, которые могут быть в разной степени ответственны за появление потока скоррелированных частиц. Тем не менее, современная экспериментальная картина дальних корреляций является далеко не полной и в настоящее время продолжают интен-

сивные исследования на экспериментальных установках как на БАК, так и RHIC. Детальная программа исследований дальних быструх и азимутальных корреляций в адронных столкновениях на БАК включена в планы физических исследований эксперимента ALICE.

Экспериментальные исследования данных корреляционных эффектов в протон-протонных, протон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях при энергиях БАК позволяют получить дополнительную информацию о процессах взаимодействия струн. Так, в частности, теоретические исследования дальних корреляций в протон-протонных и ядро-ядерных столкновениях показывают зависимость коэффициентов корреляции в том числе и от дисперсии числа струн, образующихся в столкновениях. Результаты таких исследований также налагают ограничения на существующие модели Монте-Карло генераторов и важны для настройки таких процессов как мультипартонные взаимодействия (MPI) и перезамыкания цветовых потоков (color reconnection).

Актуальность темы исследования определяется возможностью получения новых данных о корреляциях наблюдаемых величин в протон-протонных и ядро-ядерных столкновениях при энергиях БАК, что позволяет исследовать начальные этапы образования КГП, а также извлекать информацию, необходимую для поиска физического явления слияния кварк-глюонных струн.

Цели и задачи работы.

Основной целью данной работы является исследование поведения корреляций выхода заряженных частиц в протон-протонных и ядро-ядерных столкновениях на основе анализа данных эксперимента ALICE (на БАК в ЦЕРН), в псевдобыстрых и азимутальных интервалах («окнах»), при различных энергиях сталкивающихся частиц.

Основные задачи данной диссертационной работы:

1. Провести анализ имеющихся экспериментальных данных по протон-протонным столкновениям для различных энергий, извлечь коэффициенты корреляций множественности для разнесенных псевдобыстрых окон. В задачу входит создание соответствующего кода на основе платформы AliROOT.
2. Применяя вариации условий отбора треков и событий, а также монте-карловское моделирование экспериментальной установки, произвести коррек-

цию полученных значений коэффициентов и оценку систематических погрешностей.

3. Применить процедуру получения коэффициентов корреляций для окон, разделенных как по псевдобыстроте, так и по азимутальному углу.
4. Сравнить поведение полученных экспериментальных значений коэффициентов с данными генераторов событий, интерпретировать результаты на основе феноменологических моделей.
5. Провести анализ экспериментальных данных ALICE по ядро-ядерным столкновениям ($Pb-Pb$), извлечь коэффициенты корреляций различных типов в разнесенных псевдобыстротно-азимутальных окнах.

Научная новизна и практическая ценность.

1. Впервые получены значения коэффициентов корреляций множественность-множественность в протон-протонных столкновениях на основе обработки данных эксперимента ALICE в разнесенных псевдобыстротных окнах при трех значениях энергии сталкивающихся пучков $\sqrt{s} = 900$ ГэВ, 2.76 и 7 ТэВ. Выявлена зависимость коэффициента корреляций от размеров и положения псевдобыстротных окон, а также от энергии столкновения.
2. Для корреляций типа множественность-множественность с помощью монтекарловского моделирования и вариаций отбора событий и треков частиц проведены коррекции полученных значений, позволяющие учесть неэффективность экспериментальной установки, и оценены систематические погрешности.
3. Впервые введено разбиение псевдобыстротных окон на азимутальные сектора, для пар окон различных конфигураций рассчитаны и скорректированы коэффициенты корреляции множественности в протон-протонных столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 900$ ГэВ и 7 ТэВ.
4. Для корреляций множественность-множественность в протон-протонных соударениях для энергий $\sqrt{s} = 900$ ГэВ и 7 ТэВ произведено сравнение экспериментальных значений коэффициентов с рассчитанными на основе генераторов событий PYTHIA и PHOJET. В случае PYTHIA проведено исследование заложен-

ных в этот генератор процессов и оценен вклад, который они дают в итоговые корреляционные зависимости.

5. Исходя из положений модели независимых источников, построена игрушечная монте-карловская модель, позволяющая на качественном уровне описать экспериментально наблюдаемое поведение корреляций множественности.
6. Впервые получены экспериментальные значения коэффициентов корреляций трех типов $(n - n, p_T - n, p_T - p_T)$ в столкновениях свинец-свинец при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, исследована их зависимость от взаимного положения и размеров пары окон по псевдобыстроте и азимутальному углу.

Апробация работы.

Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на научных семинарах кафедры ядерной физики, кафедры физики высоких энергий и элементарных частиц, лаборатории физики сверхвысоких энергий НИИ физики им. В.А.Фока физического факультета СПбГУ, на рабочих встречах коллаборации ALICE (ЦЕРН) в 2010-2013 годах, на летней школе MCnet-2012 в ЦЕРН, на конференциях ALICE Physics Week (г. Фраскати, Италия в апреле 2012 г. и г. Падую, Италия в мае 2013 г.), физическом форуме коллаборации ALICE (июнь 2013 г.), на Балдинском семинаре в Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна, сентябрь 2012 г.), на конференции QFTNER'2013 (п. Репино, июнь 2013 г.).

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и 5 приложений общим объемом 128 страниц, включая 10 таблиц, 62 рисунка и список цитированной литературы из 75 наименований.

Вклад автора.

Автором было создано ПО для извлечения информации о топологии дальних корреляций из экспериментальных данных эксперимента ALICE, автором создан программный код для расчета систематических неопределенностей и введения корректирующих факторов для коэффициентов корреляций множественности.

Данный ПО был применен автором для анализа экспериментальных данных по протон-протонным столкновениям при энергии 900 ГэВ, 2.76 и 7 ТэВ и извлечения коэффициентов корреляций множественности, а также анализа данных по $Pb-Pb$ столкновениям при энергии 2.76 ТэВ и извлечения коэффициентов корреляций мно-

жественности, множественности и среднего поперечного импульса, и корреляций между средними поперечными импульсами.

Автором проведено исследование механизмов, ответственных за появление дальних корреляций множественности в генераторе событий PYTHIA. Также была построена монте-карловская модель, позволяющая изучать корреляции множественности при различных механизмах взаимодействия сталкивающихся частиц. На основе этой модели произведена интерпретация полученных экспериментальных результатов.

Автором показано, что при анализе топологии корреляций могут быть разделены вклады ближних и дальних корреляций.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность проведенных исследований, сформулированы основные задачи диссертации, дается краткое содержание отдельных глав.

В **первой главе** обсуждается физическая мотивация исследования дальних корреляций в разнесенных быструх и азимутальных окнах. В §1.1 даются основные определения, вводятся наблюдаемые (множественности, поперечные импульсы и др.) и типы корреляций между ними.

Дальними корреляциями в данной работе называются зависимости между наблюдаемыми величинами, измеренными в различных, отдаленных друг от друга интервалах («окнах») быстрой (либо псевдобыстрой) и азимутальных углов.

Множественность заряженных частиц n_{ch} определяется как число частиц, зарегистрированных детектором в данном событии в заданной области быстрой и углов вылета частиц. *Поперечный импульс* p_T есть поперечная составляющая импульса частиц.

Исходя из этих наблюдаемых, даны определения трех типов корреляций:

1. $\langle n_B \rangle_{n_F} - n_F$ (сокр. $n - n$) – корреляции между множественностью в переднем окне и усредненной по событиям множественностью в заднем;
2. $\langle p_{tB} \rangle_{n_F} - n_F$ (сокр. $p_T - n$) – корреляции между множественностью в переднем окне и усредненным по событиям средним поперечным импульсом в заднем;

3. $\langle p_{tB} \rangle_{p_{tF}} - p_{tF}$ (сокр. $p_T - p_T$) – корреляции между средним поперечным импульсом в переднем окне и усредненным по событиям средним поперечным импульсом в заднем.

Для корреляций типа $n - n$ коэффициент корреляции b_{corr} определяется из

$$\langle n_B \rangle_{n_F} = a + b_{corr} \cdot n_F , \quad (1)$$

где n_F, n_B – множественности заряженных частиц, рожденных в данном событии в переднем и заднем окнах соответственно.

Альтернативное определение коэффициента корреляции b_{corr} возможно прямым вычислением соответствующего коррелятора:

$$b_{corr} = \frac{\langle n_B n_F \rangle - \langle n_B \rangle \langle n_F \rangle}{\langle n_F^2 \rangle - \langle n_F \rangle^2} . \quad (2)$$

В §§1.2-1.3 обсуждаются модели нуклон-нуклонных взаимодействий, предсказывающие появление различных типов дальних корреляций, а также их экспериментально проверяемые следствия (модель независимых источников, модель слияния струн, модель конденсата цветного стекла). Обзор основных экспериментальных результатов по дальним корреляциям в pp и AA столкновениях дан в §1.5. Краткое описание алгоритмов и механизмов, заложенных в различные генераторы событий и приводящее к появлению корреляций, дано в §1.6 (PYTHIA, PHOJET для pp , HIJING для AA).

Вторая глава посвящена экспериментальному комплексу ALICE на БАК (LHC). В §2.1 даны основные технические и исторические сведения о БАК, затем в §2.2 описывается эксперимент ALICE. В §2.3 изложены основные направления физической программы эксперимента, в §2.4 – описание детекторных систем экспериментальной установки. Особое внимание уделено обзору тех детекторных систем, которые имеют непосредственное отношение к анализу данных для расчета дальних корреляций.

В §2.5 приведена общая информация о процедуре работы с экспериментальными данными ALICE. В §2.5.1 описаны основные триггеры и критерии отбора событий, в §2.5.2 приведены типы данных для реконструкции и анализа.

Платформа AliROOT, на базе программного кода которой производится анализ данных и другие операции по их обработке, описывается в §2.5.3. AliROOT является расширением программного пакета ROOT для нужд и специфики эксперимента

ALICE, детектор и процессы в нем полностью описаны объектно-ориентированным образом на языке C++, созданы и обновляются базы данных калибровок и алайнмента детектора, обеспечены все необходимые интерфейсы доступа к информации об установке и экспериментальным данным.

§2.5.4 посвящен платформе GEANT, на базе которой производится симуляция отклика установки при пролете частиц через нее. Качество такого моделирования во многом определяет точность оценки эффективности установки, а также позволяет произвести коррекцию результатов анализа данных на потери в веществе (ионизация, поглощение, перерассеяние и др.), неэффективности регистрации частиц в детекторных элементах, учесть влияние вклада вторичных частиц на результаты анализа.

Задачи обработки больших объемов данных современных экспериментов физики высоких энергий вообще, и эксперимента ALICE – в частности, решаются с помощью распределенных вычислительных систем. В §2.5.5 кратко описана организация такой обработки, рассмотрены уровень локальных вычислительных кластеров (на базе PROOF) и более общий уровень распределенных вычислений GRID.

В третьей главе изложена методика анализа данных эксперимента ALICE с целью извлечения информации о дальних корреляциях.

Описаны выбранные конфигурации интервалов («окон») псевдобыстроты и азимутального угла (§3.1), которые разделяются на несколько наборов с различной шириной и положением по обеим координатам η и ϕ . Одна из целей разбиения на разные наборы – исследование поведения дальних корреляций в зависимости от ширины окон, другая – возможность более детального разрешения коэффициентов корреляции в узких окнах. По псевдобыстроте границы окон ограничены аксептансом трековых систем установки ALICE, которые дают достаточную для поставленных целей эффективность регистрации частиц в пределах времяпроекционной камеры ($|\eta| < 0.8$).

Организация программного кода анализа дальних корреляций описана в §3.2. В §3.3 приведены критерии отбора событий и треков частиц, которые подвергаются анализу. Выбор диапазона поперечных импульсов p_T частиц осуществляется исходя из:

1. выбранный диапазон должен быть интересным с точки зрения исследования дальних корреляций (то есть лежать в «мягкой» области p_T);

2. в выбранном диапазоне p_T детектор должен обеспечивать приемлемую эффективность и разрешение регистрации частиц.

Этим двум критериям удовлетворяет диапазон p_T в пределах от 0.3 до 1.5 ГэВ/с.

В §3.4 описана процедура извлечения из обработанных экспериментальных данных коэффициентов корреляции множественности в протон-протонных столкновениях. Для этих целей используется библиотека LRC, интерактивное средство работы с данными AliExtractor, а также другой дополнительно разработанный инструментарий.

Полученные коэффициенты затем подвергаются процедурам коррекции (§3.5), то есть расчетам истинных значения коэффициентов путем исключения влияния неэффективностей установки. В данной работе коррекции были применены к коэффициентам корреляции множественностей для протон-протонных столкновений. Процедуры коррекции коэффициентов корреляций других типов требуют отдельных детальных исследований (особенно это относится к коррекциям поперечных импульсов), и выходят за рамки данной работы.

Коррекции коэффициентов корреляций множественности b_{corr} проводятся с применением *трех* относительно независимых процедур, применяемых для каждой пары окон.

1. В первой процедуре полученный экспериментальный коэффициент умножается на отношение значений коэффициентов, полученных через монте-карловское моделирование, в числителе ставится коэффициент корреляции «до» прохождения частицами через установку, в знаменателе – «после», то есть на основании симуляции информации, считываемой с детекторов и с применением тех же критериев отбора, что и при анализе реальных событий.
2. Во второй процедуре путем вариаций критериев отбора треков и событий извлекается набор коэффициентов корреляции, а также средних множественностей $\langle n_F \rangle$ в «переднем» псевдобыстротно-азимутальном интервале, значения откладываются на графике, к полученному набору точек применяется линейное фитирование. После этого с помощью монте-карловского моделирования для каждой точки восстанавливаются «истинные» значения множественности $\langle n_F \rangle$, которые затем проецируются на полученную прямую и определяют соот-

ветствующие скорректированные значения коэффициентов, а также коридоры ошибок.

3. В третьей процедуре коррекциям подвергаются непосредственно величины $\langle n_B n_F \rangle$, $\langle n_B \rangle$, $\langle n_F \rangle$ и $\langle n_F^2 \rangle$, скорректированные значения подставляются непосредственно в (3.1) для расчета b_{corr} .

Описанные процедуры дают набор скорректированных значений коэффициента, по которому вычисляется систематическая ошибка (§3.6). Полученный коэффициент и оценка ошибки являются конечным результатом расчетов для одной быстротно-азимутальной пары окон. Процедуры коррекции применяются ко всем парам окон, выбранным для анализа.

В четвертой главе представлены полученные экспериментальные данные по дальним корреляциям $n - n$ для различных наборов быстротно-азимутальных окон в столкновениях протонов при энергиях $\sqrt{s} = 900$ ГэВ, 2.76 и 7 ТэВ.

В §4.1 для трех энергий протонных пучков обсуждаются рассчитанные коэффициенты корреляции $n - n$ для пар окон, разнесенных по псевдобыстроте и полных по азимутальному углу. Исходя из наблюдаемой картины делаются следующие заключения:

1. Корреляции множественности незначительно падают при увеличении псевдобыстротного зазора между окнами, оставаясь значительными даже при максимальном η -интервале между окнами.
2. При увеличении ширины псевдобыстротных окон корреляции множественности растут нелинейным образом.
3. Корреляции множественности растут с увеличением энергии протон-протонных пучков с $\sqrt{s} = 900$ ГэВ до 7 ТэВ.

В параграфе §4.2 в дополнение к псевдобыстротному вводится разбиение на азимутальные окна, что является естественным расширением исследования в азимутальную область.

Приведены коэффициенты при разбиении угла на четыре сектора шириной $\pi/2$ для энергии 900 ГэВ в событиях pp . В дополнение к отмеченным выше тенденциям добавляется новый факт: в противоположных угловых секторах корреляции между

двумя окнами не изменяются при разнесении окон по псевдобыстроте, по крайней мере, в пределах исследуемой области $|\eta| < 0.8$. В работе приводится аналогичный рисунок для энергии протонов $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, демонстрирующий схожее поведение.

При увеличении числа азимутальных секторов до восьми (с угловой шириной $\pi/4$) разрешается еще более тонкая структура («топология») корреляций по ϕ -координате. Такой расчет проведен для двух значений энергии – 900 ГэВ и 7 ТэВ. Приводятся зависимости коэффициентов, рассчитанных через симуляцию событий в генераторах PYTHIA и PHOJET. Отношение экспериментальных значений коэффициентов к рассчитанным через генераторы приводится в нижней части рисунка, в области с пометкой «ratio».

Для наглядности в §4.2.3 полученные экспериментальные результаты представлены также в «трехмерном» виде («топология» корреляций множественности). При таком отображении данных хорошо прослеживаются следующие черты поведения: уровень некоего постоянного значения коэффициента («плато») и возвышающийся над ним «пик» из повышенных значений коэффициента («ближние» корреляции).

В пятой главе значения полученных коэффициентов корреляции $n - n$ и их поведение сравниваются с тем, что дают генераторы событий и феноменологические модели.

В §5.1 коэффициенты, измеренные в эксперименте, сравниваются с данными генераторов PYTHIA и PHOJET при разных энергиях pp-столкновений. Обнаруживается некоторое расхождение с экспериментом и выясняется, может ли это расхождение быть связано с различиями в средних множественностях рождающихся частиц, даваемых генераторами и реальным экспериментом. Делается это путем приведения коэффициентов к средней множественности в переднем окне $\langle n_F \rangle$. Показано, что и после этой процедуры «очищенные» от эффекта множественности коэффициенты так же имеют незначительное расхождение с монте-карловскими расчетами.

В §5.2 приведено дополнительное исследование поведения корреляций $n - n$ для соударений pp в генераторе PYTHIA8 с различными вариациями настроек. Было сгенерировано несколько наборов событий с разными конфигурациями генератора. Показано, что при выключении множественного взаимодействия партонов (MPI) в генерируемых событиях коэффициент корреляций падает до значений, близких к нулю.

В §5.3 интерпретация наблюдаемого поведения корреляций проводится на осно-

ве модели независимых источников. Для каждой из энергий 900 ГэВ и 7 ТэВ через экспериментальные значения коэффициентов $n - n$ корреляций рассчитываются параметры модели. Модель позволяет описать наблюдаемое поведение корреляций как при больших зазорах по псевдобыстроте и азимуту между окнами, так и в области «ближних» корреляций, обусловленных, главным образом, струями и распадами резонансов.

В §5.4 приведены результаты моделирования на основе игрушечной монтекарловской модели. Её построение базируется на следующих допущениях: при столкновениях адронов образуются протяженные источники («струны»), излучающие частицы с одинаковой средней плотностью на интервал псевдобыстроты. Как количество источников, так и средняя плотность частиц параметризуются и разыгрываются согласно заданным распределениям, например, прямоугольному распределению или распределению Пуассона. Длина «струн» разыгрывается по Гауссу вокруг некоторого задаваемого значения. Дополнительно каждая частица может породить «распад резонанса» или «струю», которая содержит некоторое распределенное по Гауссу количество частиц с распределенными по Гауссу углами вылета.

Параметризуя такую модель неким образом и генерируя достаточно большой набор событий, можно получить качественную картину «топологии» $n - n$ корреляций. Введение «закона сохранения энергии» при образовании игрушечных струй и резонансов приведет к появлению невысокого «хребта» в противоположных азимутальных окнах, наблюдаемого в эксперименте. Также показано, что при фиксированном числе струн (т.е. при отсутствии флуктуаций в их числе) коэффициенты корреляции близки к нулю в окнах, удаленных от «ближней» области и области заднего «хребта».

Глава заканчивается кратким итогом по интерпретации измеренных $n - n$ корреляций (§5.5).

Шестая глава посвящена результатам обработки экспериментальных данных по столкновениям $Pb-Pb$ при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ. В §6.1 обсуждаются отличия процедуры анализа данных по ядро-ядерным столкновениям от случая данных pp . Детальный расчет влияния эффективности установки на результаты этих измерений выходит за рамки данной работы, поэтому приведенные значения коэффициентов корреляций в $Pb-Pb$ столкновениях не содержат коррекций на эффективность установки.

В §§6.2-6.4 обсуждается η - ϕ «топология» трех типов корреляций $n - n$, $p_T - n$ и $p_T - p_T$ на основе обработки данных по Pb - Pb столкновениям. Показаны зависимости коэффициентов от ширины и положения класса центральности. Выявлены нетривиальные детали поведения коэффициентов корреляций, в частности, отрицательные значения коэффициента $p_T - n$ в окнах, расположенных под углом $\pi/2$ по азимуту, а также «ложбина» в структуре заднего хребта в корреляциях $p_T - p_T$.

В приложении А кратко описан дополнительный программный инструмент, который был разработан для работы с расчетами по дальним корреляциям.

В приложении Б представлены детали процедуры извлечения коэффициентов корреляций трех типов из профилей, получаемых регрессией накопленных двумерных гистограмм.

В приложении В приведены критерии отбора событий и треков частиц, а также вариации параметров отбора для процедур коррекции и определения систематических погрешностей.

Приложение Г содержит описание использованных в анализе наборов экспериментальных данных ALICE по pp и Pb - Pb столкновениям.

Приложение Д посвящено экспериментальной проверке независимости коэффициентов корреляции $n - n$ от ширины заднего окна.

В заключении приведены основные результаты работы. Для корреляций множественности в протон-протонных столкновениях наблюдается рост коэффициента с энергией, его незначительное уменьшение с ростом зазора между окнами по псевдобыстроте и нелинейный рост с увеличением ширины окон. Отмечено, что введение разбиения окон на азимутальные секторы позволяет разделить вклады дальних и ближних корреляций в значение коэффициента. Дальние корреляции проявляют себя в виде «подложки» постоянного уровня значений для разнесенных по псевдобыстроте и азимуту окон, которая возрастает с энергией. Интерпретация такого поведения может быть дана в рамках модели струн как независимых источников частиц. Монте-карло генераторы PYTHIA и PHOJET, в модели которых также заложены струнные механизмы, подтверждают наблюдаемого поведение.

Корреляции трех типов для столкновений Pb - Pb в разнесенных по псевдобыстроте и азимуту окнах также проявляют сложную структуру поведения. Для корреляций $p_T - n$ область отрицательных значений может быть указанием на эффект слияния струн.

По теме диссертации опубликованы следующие работы:

1. K. Aamodt and others (ALICE Collaboration), Charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in central $Pb-Pb$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, Phys.Rev.Lett. 105 (2010) 252301.
2. K. Aamodt and others (ALICE Collaboration), Harmonic decomposition of two-particle angular correlations in $Pb-Pb$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, Phys.Lett. B708 (2012) 249-264.
3. K. Aamodt and others (ALICE Collaboration), Centrality Dependence of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in $Pb-Pb$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, Phys.Lett. B720 (2013), pp. 52-62.
4. G.A. Feofilov, I. Altsybeev, V.V. Vechernin, S. De, T. Nayak and B. Srivastava, Forward-backward multiplicity correlations in pp collisions in ALICE at $\sqrt{s_{NN}}=0.9, 2.76$ and 7 TeV, PoS (Baldin ISHEPP XXI)075, in Proc. of XXI International Baldin Seminar on High-Energy Physics Problems, (Dubna, Russia, September 2012).
5. I. Altsybeev, G. Feofilov, M. Kompaniets, V. Kovalenko, V. Vechernin, I. Vorobyev, A. Zarochentsev, GRID technologies in SPbSU long-range correlations analysis and MC simulations for ALICE, Proceedings of The 5th International Conference «Distributed Computing and Grid-technologies in Science and Education» (Dubna, 2012).

Глава 1

Физические мотивации исследования дальних корреляций

Основным предметом исследований в физике ядро-ядерных взаимодействий являются так называемые коллективные эффекты, возникающие вследствие взаимодействия множества нуклонов в ограниченном объеме, создаваемом перекрывающимися частями сталкивающихся ядер. Ядро-ядерные столкновения позволяют достичь гораздо большей плотности энергии, рассеянной в единичном объеме, чем протон-протонные столкновения при такой же энергии на нуклон-нуклонную пару. Однако, коллективные эффекты могут проявляться и в протон-протонных столкновениях, например, при взаимодействии цветowych «струн».

Изучение характеристик частиц, вылетающих из области взаимодействия, их распределений по углам вылета, поперечным импульсам и т.д. дает возможность получить информацию о начальном состоянии системы. Одной из эффективных методик анализа таких характеристик является изучение дальних корреляций.

1.1 Основные наблюдаемые

Дадим определения основных величин, измеряемых в эксперименте, которые используются в анализе дальних корреляций.

Поперечный импульс p_t есть поперечная составляющая импульса частицы.

Быстрота частицы определяется следующим образом:

$$y = \ln \frac{E + p_{\parallel}}{m_{\perp}}, \quad (1.1)$$

где $p_{\parallel}$ – продольная составляющая импульса частицы, $p_{\perp} \equiv p_t$ – поперечная, и $m_{\perp}^2 = p_{\perp}^2 + m^2$. Вследствие сложности экспериментального определения m и $p_{\parallel}$ часто вместо быстроты рассматривается упрощенная, с экспериментальной точки зрения, переменная – псевдобыстрота. Псевдобыстрота η для ультрарелятивистских частиц вводится через угол θ вылета частицы:

$$\eta = -\ln\left(\operatorname{tg} \frac{\theta}{2}\right). \quad (1.2)$$

Множественность заряженных частиц n_{ch} определяется как число частиц, зарегистрированных детектором в данном событии в заданной области быстрот и углов вылета частиц.

Введем понятия «заднего» и «переднего» быстротно-азимутальных интервалов *окон*. Назовем окно Δy_F «*передним*», а Δy_B – «*задним*», если центр окна Δy_F расположен правее центра Δy_B по оси y , при этом размеры и положения окон по азимуту могут быть любыми. Вместо окон по быстроте можно выбирать окна по псевдобыстроте, которая в эксперименте определяется проще.

Дальними корреляциями в данной работе называются зависимости между наблюдаемыми величинами, измеренными в различных, отдаленных друг от друга быстротно-азимутальных окнах.

Введем понятия корреляционной функции и коэффициента корреляции. В качестве *корреляционной функции* выступает среднее значение $\langle B \rangle_F$ одной динамической переменной B в «заднем» окне Δy_B как функция величины другой динамической переменной F в «переднем» окне Δy_F . Знак $\langle \dots \rangle$ — усреднение по всем событиям, для которых величина F в переднем окне имеет определенное заданное значение.

Коэффициент корреляции определяется как реакция $\langle B \rangle_F$ на отклонение величины F от своего среднего значения $\langle F \rangle$. При этом делается переход к *относительным*

величинам¹, т.е. отклонение F от $\langle F \rangle$ измеряется в долях $\langle F \rangle$, как и для B :

$$b_{BF} = \frac{\langle F \rangle}{\langle B \rangle} \frac{d\langle B \rangle_F}{dF} . \quad (1.3)$$

Как показано, например, в работе [2], важную роль могут играть корреляции между экстенсивными и интенсивными динамическими переменными. Следуя этой идее, в качестве такой переменной можно выбрать множественность в данном окне в данном событии (обозначается n_F для переднего окна и n_B для заднего), а также средний поперечный импульс всех частиц, рожденных в окне в данном событии (обозначается p_{tF} для переднего окна и p_{tB} для заднего).

Исходя из этих наблюдаемых, определим три типа корреляций:

1. $\langle n_B \rangle_{n_F} - n_F$ (сокр. $n - n$) – корреляции между множественностью в переднем окне и усредненной по событиям множественностью в заднем;
2. $\langle p_{tB} \rangle_{n_F} - n_F$ (сокр. $p_T - n$) – корреляции между множественностью в переднем окне и усредненным по событиям средним поперечным импульсом в заднем;
3. $\langle p_{tB} \rangle_{p_{tF}} - p_{tF}$ (сокр. $p_T - p_T$) – корреляции между средним поперечным импульсом в переднем окне и усредненным по событиям средним поперечным импульсом в заднем.

В частности, для корреляций типа $n - n$ в случае линейной зависимости $\langle n_B \rangle$ от n_F коэффициент корреляции b_{corr} определяется из

$$\langle n_B \rangle_{n_F} = a + b_{corr} \cdot n_F , \quad (1.4)$$

где n_F, n_B – множественности заряженных частиц, рожденных в данном событии в переднем ($\delta\eta_F$) и заднем ($\delta\eta_B$) окнах соответственно [3–5].

В случае относительных переменных *относительный* коэффициент корреляции b_{corr}^{rel} определяется из

$$\frac{\langle n_B \rangle_{n_F}}{\langle n_B \rangle} = a^{rel} + b_{cor}^{rel} \frac{n_F - \langle n_F \rangle}{\langle n_F \rangle} . \quad (1.5)$$

¹ Относительные переменные вводятся для уменьшения влияния неоднородности регистрации частиц в установке на коэффициент корреляции, а также устранения зависимости коэффициента от ширины окон в случае их различных размеров.

Связь между «относительным» коэффициентом b_{corr}^{rel} и «абсолютным» коэффициентом b_{corr} задается выражением

$$b_{corr}^{rel} = \frac{\langle n_F \rangle}{\langle n_B \rangle} b_{corr} , \quad (1.6)$$

и коэффициенты совпадают в случае равного аксептанса окон.

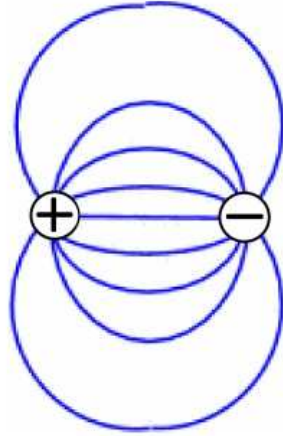
Коэффициент корреляции b_{corr} может быть как положительным, так и отрицательным в пределах $|b_{corr}| < 1$ (в случае одинакового аксептанса окон). Максимальное (минимальное) значение из возможных указывает на полную корреляцию (антикорреляцию) рожденных частиц, разделенных по псевдобыстроте. Случай $b_{corr} = 0$ соответствует отсутствию корреляций в рождении частиц.

Помимо дальних корреляций, введем понятие «ближних корреляций» – это корреляции в (относительно) узкой области псевдобыстрот и азимутального угла, в которой значительный вклад в значения коэффициентов может быть связан с распадами резонансов, струями, эффектами законов сохранения и проч. [6].

1.2 Струнные модели

Современные представления о структуре и взаимодействии адронов основаны на концепции кварков и глюонов, взаимодействующих согласно принципам квантовой хромодинамики (КХД) [7]. Кварки q_f являются фундаментальными элементарными частицами, составляющими адронов, обладающими дополнительным внутренним квантовым числом – цветом. КХД предполагает взаимодействие двух кварков посредством их цветовых зарядов и цветового поля, образуемого этими зарядами. Роль квантов векторного поля играют безмассовые элементарные частицы – глюоны g_{cc} . Они представляют собой двухцветные нейтральные векторные частицы восьми цветовых комбинаций. Цветовое взаимодействие кварков осуществляется путем обмена глюонами.

Важнейшим отличием КХД взаимодействия от классического электромагнитного является наличие взаимодействия между квантами поля (поле с самодействием), приводящего к нетривиальному поведению кварк-дикваркового и кварк-антикваркового потенциалов в зависимости от расстояния. В частности, при разнесении кварков на расстояние $r \sim 10^{-13}$ см силовые линии глюонного поля объединяются в трубку радиуса $r_t \sim 0.20 - 0.25$ фм в поперечном пространстве с постоян-



(а) Линии электромагнитного поля между положительным и отрицательным зарядами. Поле уходит до бесконечности.



(б) Линии цветового поля КХД между кварком и антикварком, обладающих цветовыми «зарядами». Из-за самодействия глюонов поле пространственно ограничено.

Рис. 1.1: Схематический вид силовых линий в случаях электромагнитного поля и цветового поля КХД.

ной напряженностью поля, что приводит к росту энергии с увеличением расстояния (Рис. 1.1, б).

Такие ограниченные в поперечном пространстве трубки цветового поля с линейной зависимостью энергии от длины являются удобным средством для приближенного описания КХД и рассматриваются как самостоятельные объекты – «цветные струны» [7].

Таким образом, для удаления одного из кварков адрона на бесконечное расстояние необходимо затратить бесконечное количество энергии (конфаймент кварков). Однако при увеличении энергии струны возникает возможность рождения кварк-антикварковых пар, что, в свою очередь, приводит к разделению (фрагментации)

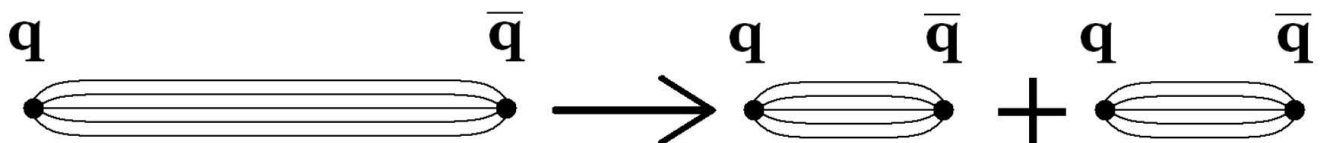


Рис. 1.2: Образование и разрыв цветовой струны [7].

струны на более мелкие части (Рис. 1.2). При достаточной энергии полученные после фрагментации струны также могут фрагментировать, что приводит, в конечном итоге, к рождению вторичных частиц.

В классической струнной модели [6,8–10] струны образуются в результате взаимодействия партонов, составляющих сталкивающиеся при высоких энергиях нуклоны, и затем распадаются, образуя кварк-антикварковые пары и испуская частицы во всей области быстрот. В столкновении протонов при энергии свыше 1 ГэВ длина волны де Бройля составляет менее 1 фм, что меньше диаметра самого протона. Это позволяет рассматривать столкновение кварков, составляющих нуклоны, как столкновения отдельных партонов.

В простейшем описании струны для безмассовых кварков в рамках классической механики [11] гамильтониан H в пространственно-временном представлении имеет вид

$$H = T + V = |p_1| + |p_2| + k|x_1 - x_2| , \quad (1.7)$$

где T – оператор кинетической энергии, V – оператор потенциальной энергии, $p_{1,2}$ – импульсы частиц, а $x_{1,2}$ – их координаты. Концы струны движутся со скоростью света, соответственно уравнение движения записывается следующим образом:

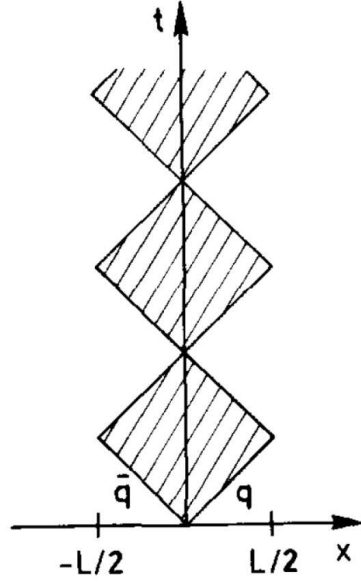
$$\frac{dp}{dt} = \pm k . \quad (1.8)$$

Константа $k = \frac{g^2}{4k}$ является силой в модели Швингера. Знак зависит от расположения частицы относительно другой. Плюс соответствует частице, движущейся слева направо на Рис. 1.3 (а и b), минус – справа налево. Заптрихованная область на рисунках представляет собой цветовую струну длиной L в пространственно-временном представлении.

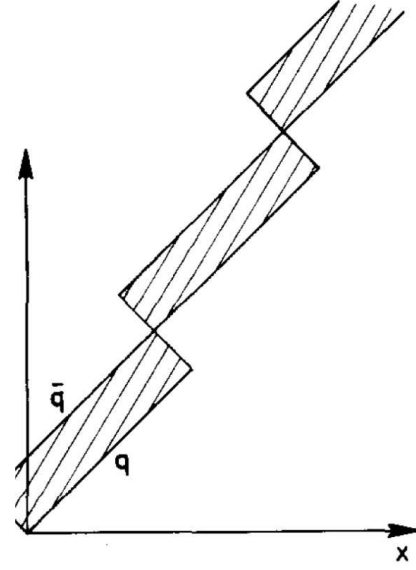
Если в исходной системе координат $x = \pm t$ и $E = \pm p$, то лоренцевский сдвиг β описывается уравнениями (1.9):

$$\begin{aligned} t' &= \gamma(t - \beta x) = \gamma(1 \mp \beta)t , \\ p' &= \gamma(p - \beta E) = \gamma(1 \mp \beta)p . \end{aligned} \quad (1.9)$$

Таким образом, взаимодействие частиц инвариантно относительно преобразова-



(a) Движение в системе центра масс.



(b) Движение в системе с лоренцевским сдвигом относительно системы центра масс.

Рис. 1.3: Представление движения безмассовых кварка и антикварка в разных системах отсчета [11].

ний Лоренца

$$\frac{dp'}{dt'} = \frac{dp}{dt} . \quad (1.10)$$

Модель струны с безмассовыми кварками является существенным упрощением, однако позволяет на качественном уровне описать процессы последовательной фрагментации струн.

Струна в пространственно-временном представлении в системе центра масс представлена на Рис. 1.3(a), струна в движении схематически показана на Рис. 1.3(b). Кварк-антикварковая пара q_0 и $\bar{q}_0$ образуется в момент времени t_0 и движется вдоль оси x . Диагональные линии представляют собой кварки, заштрихованная площадь между ними – поле цветового взаимодействия. Горизонтальная линия, таким образом, соответствует струне, натягиваемой между кварком и антикварком.

В случае, если энергии струны недостаточно для рождения кварк-антикварковой пары, динамика струны на Рис. 1.3 имеет периодический характер. В случае, если в момент времени t_1 энергии струны достаточно для образования второй кварк-антикварковой пары q_1 и $\bar{q}_1$, струна разделяется на две струны меньшей энергии.

На Рис. 1.4 схематически показано, как при этом образуются две новые струны – два заштрихованных участка, содержащих цветовое поле. И так далее, каждая новая струна, в свою очередь, натягивается и распадается, рождая очередную кварк-антикварковую пару и теряя при этом энергию. В результате этого последовательного процесса из рожденных кварков и антикварков образуются отдельные адроны (Рис. 1.4).

Хотя рассмотренная выше модель относится к случаю взаимодействия безмассовых кварков, при описании рождения и распада струн, образуемых массивными кварками, общая картина взаимодействия сохраняется. В рамках данной модели образование цветовых полей массивных кварков описывается как туннельный эффект. Такой подход позволяет объяснить малую вероятность образования тяжелых кварков, что приводит к относительному подавлению выхода странных и мультистранных частиц по отношению к пионам.

Существенным для данной работы фактом является то, что в процессе последовательной фрагментации струны финальная адронизация фрагментов исходной

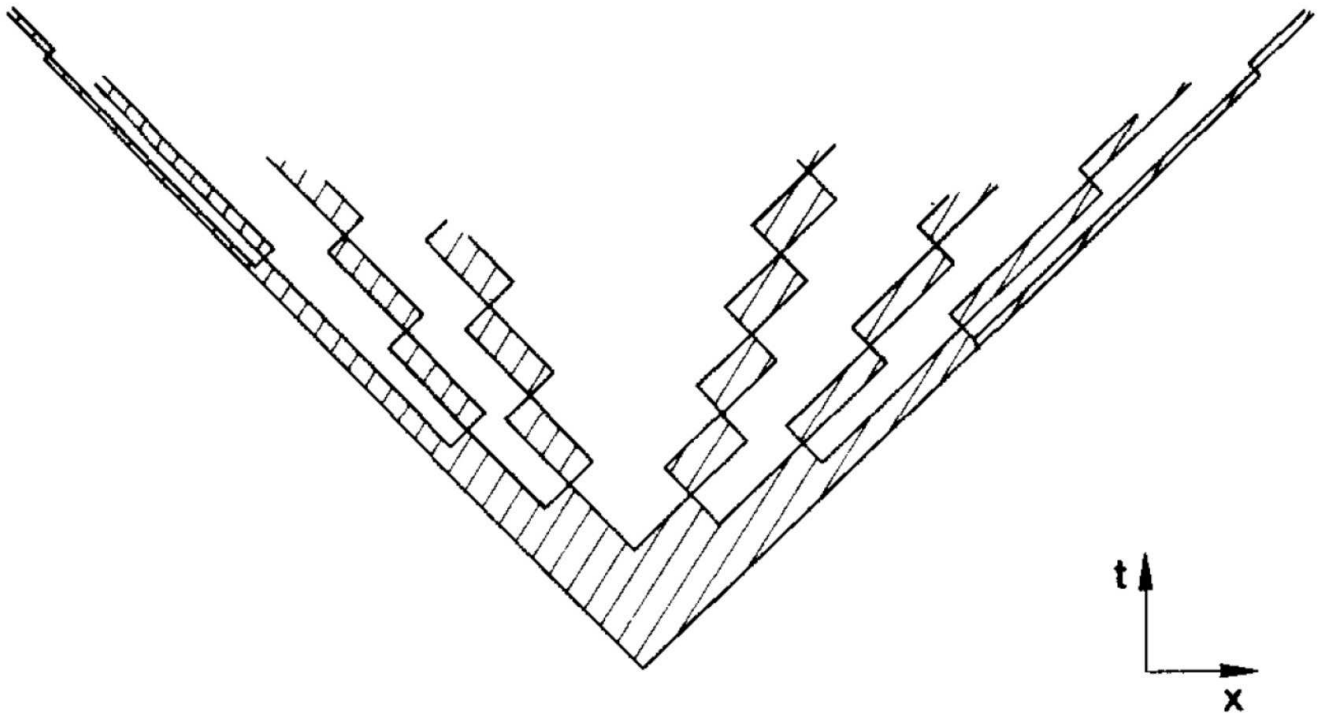


Рис. 1.4: Фрагментация и адронизация цветовой струны в пространственно-временном представлении. Финальная картина разделения цветового поля, образование обрывков струн и адронизация [11].

струны, удаленных друг от друга в пространстве продольных импульсов, происходит независимо.

Обычно струна представляется в пространстве быстроты y (1.1) как равномерно испускающий источник. В экспериментах обычно удобнее иметь дело с псевдобыстротой η (1.2), которая измеряется намного проще.

Таким образом, при распаде струны рождение частиц в различных интервалах (псевдо)быстроты происходит независимо друг от друга.

Процессы рождения и дальнейшей адронизации цветных струн в протон-протонных столкновениях позволяют описать большинство наблюдаемых в мягкой части спектра поперечных импульсов [6, 8–10].

1.2.1 Модель независимых источников

В классической струнной модели считается, что струны, образовавшиеся в одном нуклон-нуклонном или ядро-ядерном столкновении, «не знают» о существовании друг друга.

Такой подход не может описать коллективные эффекты, в частности, корреляции $p_T - n$ (корреляции между средним поперечным импульсом и множественностью частиц), однако дает качественное объяснение поведения корреляций $n - n$.

В случае дальних корреляций $n - n$ модель предполагает, что в достаточно разнесенных по быстрой окнах каждый источник (струна) рождает частицы независимым образом:

$$p(B_i, F_i) = p_B(B_i) p_F(F_i) . \quad (1.11)$$

Поэтому корреляции возникают только благодаря флуктуациям числа источников от события к событию. В работе [12] при использовании методов, разработанных в [13], для различных распределений и с некоторыми приближениями получена следующая формула для коэффициента b_{corr} ²:

$$b_{corr} = \frac{k\bar{\mu}_F}{k\bar{\mu}_F + 1} . \quad (1.12)$$

²Формула (1.12) выведена для коэффициента b_{corr}^{rel} в так называемых *относительных* переменных, но в случае равного акцептанса в обоих окнах $b_{corr}^{rel} = b_{corr}$, см. подробности в разделе 5.3.

Здесь k – отношение двух нормированных дисперсий:

$$k = \frac{V_N}{V_{\mu_F}}, \quad V_N = \frac{D_N}{\langle N \rangle}, \quad V_{\mu_F} = \frac{D_{\mu_F}}{\bar{\mu}_F}, \quad (1.13)$$

где $\langle N \rangle$ и $D_N = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2$ – соответственно среднее число струн в событии и его дисперсия от события к событию, а $\bar{\mu}_F$ и $D_{\mu_F} = \overline{\mu_F^2} - \bar{\mu}_F^2$ – средняя множественность от *одного* источника в *переднее* окно и соответствующая дисперсия. Для распределений Пуассона, например, $V_N = V_{\mu_F} = 1$, поэтому $k = 1$, и коэффициент b_{corr} будет зависеть лишь от $\bar{\mu}_F$.

Если представить $\bar{\mu}_F$ в виде

$$\bar{\mu}_F = \mu_{0F} \Delta y_F \Delta \phi_F / 2\pi, \quad (1.14)$$

где μ_{0F} – средняя множественность от *одного* источника в *переднем* окне на *единицу* быстроты, а Δy_F и $\Delta \phi_F$ – ширины переднего окна по быстрой и азимутальному углу, то тогда формула для коэффициента (1.12) будет зависеть лишь от одного модельного параметра $\alpha = k\mu_{0F}$.

Модель может быть модернизирована для учета вклада в значение коэффициента от так называемых *ближних* корреляций [1]. Более подробно модель независимых источников и интерпретация на ее основе экспериментальных данных по протон-протонным столкновениям обсуждаются в разделе 5.3.

1.2.2 Модель слияния струн

В простейшем протон-протонном столкновении взаимодействуют как минимум шесть валентных кварков q_v , а кроме того, морские кварки q_S , количество которых зависит от энергии. Таким образом, в протон-протонном столкновении натягиваются как минимум две струны между валентными кварками и дикварками. Также возможны конфигурации со струнами типа $q_v - q_S$ и $q_S - q_S$. Число натягиваемых струн растет с ростом энергии и увеличением числа морских кварков. При переходе от протон-протонных взаимодействий к протон-ядерным и ядро-ядерным число кварков, участвующих в столкновении, увеличивается пропорционально числу нуклонов в ядре. Кроме того, плотность взаимодействующих кварков в поперечной плоскости также увеличивается пропорционально $A^{1/3}$, где A – число нуклонов в ядре.

Как было показано выше, струна имеет ненулевой радиус и является протяженным объектом в пространстве быстрот. Из этого следует возможность перекрытия

фазовых объемов отдельных струн при увеличении их плотности в поперечной плоскости, а, следовательно, необходимо рассмотреть вопрос о возможном взаимодействии перекрывающихся струн [14]. Естественным развитием струнной модели является рассмотрение процессов взаимодействия струн, имеющих перекрывающиеся фазовые объемы.

В случае перекрытия фазовых объемов возможны различные сценарии дальнейшего взаимодействия:

1. Струны разделяются и рассматриваются независимо (отсутствие взаимодействия).
2. Область геометрического перекрытия рассматривается отдельно от неперекрывшихся частей как область с большей напряженностью поля.
3. Струны объединяются в одну струну с измененными зарядами на концах и большей напряженностью поля.

В случае перекрытия более чем двух струн возможны также более сложные конфигурации. Взаимодействие струн в настоящее время является развивающимся теоретическим направлением, и существует ряд моделей, претендующих на описание этого явления. Модель слияния струн, представленная в работе [15], рассматривает данное взаимодействие как возможность объединения натягивающихся в процессе взаимодействия партонов струн в струны с суммарными цветовыми зарядами на концах. В данном случае для слияния струны должны иметь близкие по скорости координаты концов. Квазиклассическая модель распада струны в данной работе предполагает увеличение напряженности цветового поля в «двойной» струне, что приводит к увеличению поперечных импульсов частиц, образуемых такими струнами, а также к увеличению вероятности рождения тяжелых кварков и, соответственно, к увеличению выхода странных частиц.

Численная реализация модели [15] является основой генератора событий PSM [15–18]. В рамках PSM (Parton String Model) ядро-ядерные столкновения рассматриваются в виде столкновения нуклонов, распределенных в плоскости поперечного сечения ядра. Расположение нуклонов описывается распределением Вудса-Саксона. Партоны в составе нуклонов, в свою очередь, распределены согласно распределению Гаусса.

Столкновение партонов описывается геометрически, исходя из координат партонов в поперечной плоскости столкновения, после образования струн анализируются их взаимодействия. Если струны геометрически перекрываются в плоскости поперечного сечения, то они рассматриваются как одна слившаяся струна. При этом импульсы и энергия складываются, а цветовые поля суммируются согласно правилам $SU(3)$, и струне приписывается измененное значение напряженности поля.

В PSM рассматривается слияние только двух струн одновременно. Если струны геометрически накладываются друг на друга или перекрываются, они заменяются одной двойной струной и заново вычисляются цветовые заряды на ее концах. Модель на данный момент не описывает слияние более чем двух струн и случай частичного перекрытия. После обработки всех процессов взаимодействия, параметры полученных струн передаются в генератор PYTHIA [19] для моделирования фрагментации и адронизации измененных струн. Другим примером модели, учитывающей возможность взаимодействия струн, является модель множественных взаимодействий, реализованная в рамках генератора событий PYTHIA [19]. Струны в данной модели рассматриваются по очереди и генерируются одна за другой в последовательных взаимодействиях. Каждое взаимодействие с определенной вероятностью образует так называемую «глюонную струну», и каждая новая струна, в свою очередь, с определенной вероятностью либо попадает в состав предыдущей струны, либо остается независимой.

1.3 Обзор основных экспериментальных результатов по дальним корреляциям в pp и AA -столкновениях

Изучение дальних корреляций *множественности* проводилось в e^+e^- , μ^+p , pp , $p\bar{p}$ и других экспериментах [20–27].

Значительные корреляции множественности наблюдались в pp столкновениях в эксперименте ISR [26] при энергии $\sqrt{s}=52.6$ ГэВ. Затем в столкновениях $p - \bar{p}$ на коллайдере SPS был получен сильный рост коэффициентов корреляции с энергией [27]. Позднее, корреляции множественности были измерены при энергиях $\sqrt{s} > 1$ TeV в $p - \bar{p}$ столкновениях на Теватроне в эксперименте E735 [25]. Дальние корреляции

также присутствуют в так называемой «ридж»-структуре, которая проявляется при измерении двуадронных (dihadron) корреляций (например, в столкновениях Au-Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV на RHIC [28] и в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ на БАК [29]).

Корреляции множественности были также измерены в эксперименте ATLAS при $\sqrt{s_{NN}} = 900$ ГэВ и 7 ТэВ в области псевдобыстрот $-2.5 < \eta < 2.5$ [30]. Также было продемонстрировано падение коэффициента корреляции при введении нижнего порога на поперечные импульсы частиц.

Первые экспериментальные данные по корреляциям трех видов в эксперименте ALICE для $\sqrt{s} = 900$ ГэВ были получены в 2010 г. в диссертации [31] (без учета коррекций на неэффективность установки и оценки систематических погрешностей).

1.4 Механизмы возникновения дальних корреляций в генераторах событий

1.4.1 PYTHIA

Исследование встроенных механизмов PYTHIA, приводящих к дальним корреляциям, было проведено в работе [32]. В частности, были выявлены параметры, управляющие эффектами коллективности при генерации струн (их слияние), и найдены значения параметров, при которых PYTHIA удовлетворительно описывает наблюдаемые корреляции типа $p_T - n$.

В генераторе PYTHIA для симуляции процесса адронизации используется лундовская модель фрагментации струны [33], в которой линии поля натягиваются между разнесенными на расстоянии ~ 1 фм цветовыми зарядами, формируя простые безмассовые струны: одну струну между взаимодействующими кварками и пару струн в случае глюонов. При этом в каждом событии возможны многопартонные взаимодействия (MPI). В серии наборов настроек генератора PYTHIA, названных Perugia [34], для уточнения параметров взаимодействия струн использовалась вспомогательная «игрушечная» модель [35], в которой вводится минимизация полной потенциальной энергии системы струн, при этом не ставилась цель описать динамику процесса. Настройка параметров взаимодействия струн (color reconnections) привела к приемлемому описанию зависимости среднего поперечного импульса от множественности $\langle p_t \rangle(N_{ch})$, однако, «хвост» распределения по p_t при этом становится слишком «жест-

ким». Поэтому для кусков струн с очень большими p_t вводится подавление цветового перецепления.

Изучение влияния встроенных в PYTHIA механизмов на корреляций типа $n - n$ для протон-протонных столкновений приведено ниже в разделе 5.1.

1.4.2 RHOJET

Идеи, заложенные в генератор RHOJET, основаны на подходе дуальной партонной модели (Dual Parton Model, DPM) [6, 36] для мягких процессов рождения частиц, а для жестких процессов используется низший порядок перенормируемой КХД. Феноменология Редже используется для параметризации полного, упругого и неупругого сечений.

1.4.3 HIJING

В модель генератора HIJING включено множественное рождение министруй, исходящее из перенормируемой КХД, которое совмещается с моделью лундовского типа для мягких взаимодействий [37].

Для симуляции множественности в pA и AA столкновениях используется модель Глаубера. Для учета затенения партонами используются параметризованные функции партонного распределения внутри ядер. Реализовано также гашение струй при прохождении партонами плотной материи. HIJING использует генератор PYTHIA для генерации кинематических переменных для каждого жесткого рассеяния, начального и финального излучения, и генератор JETSET для фрагментации струн [38–40].

Глава 2

Эксперимент ALICE на БАК

Изучение фундаментальных свойств материи требует возможности экспериментально исследовать процессы на масштабах порядка 1 фм, что осуществимо с помощью частиц, имеющих длину волны меньше 1 фм и, соответственно, обладающих достаточно высокой энергией.

Коллайдеры позволяют разгонять протоны и ядра до необходимых энергий. При пересечении встречных пучков коллайдера происходят столкновения («события»), в которых рождаются частицы. События регистрируются специализированными детекторными системами, размещенными вокруг точки взаимодействия, данные с которых поступают на дальнейшую обработку и анализ.

В настоящее время существует два экспериментальных комплекса, на которых проводятся исследования столкновений при энергиях порядка нескольких ТэВ – это ускорительный комплекс RHIC (США)¹ и Большой адронный коллайдер (БАК, ЦЕРН)². Ускоритель Тэватрон (Фермилаб, США)³, на котором изучались столкновения протонов с антипротонами, завершил работу в 2011 г. На RHIC ведется изучение столкновений тяжелых ионов, в то время как физическая программа БАК включает исследование протон-протонных (pp), ядро-ядерных (AA) и протон-ядерных столкновений (pA).

Исследования, результаты которых включены в данную диссертацию, проведены на основе анализа данных по pp и $Pb-Pb$ столкновениям, полученных в эксперименте

¹ Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), Brookhaven National Laboratory, USA – <http://www.bnl.gov/rhic/>

² Large Hadron Collider (LHC), CERN – lhc.web.cern.ch

³ Tevatron, Fermilab, USA – <http://www-bdnew.fnal.gov/tevatron/>

ALICE на БАК.

2.1 Большой адронный коллайдер (БАК)

Большой адронный коллайдер расположен в кольцевом туннеле длиной 27 км на глубине около 100 м под землей на месте электрон-позитронного ускорителя⁴. Также в проект БАК входят четыре экспериментальных комплекса: многоцелевые детекторы ATLAS и CMS и две специализированные установки: ALICE — для исследования взаимодействий тяжелых ионов и LHCb — для исследований в области физики В-мезонов. Проект БАК был утвержден Советом ЦЕРН в 1994 г.

На ускорителе установлено 1232 дипольных магнита, направляющих сгустки заряженных частиц по круговой траектории, а фокусировку пучков обеспечивают 392 квадрупольных магнита. За охлаждение сверхпроводящих магнитов отвечает крупнейшая в мире криогенная установка, обеспечивающая температуру 1.9°K при помощи 96 тонн жидкого гелия. Номинальная энергия столкновений протонных пучков составляет 14 ТэВ, пучков ядер свинца — 5,5 ТэВ, что почти в 30 раз превосходит энергии RHIC (200 ГэВ на нуклон). При номинальной светимости $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ число протон-протонных столкновений в секунду достигнет миллиарда. Некоторые параметры БАК указаны в таблице 2.1.

Таблица 2.1: Параметры БАК.

	pp	$PbPb$	
Энергия на нуклон в каждом пучке	7	2,76	ТэВ
Светимость	10^{34}	10^{27}	$\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$
Период взаимодействия пучков	25	100	нс
Число банчей	2808	592	
Число частиц в банче	$1,15 \times 10^{11}$	$7,0 \times 10^7$	

Схема ускорительного комплекса в ЦЕРН приведена на Рис. 2.1. Пучок частиц в ускорителе разделяется на банчи («сгустки»), между которыми организуется особый

⁴Large Electron-Positron collider (LEP), CERN.

набор временных интервалов в целях синхронизации, калибровки, а также для сброса сигналов с электроники. В номинальном режиме работы в пучке будет находиться до 2808 банчей. Изначально банчи энергией 26 ГэВ формируются в Протонном Синхротроне (PS) с интервалом 25 нс, затем ускоряются в SPS (Super Proton Synchrotron) до 450 ГэВ, и затем подаются в БАК.

Источником протонов является водородный газ. Его разделяют на протоны и электроны, после чего протоны ускоряются в линейном ускорителе LINAC2. Получив в нем начальное ускорение, протоны инжектируются в Протонный Синхротронный бустер (Proton Synchrotron Booster, PSB) и в дальнейшем следуют описанным выше путем.

Источником ядер является твердый свинец, который разогревают до температуры испарения, после чего пар пропускается через электрическое поле, которое частично

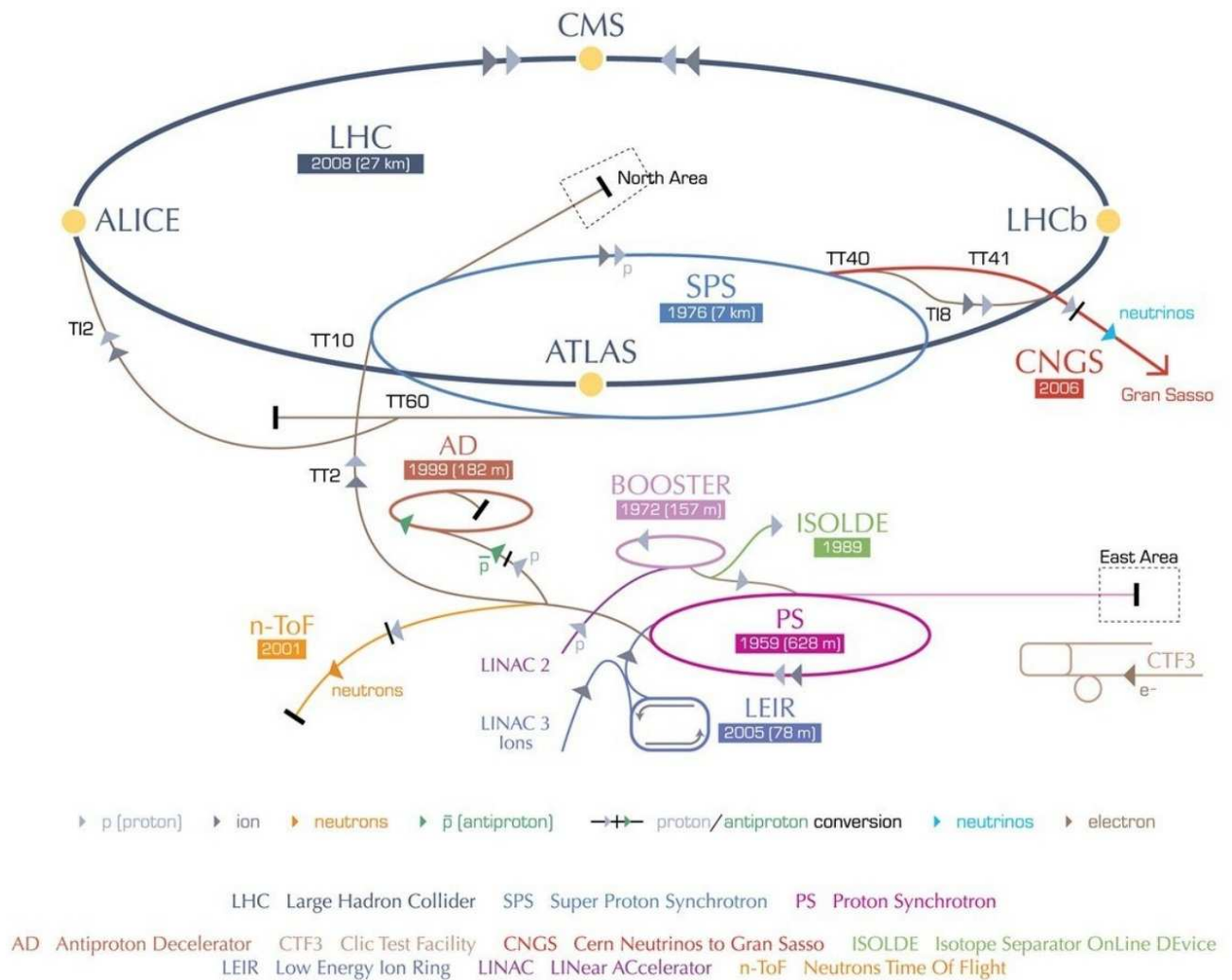


Рис. 2.1: Схематическое изображение ускорительного комплекса в ЦЕРН [41].

ионизирует атомы [42]. Полученные ионы ускоряются с помощью линейного ускорителя LINAC3 и инжектируются в Низкоэнергетическое Ионное кольцо (Low Energy Ion Ring, LEIR). После этого ионы следуют путем, описанным выше. Окончательная ионизация ионов свинца происходит в PS.

В сентябре 2008 г., вскоре после запуска БАК, незадолго до первых планируемых протонных столкновений произошла авария [43], которая вынудила более чем на год остановить работу коллайдера. Причиной аварии послужила некачественная спайка некоторых электрических элементов. Этот дефект привел к нарушению режима сверхпроводимости в обмотке магнитов, испарению жидкого гелия в одном из криостатов и последовавшему взрыву.

Было принято решение о введении коллайдера в строй с пониженной энергией, во избежание новых аварий. БАК начал работу в ноябре 2009 г., и уже 23-го ноября начались первые протонные столкновения при энергии $\sqrt{s}=900$ ГэВ, то есть при энергии инжекции из ускорителя SPS. Позже энергия протонных пучков была увеличена до 7 ТэВ, а в ноябре 2010 г. ускоритель перешел на столкновения ядер свинца с энергией $\sqrt{s}=2.76$ ТэВ. В начале 2011 г. вновь последовали протон-протонные столкновения, энергия которых весной 2012 г. была повышена до 8 ТэВ, а в сентябре того же года состоялся тестовый двухдневный запуск ускорителя и набор данных по столкновениям $p - Pb$ с $\sqrt{s}=5.02$ ТэВ. В январе 2013 г. в режиме $p - Pb$ была накоплена значительная статистика.

В феврале 2013 г. коллайдер был остановлен на плановые работы по модернизации. Начало следующего этапа его работы запланировано на 2015 г., с повышением энергий пучков протонов и ядер до номинальных значений.

Параметры работы БАК при протон-протонных пучках в 2010-2012 гг. приведены в Табл. 2.2. При работе коллайдера в режиме столкновений $Pb - Pb$ в 2011 г. каждый пучок состоял из 358 банчей (с периодом взаимодействия 200 нс) с числом ионов в банче $\sim 1.1 \times 10^8$, обеспечивая частоту столкновений ~ 4 кГц и светимость $5 \times 10^{26} \text{ c}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$.

2.2 Эксперимент ALICE

ALICE является акронимом от «A Large Ion Collider Experiment», что переводится как «Эксперимент на Большом Ионном коллайдере». Как следует из названия, экс-

Таблица 2.2: Параметры работы БАК при протон-протонных пучках в 2010-2012 гг.

	2010	2011	2012
Максимальная энергия на пучок[ТэВ]	0.45	3.5	4
Максимальная светимость [$c^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$]	2.1×10^{32}	3.7×10^{33}	7.7×10^{33}
Период взаимодействия пучков [нс]	150	50	50
Число банчей	368	1380	1380
Число частиц в банче [протонов на банч]	1.2×10^{11}	1.45×10^{11}	1.7×10^{11}

периментальный комплекс ALICE оптимизирован для исследования ядро-ядерных столкновений. При этом детектор работает также с протон-протонными и протон-ядерными соударениями.

Детектор ALICE расположен в «точке №2» (Point 2, P2) в экспериментальном зале туннеля БАК, в котором раньше располагался экспериментальный комплекс L3 предыдущего ускорителя LEP. Соленоидальный магнит эксперимента L3 весом 10000 т, развивающий магнитное поле напряженностью до 0.5 Тл, сейчас используется в ALICE. Магнит окружает центральные детекторы эксперимента. Общий вид экспериментальной установки с указанием названий некоторых ее детекторных систем приведен на Рис. 2.2.

Координатная система эксперимента ALICE определена следующим образом. Ось z направлена вдоль оси пучка, в левую сторону относительно Рис. 2.2. Ось x перпендикулярна z и расположена в горизонтальной плоскости, с положительным направлением в центр кольца ускорителя. Ось y перпендикулярна двум предыдущим и направлена вверх.

2.3 Детекторные системы

В отличие от ATLAS и CMS, детектор ALICE в большой степени ориентирован на регистрацию частиц в области малых и средних поперечных импульсов в условиях высокой множественности (до 8 тыс. частиц на единицу быстроты). При этом, за счет уникальной радиационной прозрачности центральной части установки, ALICE

позволяет регистрировать частицы с поперечными импульсами от 0.15 GeV с определением их сорта, что существенно для детального изучения мягких процессов в ядро-ядерных столкновениях.

Детекторные системы ALICE можно разделить на следующие типы:

1. трекерные системы, позволяющие прослеживать траектории заряженных частиц (ITS, TPC);
2. детекторы множественности заряженных частиц (PMD, FMD, V0);
3. калориметры (T0, ZDC, EMD);
4. детекторы других типов (TRD, TOF, HMPID, PHOS).

Центральные детекторы ALICE (ITS, TPC, TRD, TOF) имеют аксептанс по псевдобыстроте $|\eta| < 0.9$ и 2π по азимутальному углу. В данном диапазоне возможна регистрация поперечных импульсов и определение сортов частиц, а также восстановление вторичных вершин при распадах.

Для исследования дальних корреляций необходимо иметь возможность определять множественность и поперечный импульс частиц в заданных диапазонах псевдобыстроты и азимутального угла в мягкой области p_T .

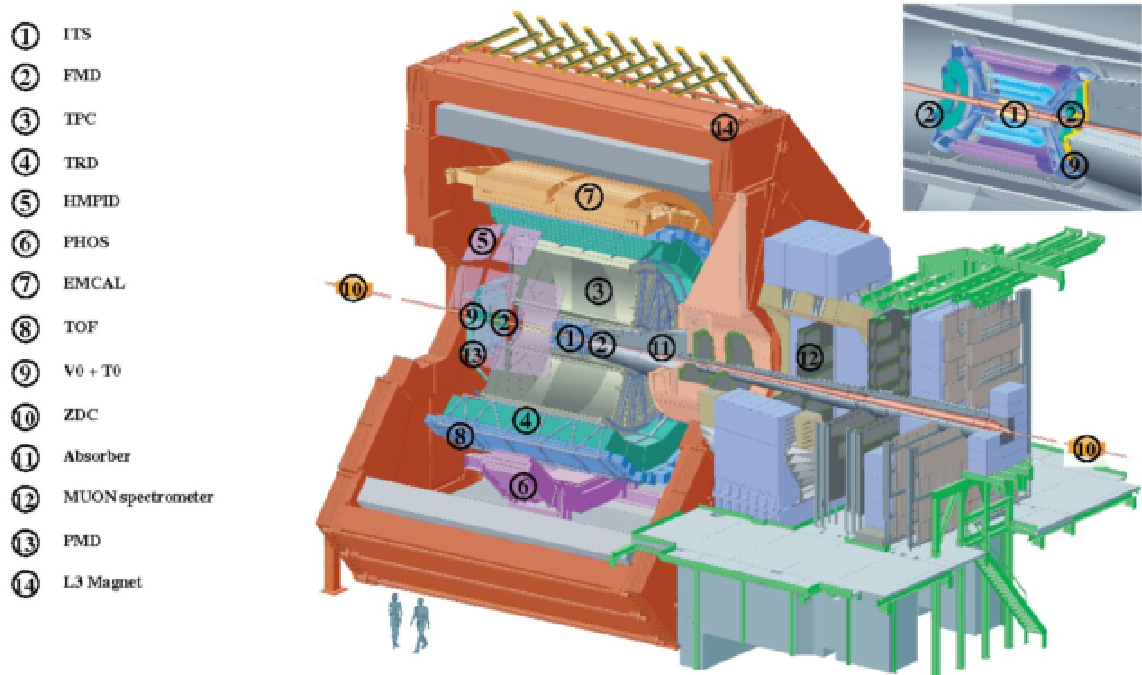


Рис. 2.2: Схематический вид экспериментальной установки ALICE. Две человеческие фигуры показаны для масштаба [44].

В представленной методике обработки экспериментальных данных использована информация времяпроекционной камеры (TPC) и внутренней трековой системы (ITS). Данные детекторы предоставляют необходимую информацию для всех типов корреляционных зависимостей в диапазоне $|\eta| < 0.8$. Для определения центральностей в ядро-ядерных взаимодействиях используется информация из детектора множественности V0.

2.3.1 Внутренняя трековая система (ITS)

ITS включает в себя три подсистемы, каждая из которых состоит из двух слоев [45]. Все они основаны на кремниевых материалах, однако используют разные технологии детектирования сигнала (Рис. 2.3). Системы, входящие в состав ITS:

- кремниевый пиксельный детектор (Silicon Pixel Detector, SPD);
- кремниевый дрейфовый детектор (Silicon Drift Detector, SDD);
- кремниевый микроstriповый детектор (Silicon Strip Detector, SSD).

Детектор SPD является центральной частью внутренней трековой системы ALICE. SPD состоит из двух концентрических слоев пиксельных детекторов, расположенных на радиусах 3.9 и 7.6 см от точки взаимодействия и покрывающих интер-

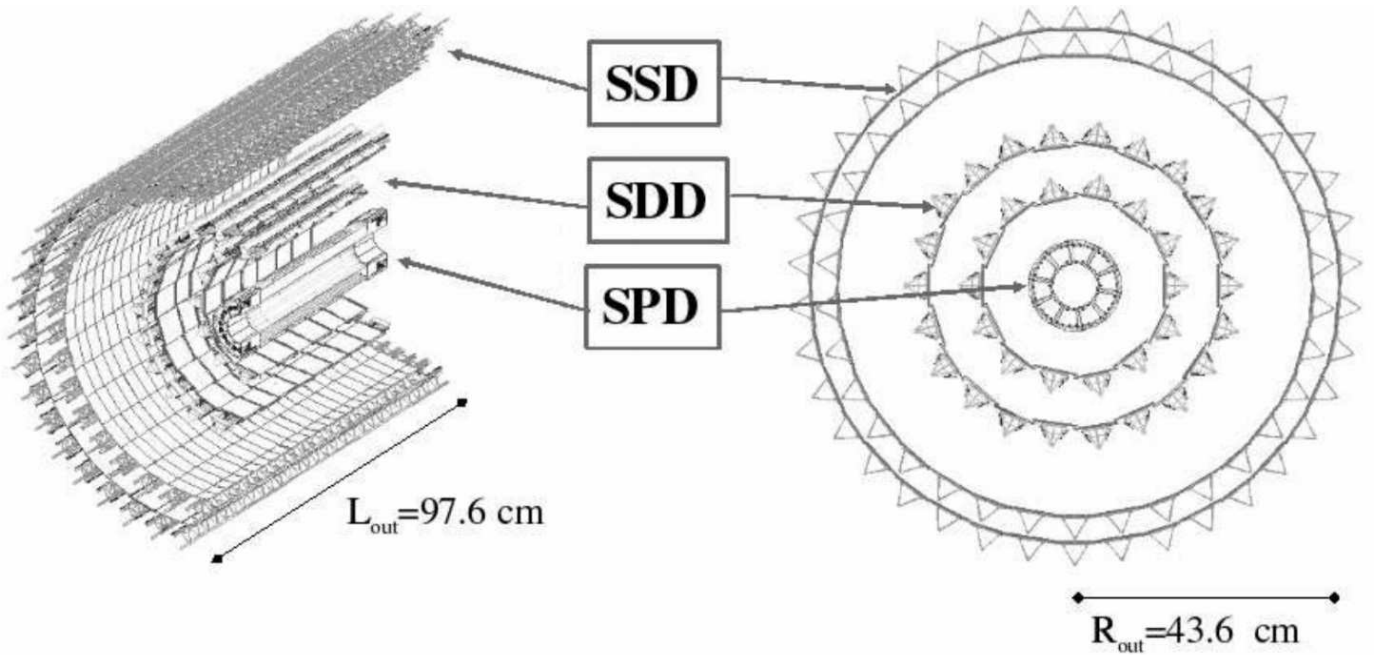


Рис. 2.3: Схема внутренней трековой системы ALICE.

валы псевдобыстрот $|\eta| < 2.0$ и $|\eta| < 1.4$ соответственно. Слои содержат 9.8×10^6 пикселей размером 50×425 мкм², поступающая с SPD информация считывается 1200 чипами электроники. Пространственное разрешение SPD позволяет определять с точностью более 50 мкм первые две точки в треках частиц. При анализе данных по протон-протонным взаимодействиям данные SPD используются при восстановлении первичной вершины взаимодействия и уточнении параметров трека, построенного на основании полученной из TPC информации. Точность пропагации трека в область точки первичного взаимодействия важна для определения принадлежности трека к первичной вершине. SPD также играет важную роль в отборе событий, т.к. сигнал с него является необходимой составляющей для многих триггерных комбинаций.

Детекторы SDD и SSD дают дополнительные точки траекторий частиц. Кроме того, эти системы измеряют также энергетические потери на единицу длины проходимого вещества (dE/dx), давая тем самым дополнительную информацию, используемую при определении сортов частиц.

В 2017-2018 гг. в период общей остановки ускорителя состоится модификация детекторных систем на всех экспериментах БАК. Это касается и ITS эксперимента ALICE. По сути, будет проведена полная замена системы на ее улучшенный аналог. Рассматривается два варианта модернизации: первый предполагает создание семи слоев пиксельных детекторов, во втором варианте 3 внутренних слоя предполагаются пиксельными, 4 внешних – стриповыми [46]. При любом из этих вариантов существенно улучшатся параметры детектирования частиц, в частности, увеличится разрешение по поперечному импульсу p_T и уменьшится нижняя граница его регистрации.

2.3.2 Времяпроекционная камера (TPC)

TPC, являющаяся основным трековым детектором установки ALICE, представляет собой цилиндрическую времяпроекционную камеру, имеющую длину 5 м и внешний радиус 2.8 м [47]. Детектор разделен мембраной на две симметричные части длиной по 2.5 м и заполнен смесью газов $Ne/CO_2/N_2$ общим объемом 90 м³ в пропорции 90/10/5. Между центральной мембраной и торцами детектора прикладывается напряжение 100 кВ, обеспечивающее дрейф атомов газа, ионизированных пролетевшими частицами, к торцам детектора. Регистрация координат и времени дрейфа

ионизированных частиц позволяет восстанавливать трехмерную информацию о треках. ТРС имеет аксептанс по псевдобыстроте $|\eta| < 0.9$ для треков, проходящих через весь радиус камеры, и $|\eta| < 1.5$ для треков, выходящих из зоны детектора на половине максимального радиуса. Детектор ТРС предоставляет основную информацию о поперечных импульсах частиц в ALICE.

2.3.3 Другие детекторные системы

- **Детекторы множественности (Forward Multiplicity Detector, FMD)** измеряют множественность заряженных частиц в передней и задней областях быстрот ($5.03 > \eta > 1.7$ и $-1.7 > \eta > -3.4$) [48].
- **Детекторы множественности V0 (VZERO)** состоят из двух наборов сцинтилляторов с усилителями сигналов (по 32 пластины в каждом наборе), которые установлены в передней (VZERO-A, $2.8 < \eta < 5.1$) и задней (VZERO-C, $-3.7 < \eta < -1.7$) областях псевдобыстрот на расстояниях $z = 340$ см и $z = -90$ см от точки взаимодействия соответственно [48, 49]. Временное разрешение детектора ~ 1 нс, что позволяет отделять столкновения пучков от фоновых событий. V0 дают триггерный сигнал для pp и $Pb-Pb$ столкновений, кроме того, это один из детекторов, по данным которого определяется центральность⁵ в столкновениях $Pb-Pb$.
- **Калориметры нулевого угла (Zero Degree Calorimeter, ZDC)** обеспечивают определение центральности в $PbPb$ столкновениях путем измерения энергии нуклонов-спектаторов (то есть не провзаимодействующих нуклонов) [51]. ZDC состоит из двух наборов адронных калориметров (протонный и нейтронный), расположенных на расстоянии 116 м по обе стороны от точки взаимодействия вблизи оси сталкивающихся пучков, и двух наборов электромагнитных калориметров (ZEM), установленных в 7 м с каждой стороны.

⁵Термин «центральность взаимодействия» отражает степень перекрытия двух ядер, налетающих друг на друга с определенным прицельным параметром. В физике высоких энергий для характеристики центральности столкновения обычно используют два параметра: число парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений N_{coll} и число нуклонов, участвующих во взаимодействии N_{part} . Связь между прицельным параметром, N_{coll} и N_{part} определяется при помощи моделирования методом Монте-Карло на основе формализма Глаубера [49, 50].

- **Детектор времени пролета (Time of Flight, TOF)** состоит из резистивных пластин (Multigap Resistive Plate Chambers, MRPC), покрывающих область, примерно совпадающую с аксептансом TPC, и служат для измерения времени прилета частицы из точки взаимодействия [52]. По времени прилета и информации о длине трека и импульсе возможно определение сорта частицы.
- **Детектор переходного излучения (Transition Radiation Detector, TRD)** расположен в области аксептанса TPC, регистрирует переходное излучение при пересечении заряженной частицей границы между двумя материалами с различной диэлектрической проницаемостью, интенсивность такого излучения примерно пропорциональна γ частицы. TRD используется в ALICE для отделения сигнала электронов от пионного фона, а также как быстрый триггер на частицы с большими p_T [53].
- **Мюонный спектрометр** расположен в интервале псевдобыстрот $4.0 < \eta < 2.5$ [54] и позволяет регистрировать мюоны в интервале $p_T > 4$ ГэВ/с. Основное назначение – изучение тяжелых векторных мезонов в канале $\mu^+\mu^-$.

2.4 Обработка экспериментальных данных ALICE

В этом разделе приведена общая информация о процедуре работы с экспериментальными данными, получаемыми с экспериментальной установки ALICE. Описаны основные триггеры, типы данных, программная платформа эксперимента (AliROOT), монте-карло моделирование отклика установки с помощью GEANT, обработка больших объемов данных в средах PROOF и GRID.

2.4.1 Триггеры и отбор событий

Назначение триггерной системы – принятие решения о записи данного события либо его игнорировании. Триггерный процессор CTP (Central Trigger Processor) принимает сигналы от детекторов (trigger inputs), на их основе принимает решение и раздает команды на дальнейшее считывание либо прекращение считывания события с детекторных систем (trigger signals) [55].

На уровне программного кода каждому записанному событию приписываются имена триггеров, с которыми оно было зарегистрировано. При оффлайн-анализе

данных можно отбирать интересующие события, указывая нужные триггеры (см. табл. 2.3).

Таблица 2.3: Основные типы триггеров в оффлайн-режиме, используемые в эксперименте ALICE.

Название	Обозначение	Описание
минимальное взаимодействие (Minimum Bias, MB)	kMB (MB_{OR})	наличие взаимодействия двух пересекающихся банчей, сигнал хотя бы в одном из двух пиксельных слоев SPD либо в одном из счетчиков VZERO
мюонный (Muon)	kMUON	наличие мюона при условиях kMB
MB без SPD	kCINT5	kMB без требования сигнала в SPD (только VZERO)
только SPD	kINT6	наличие сигнала в SPD

2.4.2 Типы обрабатываемых данных: ESD, AOD, Kinematics

Экспериментальные данные, полученные непосредственно с установки (так называемые «сырые данные» или «RAW data»), обрабатываются алгоритмами реконструкции, выделяющими из сигналов отклика детекторов информацию об отдельных частицах, а также общие данные, относящиеся к данному событию. В результате реконструкции создаются данные, используемые при анализе физики процесса столкновения. Эти данные сохраняются в унифицированном формате Event Summary Data (ESD). ESD включает в себя информацию о реконструированных треках, импульсах и типах частиц, и многие другие данные, используемые при физическом анализе.

В данных типа AOD (Analysis Object Data [56]) содержатся объекты, полученные после физического анализа данных ESD (т.е. после итераций и выборок над треками, вершинами и т.д.). Это могут быть просто результаты фильтрации данных ESD, либо реконструкция более высокого уровня (воссоздание очарованных адронов, струй, фотонов и т.п.). Структура данных AOD такая же, как у ESD.

Данные Kinematics относятся к области моделирования событий и хранят пол-

ную информацию о всех частицах каждого сгенерированного события (типы частиц, импульсы, направления, ссылки на предков и потомков). Как правило, эти данные используются для сравнения с данными реконструкции тех же самых событий, «пропущенных» через установку с помощью GEANT, и получения информации об эффективности и разрешающей способности экспериментальной установки в том или ином типе физического анализа [57].

2.4.3 Платформа AliROOT

Программный комплекс AliROOT [58] является основным компонентом ПО коллаборации ALICE. Данный комплекс разработан для анализа экспериментальных данных и математического моделирования физических процессов. В AliROOT заложены алгоритмы реконструкции, обработки и моделирования экспериментальных данных, а также декларированы форматы, в которых сохраняются экспериментальные и модельные данные.

Код AliROOT объектно-ориентированный, структура классов – модульная, каждый модуль соответствует своей специфической области задач. Большая часть AliROOT написана на языке C++.

2.4.4 Моделирование установки, платформа GEANT

В коллаборации ALICE также разработана методика детального моделирования взаимодействий, получаемых при помощи генераторов событий частиц с детекторами, на основе пакета GEANT3 [59]. Данная методика включает моделирование откликов детекторов, управляющей электроники и триггеров. В результате моделирования для каждого столкновения получается информация, эквивалентная получаемым в эксперименте «сырым данным» (RAW). Данная информация обрабатывается алгоритмами реконструкции, применяемыми для экспериментальных данных, что дает возможность оценки влияния экспериментальных погрешностей ALICE на результаты анализа.

2.4.5 Обработка больших объемов данных, GRID

Объем данных и вычислительных ресурсов, требуемых для обработки экспериментальных данных даже нескольких тысяч $Pb-Pb$ столкновений, не позволяет при обра-

ботке на одном компьютере получить результат даже в течение суток. Использование GRID для распределенного анализа экспериментальных данных является одной из ключевых концепций вычислительной модели ALICE. Эта концепция позволяет значительно ускорить анализ экспериментальных данных за счет распараллеливания, а также избежать копирования всей выборки данных (до нескольких десятков Тб) на локальный компьютер. Вся информация, полученная в результате реконструкции сырых данных, сохраняется распределенно на кластерах, установленных в вычислительных центрах стран-участниц коллаборации. Доступ к этим данным и к данным моделирования протон-протонных и ядро-ядерных столкновений в ALICE возможен только при использовании GRID системы AliEN [60], принятой коллаборацией ALICE.

GRID системы предоставляют доступ к основным вычислительным ресурсам, используемым экспериментами БАК, однако GRID не ориентирован на интерактивную работу. При разработке и отладке новых алгоритмов обработки экспериментальных данных скорость получения конечного результата играет решающую роль. Возможности для такой работы предоставляют специальные кластеры интерактивного анализа, основанные на PROOF. В отличие от обработки данных в GRID, PROOF позволяет предоставить пользователю прозрачный интерфейс доступа к распределенному ресурсу, идентичный интерфейсу локальной обработки, что существенно облегчает разработку логики физического анализа и подбор оптимальных параметров, а главное, позволяет быстро получать с кластера результаты анализа данных.

Глава 3

Методика анализа данных

В данной главе приводится описание процесса обработки данных эксперимента ALICE и методика извлечения из них коэффициентов корреляций. Вводятся наборы быстротных и азимутальных окон, далее рассмотрены детали отбора событий и треков частиц. Для корреляций $n - n$ в протон-протонных столкновениях описаны процедуры введения коррекций и оценки ошибок определения коэффициентов.

3.1 Выбор интервалов псевдобыстрот и азимутальных секторов для измерения корреляций

При изучении дальних корреляций в разнесенных интервалах («окнах») псевдобыстрот и азимутальных углов возможны различные варианты выбора ширин окон и расстояний между ними по обеим координатам η и ϕ . Обозначим *ширины* окон по псевдобыстроте и азимутальному углу $\delta\eta$ и $\delta\phi$ соответственно, а *расстояние* между парой окон назовем η_{gap} — для псевдобыстрот и ϕ_{gap} — для азимутальных углов. Для удобства введем также обозначения для *смещений центров окон* по псевдобыстроте и азимутальному углу: $\eta_{sep.} = \eta_{gap} + \delta\eta$ и $\phi_{sep.} = \phi_{gap} + \delta\phi$, с тем, чтобы совпадающие по η и ϕ окна имели $\eta_{sep.} = 0$, $\phi_{sep.} = 0$ (Рис. 3.1).

Введем также понятие *аксептанса* окна — величину, равную $\delta\eta\delta\phi/2\pi$, которая определяет «площадь» в пространстве η - ϕ , которую охватывает данное окно.

Разбиением пар окон на разные наборы ширин и расстояний достигаются следующие цели:

1. исследование поведения дальних корреляций в зависимости от ширин $\delta\eta$ и $\delta\phi$

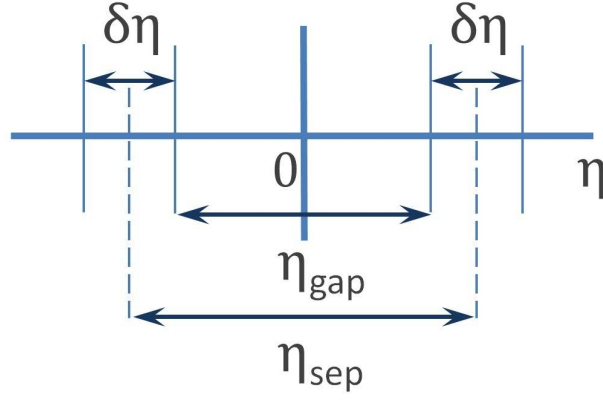


Рис. 3.1: Визуальное представление введенных величин $\delta\eta$, η_{gap} и η_{sep} . Аналогичное представление имеют соответствующие величины для ϕ .

переднего и заднего окон;

2. возможность более детального разрешения коэффициентов корреляции при выборе узких окон.

По псевдобыстроте допустимые границы окон ограничены аксептансом трековых систем установки ALICE, которые дают достаточную для поставленных целей эффективность регистрации частиц в пределах времяпроекционной камеры ТРС ($|\eta| < 0.8$). Ширины окон не должны быть слишком маленькими, для того чтобы набранной в эксперименте статистики было достаточно для построения корреляционных зависимостей.

В табл. 3.1 представлены наборы окон, которые использовались при анализе данных ALICE. Псевдобыстротные окна схематично показаны на Рис. 3.2, азимутальные окна – на Рис. 3.3(a) и 3.3(b).

3.2 Организация программного кода анализа

Описание организации кода анализа данных эксперимента ALICE приведено в разделах 3.8–3.11 диссертации [31]. Ниже приведено краткое описание.

Обработка данных в ALICE осуществляется на базе платформы AliROOT. Сессия обработки начинается с создания экземпляра класса AnalysisManager, к которому можно присоединять задачи (tasks) по обработке событий. Эти задачи представляют собой экземпляры классов – наследников класса AliAnalysisTaskSE, в каждом из

Таблица 3.1: Наборы ширин $\delta\eta$, $\delta\phi$ и расстояний η_{gap} , ϕ_{gap} между окнами, выбранные для анализа дальних корреляций в ALICE. Символ (+) означает, что в набор включены также окна, совпадающие по псевдобыстроте, но не перекрывающиеся по ϕ .

Набор	$\delta\eta$	η_{gap}	Число ϕ -секторов	Тип взаим-я	Схем. рис.
1	0.2 – 0.8	0.0 – 1.4	$0(\delta\phi = 2\pi)$	pp	3.2
2	0.2 – 0.8	0.0 – 1.4	$4(\delta\phi = \pi/2)$	pp	3.2 , 3.3(a)
3	0.2	0.0 – 1.4(+)	$8(\delta\phi = \pi/4)$	pp	3.3(b)
4	0.4	0.0 – 1.2(+)	$8(\delta\phi = \pi/4)$	$Pb-Pb$	3.3(b)
5	0.4	0.0 – 1.2(+)	$16(\delta\phi = \pi/4)$	$Pb-Pb$	
6	0.4	0.0 – 1.2(+)	$16(\delta\phi = \pi/8)$	$Pb-Pb$	
7	1.6	0.0(+)	$16(\delta\phi = \pi/8)$	$Pb-Pb$	

которых пользователем определены операции над событиями, определенные пользователем, и заполняются нужные гистограммы. Каждое событие обрабатывается

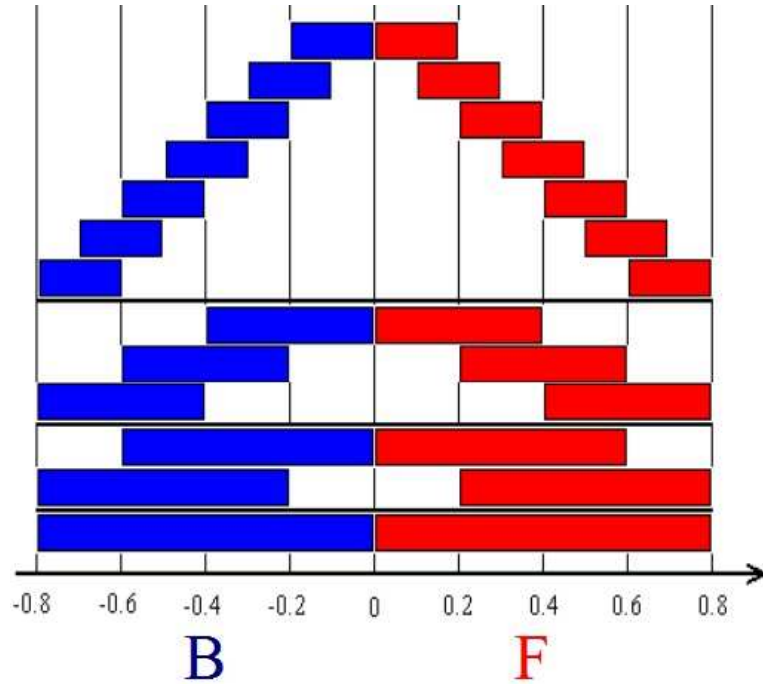


Рис. 3.2: Разбиение пространства псевдобыстрот на окна с разными $\delta\eta$ и η_{gap} (наборы 1 и 2 в табл. 3.1).

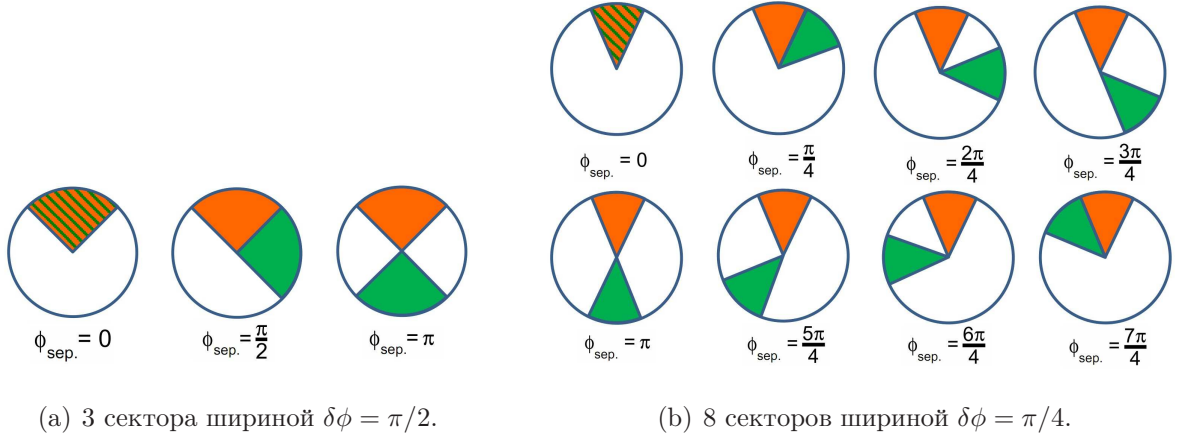


Рис. 3.3: Разбиение азимутального угла на сектора.

последовательно всеми задачами, которые были присоединены к AnalysisManager, причем каждая задача может добавлять в событие собственные структуры данных, которые могут быть использованы следующими в цепочке задачами (т.е. организуется так называемый «поезд анализа», «analysis train»).

Для анализа дальних корреляций используются задачи-экземпляры класса AnalysisTaskLRC, для каждого экземпляра задачи пользователем декларируются наборы пар окон, на каждую пару окон создается экземпляр вспомогательного класса AliLRCProcess. В AnalysisTaskLRC производится заполнение необходимых статистических гистограмм, отбор событий и треков. Если трек удовлетворяет критериям отбора, то его параметры (а именно, η , ϕ , поперечный импульс p_T , заряд) передаются для заполнения гистограмм в экземпляры AliLRCProcess. Именно в экземплярах AliLRCProcess происходит заполнение двумерных корреляционных гистограмм $n - n$, $p_T - n$ и $p_T - p_T$ и других вспомогательных распределений, которые затем поступают на вход библиотеки LRC¹ и интерфейса пользователя AliExtractor (см. Приложение А).

AnalysisManager позволяет запускать анализ в трех режимах: на локальном компьютере, в PROOF и в GRID. При этом не требуется вносить никаких изменений в исполняемый код анализа. Обычно отладка кода проводится в локальном режиме (на выборке $\sim 10^3$ событий), затем отлаженный код анализа может быть запущен на PROOF-кластере (статистика $\sim 10^5 - 10^6$ событий) либо в GRID (статистика $\sim 10^7$ событий и выше).

¹ Библиотека LRC начинала разрабатываться для анализа данных эксперимента NA49 [61].

3.3 Критерии отбора треков и событий

Для анализа протон-протонных и ядро-ядерных столкновений использовались данные, набранные экспериментом ALICE в 2010-2011 гг.

Раном (англ. run) называется период работы детектора с той или иной настройкой его систем, в течение которого производится набор данных. Ран может длиться от нескольких минут до нескольких часов и содержать различное число записанных событий (раны, помеченные как «хорошие», содержат обычно порядка сотен тысяч событий для протон-протонных данных и порядка десятков тысяч – для ядро-ядерных). Каждому рану присваивается уникальный номер, по которому к нему можно обращаться.

Датасетами (англ. dataset) называются наборы ранов, относящиеся к определенному периоду работы детектора (например, датасет «LHC10e», см. ALICE Run Condition Table²).

Использованные в настоящей работе датасеты протон-протонных данных содержат статистику 2 млн событий при энергии $\sqrt{s}=900$ ГэВ, 10 млн при $\sqrt{s}=2.76$ и 6.5 млн при $\sqrt{s}=7$ ТэВ. Обработанные раны ядро-ядерных данных содержат статистику 6 млн при энергии $\sqrt{s}=2.76$ ТэВ. Также были обработаны соответствующие данные симуляции. См. Приложение Г, содержащее подробную информация о проанализированных событиях.

При анализе использовалась информация о треках частиц, реконструированных по данным внутреннего трекера ITS и времяпроекционной камеры TPC. В случае корреляций $n - n$ данные детектора множественности FMD также могут быть использованы для расчетов, однако зашумление этого детектора вторичными частицами усложняет анализ и вынуждает вводить большие коэффициенты коррекции на основе монте-карловского моделирования. Поэтому данные FMD в настоящей работе не используются³.

Отбор событий для анализа производился с использованием MB_{OR}-триггера⁴. При этом в событиях использовались записи Event Summary Data (ESD)⁵. Дополни-

²<http://alimonitor.cern.ch/configuration/>

³В диссертации [62] приведены расчеты и процедуры коррекции для корреляций $n-n$ при энергии pp -столкновений $\sqrt{s}=900$ ГэВ в разнесенных по η окнах с использованием информации из SPD (первого слоя ITS) и FMD, которые, однако, не опубликованы.

⁴ См. описание триггеров в Табл. 2.3 раздела 2.4.1.

⁵ Описание типов данных в ALICE дано в разделе 2.4.2.

тельно требовалось наличие реконструированной вершины в пределах $|Vz| < 7$ см.

Для каждого отобранного события производился перебор всех зарегистрированных частиц, и для анализа отбирались лишь те, которые удовлетворяют определенным критериям на качество реконструкции трека (см. Приложение В). Основные требования к треку – его происхождение из первичной вершины взаимодействия (по критерию максимального приближения DCA⁶) и наличие достаточного числа точек для построения траектории. Эти критерии позволяют отбирать из всего набора реконструированных треков только первичные и отбрасывать вторичные⁷. Зависимость результата от вариаций критериев отбора обсуждается ниже в разделе 3.5.

Выбор диапазона поперечных импульсов p_T частиц осуществляется исходя из двух соображений:

1. выбранная область должна быть интересной с точки зрения исследования дальних корреляций (то есть лежать в «мягкой» области p_T);
2. в этой области детектор должен обеспечивать приемлемую эффективность и разрешение регистрации частиц.

Для анализа был выбран диапазон p_T в пределах от 0.3 до 1.5 ГэВ/с, который удовлетворяет двум этим критериям.

Если трек частицы удовлетворяет критериям отбора и находится в выбранном диапазоне p_T , то далее проверяется его принадлежность к «переднему» либо «заднему» окну для каждой пары окон из набора, то есть попадание в интервалы $\delta\eta_F\text{--}\delta\phi_F$ либо $\delta\eta_B\text{--}\delta\phi_B$, и производится заполнение соответствующих гистограмм.

На Рис. 3.4 приведены распределения множественности рожденных заряженных частиц в столкновениях протонов при энергии $\sqrt{s}=7$ ТэВ для реальных данных и для генератора PYTHIA. В случае генератора после «пропускания» сгенерированных событий через установку (с помощью GEANT) множественность падает, отражая тем самым неэффективности детекторных систем (в выбранном диапазоне p_T эффективность регистрации заряженных частиц составляет около 88%). Если бы генератор

⁶DCA – distance of the closest approach.

⁷Первичными считаются частицы, являющиеся финальным результатом начального столкновения после учета их перерасеяния и распада, за исключением слабых распадов странных частиц.

Вторичными считаются частицы, рожденные в результате слабых распадов первичных частиц, а также вследствие взаимодействия первичных и вторичных частиц с материалом установки.

был настроен точно, эта множественность совпала бы с наблюдаемой в эксперименте, однако при данной настройке PYTHIA (Perugia0) дает значения, расходящиеся с экспериментальными. Тем не менее, это расхождение не оказывает заметного влияния на результаты процедур коррекции (см. раздел 3.5), так как в одной из них используется лишь *отношение* средних множественностей до и после пропускания через установку, в другой — соответствующее отношение коэффициентов корреляции.

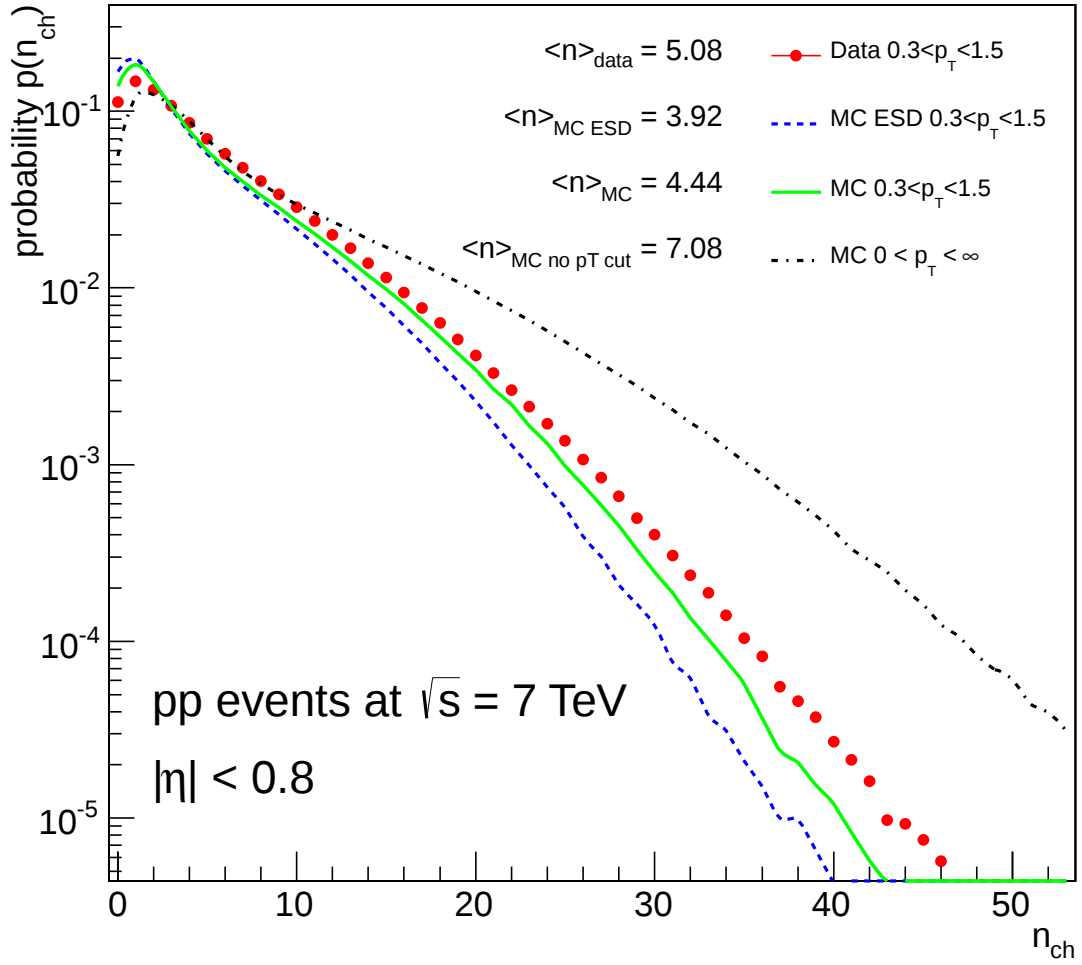


Рис. 3.4: Распределение множественности заряженных частиц в области поперечного импульса p_T от 0.3 до 1.5 ГэВ/с для pp -столкновений с энергией $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Показаны точки, соответствующие экспериментальным данным (красные заполненные кружки), и распределения из генератора PYTHIA (настройка Perugia0) до и после учета влияния установки («MC» и «MC ESD» соответственно). Для сравнения также приведено распределение множественности из генератора без наложения ограничений по p_T (серая точечно-пунктирная линия).

3.4 Процедура извлечения коэффициентов дальних корреляций

Корреляции $n - n$ характеризуются коэффициентом b_{corr} , который может быть получен линейным фитированием (1.4) (см. раздел 1.1) зависимости средней множественности $\langle n_B \rangle$ в заднем окне от множественности n_F в переднем [27].

Линейность такой зависимости соблюдается с высокой точностью. Приложение Б содержит примеры гистограмм распределений множественностей в окнах, графически показаны процедуры регрессии и линейного фитирования полученных зависимостей.

Альтернативное определение коэффициента корреляции b_{corr} возможно прямым вычислением соответствующего коррелятора [36]:

$$b_{corr} = \frac{\langle n_B n_F \rangle - \langle n_B \rangle \langle n_F \rangle}{\langle n_F^2 \rangle - \langle n_F \rangle^2}. \quad (3.1)$$

В случае линейности корреляционной функции определения (1.4) и (3.1) совпадают. Для проверки этого утверждения коэффициенты b_{corr} были рассчитаны двумя методами для нескольких разнесенных по псевдобыстроте окон шириной $\delta\eta = 0.2$ при $\sqrt{s}=7$ ТэВ, и было получено совпадение в пределах погрешностей (см. Рис. 3.5). На этом и на дальнейших рисунках для каждой точки линии с засечками соответствуют ошибке линейного фитирования корреляционных распределений (т.к. линейная функция является приближением). Статистические ошибки малы.

Вычисления и результаты данной работы представлены для коэффициентов b_{corr}^{rel} , однако, как было показано в разделе 1.1, в случае равных размеров переднего и заднего окон «абсолютный» и «относительный» коэффициенты совпадают ($b_{corr}^{rel} = b_{corr}$), поэтому в дальнейшем для этих коэффициентов будет использоваться общее обозначение b_{corr} , если специально не оговорено иное.

Все расчеты, необходимые для определения коэффициентов корреляций, выполняются с помощью функционала библиотеки LRC и интерактивного средства работы с данными AliExtractor.

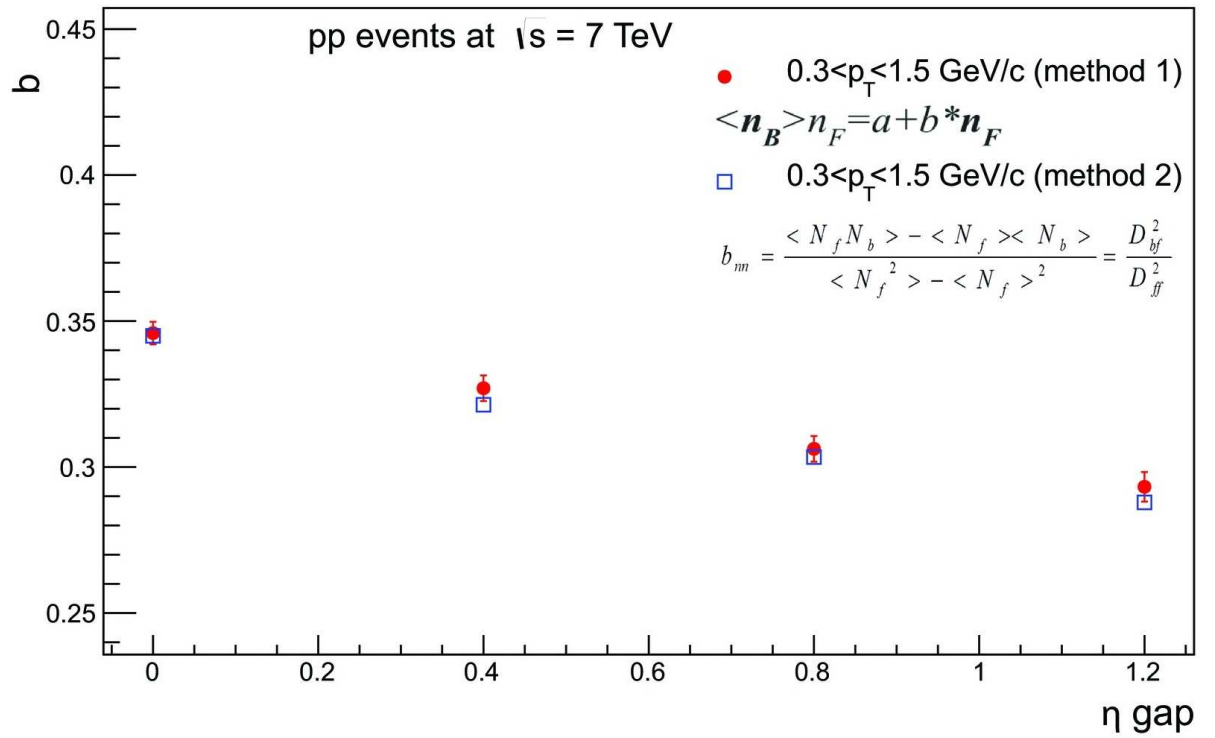


Рис. 3.5: Сравнение значений коэффициентов, полученных двумя методами согласно определениям (1.4) и (3.1) для разнесенных по псевдобыстроте окон шириной $\delta\eta = 0.2$ при $\sqrt{s}=7$ ТэВ [63].

3.5 Процедуры коррекции

Полученные коэффициенты подвергаются процедурам коррекции, то есть расчетам истинных значений коэффициентов путем исключения влияния неэффективностей установки. В данной работе коррекции были применены к коэффициентам корреляций $n - n$ для протон-протонных столкновений, коррекции коэффициентов корреляций других типов требуют отдельных детальных исследований (особенно это относится к коррекциям поперечных импульсов).

Коррекции коэффициентов корреляций множественности b_{corr} проводятся с применением *трех* относительно независимых процедур, применяемых для каждой пары окон.

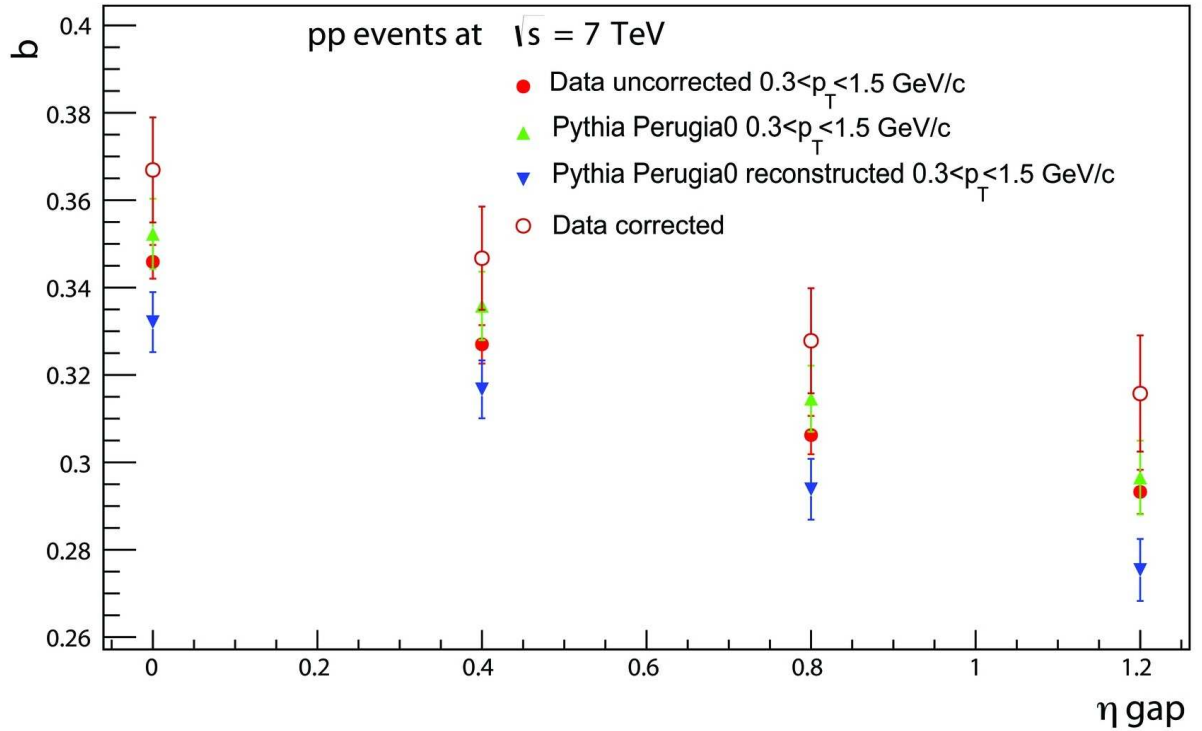


Рис. 3.6: Процедура коррекции с помощью Монте-карло коэффициентов. Показаны коэффициенты b_{corr} для разнесенных по псевдобыстроте окон шириной $\delta\eta = 0.2$ при $\sqrt{s}=7$ ТэВ, полученные из анализа реальных данных, данных генератора PYTHIA (настройка Perugia0) до и после учета влияния установки (т.е. после реконструкции, «reconstructed»), а также скорректированные согласно выражению (3.2) значения коэффициентов («Data corrected») [63]. Ошибки для точек соответствуют отклонениям корреляционной функции от линейности.

1. В первой процедуре полученный экспериментальный коэффициент умножается на отношение значений коэффициентов, полученных из монте-карловского моделирования: в числителе находится коэффициент корреляции «до» прохождения частицами через установку, в знаменателе – «после», то есть на основании симуляции отклика детектора и с применением тех же критериев отбора, что и при анализе реальных событий:

$$b_{corr} = \frac{b_{corr.}^{MC}}{b_{corr.}^{MCdetector}} \cdot b_{corr.}^{experim.} \quad (3.2)$$

Путем повторения этой процедуры для разных критериев отбора треков и событий (см. подробнее [Приложение В](#)) определяется множество скорректированных коэффициентов b_{corr} . Для коррекций использовались симуляции на основе генераторов PYTHIA Perugia-0 и RHOJET. Пример коррекции коэффициента b_{corr} для нескольких разнесенных по псевдобыстроте окон шириной $\delta\eta = 0.2$ с применением одного из наборов критериев отбора приведен на Рис. 3.6, где коэффициенты, входящие в выражение (3.2), рассчитаны по реальным данным и по данным генератора PYTHIA.

2. Вторая процедура коррекции заключается в следующем: путем применения тех же вариации критериев отбора треков и событий для каждой пары окон извлекается набор коэффициентов корреляции, а также набор соответствующих средних множественностей $\langle n_F \rangle$ в «переднем» псевдобыстротно-азимутальном окне. Эти значения откладываются на графике (см. пример для одной пары окон на Рис. 3.7, разными маркерами обозначены разные варианты отбора треков и событий), к полученному набору точек применяется линейное фитирование. После этого, с использованием известных из монте-карловского моделирования (PYTHIA Perugia-0 и RHOJET) «истинных» значений множественности $\langle n_F \rangle$, производится коррекция $\langle n_F \rangle$ для каждой экспериментальной точки:

$$\langle n_F \rangle_{corrected} = \frac{\langle n_F \rangle_{MC}}{\langle n_F \rangle_{MCdetector}} \langle n_F \rangle_{experim.} \quad (3.3)$$

Полученные скорректированные значения $\langle n_F \rangle$ затем проецируются на прямую, полученную ранее при фитировании, и определяют соответствующие скорректированные значения коэффициентов, а также задают коридоры ошибок.

3. В третьей процедуре коррекциям подвергаются непосредственно величины $\langle n_B n_F \rangle$, $\langle n_B \rangle$, $\langle n_F \rangle$ и $\langle n_F^2 \rangle$. Корректирующий фактор для каждой из этих величин определяется с помощью монте-карловского моделирования как отношение значений «измеренное»/«истинное», т.е. значение с учетом влияния установки к значению, полученному непосредственно в генераторе событий (использовались RUTHIA Perugia-0 и RHOJET). Скорректированные значения подставляются непосредственно в (3.1) для расчета b_{corr} .

Таким образом, описанные процедуры для каждой пары окон дают расположенный в некотором диапазоне набор значений коэффициента. Процедуры коррекции применяются ко всем парам окон, выбранным для анализа.

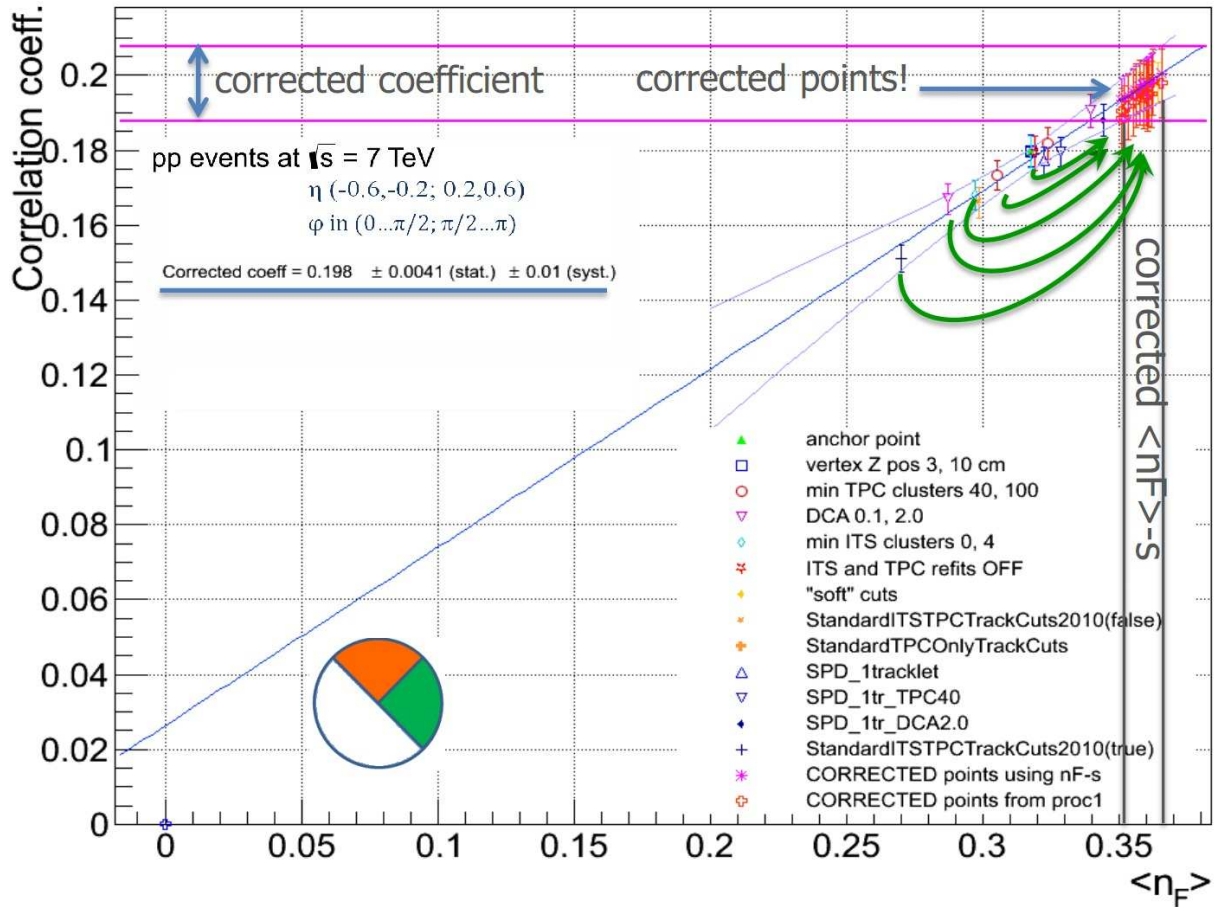


Рис. 3.7: Вторая процедура коррекции и оценки систематических погрешностей для коэффициента корреляции $n - n$ (pp , $\sqrt{s} = 7$ ТэВ). Для примера взяты интервалы по η $(-0.6; -0.2)$ в заднем окне и $(0.2; 0.6)$ в переднем, по ϕ $(0; \pi/2) - (\pi/2; \pi)$. Коррекция на основе данных RUTHIA (настройка Perugia-0).

3.6 Оценка систематических погрешностей

Влияние выбора параметров отбора на значения коэффициентов корреляции b_{corr} было оценено с помощью: (1) вариации базовых критериев отбора треков и событий (путем изменения условий на положение вершины, значений DCA для треков, выбора разных сценариев построения траектории (см. Приложение В, таблицу 6.1), (2) анализа событий с большим pile-up⁸), (3) рассмотрения различных методов расчета и коррекций b_{corr} . В каждой паре окон для каждого набора критериев были определены множественности и коэффициенты корреляции. Соответствующий анализ был проведен также и с данными моделирования. Таким образом, после процедур коррекций, описанных в предыдущем разделе 3.5, для каждой экспериментальной точки были получены значения b_{corr} , лежащие в некотором диапазоне.

Все критерии отбора в соответствии с их типом были разбиты на следующие группы: вариации требований на число ITS кластеров, число TPC кластеров, вариации DCA треков, z-положения вершины и др. Стандартное отклонение значений b_{corr} от "базового" было найдено внутри каждой группы. Итоговая ошибка определена как квадратный корень из суммы квадратов этих отклонений. Эффект от pile-up дает отклонения значений коэффициентов на уровне 1% и включен в погрешность. Ошибка метода определяется для каждой точки как стандартное отклонение от среднего между скорректированными по трем процедурам коррекций значениями b_{corr} .

При учете всех вкладов, итоговые ошибки для b_{corr} в разнесенных η -окнах составили 3.5 - 4.5 %, 2.8 - 4.2 % и 2 - 3% при $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ и 7 ТэВ соответственно. Статистические ошибки малы и на рисунках находятся обычно в пределах размеров маркеров. Вклад каждого типа неопределенностей для каждой пары окон с $\delta\eta=0.2$ приведен в Табл. 3.2. Анализ корреляций множественности в η - ϕ окнах дает такой же порядок ошибок для b_{corr} .

⁸ Величина pile-up обозначается символом μ и определяется как среднее число видимых pp -взаимодействий на одно пересечение банчей. Например, согласно Run Condition Table эксперимента ALICE, одно из самых больших значений μ в ранах pp 2010 г. при $\sqrt{s}=7$ ТэВ равно 0.38, в то же время типичное значение μ – порядка 0.07.

Таблица 3.2: Источники систематических ошибок и их вклады (в %) для измеренных значений b_{corr} в разнесенных по η окнах шириной $\delta\eta=0.2$. Ошибки показаны в формате [минимальное значение – максимальное значение] для каждой пары окон при каждой энергии.

Тип	0.9 ТэВ	2.76 ТэВ	7 ТэВ
TPC кластеры	0.5-3.0	0.01-0.13	0.2-0.7
ITS кластеры	0.6-1.9	–	0.15-1.4
DCA	3.0-4.0	0.98-1.8	0.1-0.98
z-положение вершины	0.2-1.1	0.016-1.0	0.015-0.7
Метод	2.5-4.0	2.2-4.2	1.6-2.8
Pile-up	<1	<1	<1
Итоговая	3.4-4.5	2.8-4.2	2.0-3.0

Глава 4

Топология корреляций множественности в протон-протонных столкновениях

Первые результаты по корреляциям трех типов на основе анализа данных эксперимента ALICE в столкновениях pp для $\sqrt{s}=900$ ГэВ были представлены в диссертации [31].

В этой главе представлены полученные экспериментальные данные по коэффициентам b_{corr} корреляции множественности ($n-n$ корреляции), полученные согласно методике, изложенной в Главе 3, для различных наборов быстро-азимутальных окон в протон-протонных столкновениях для нескольких значений энергии сталкивающихся пучков. Введено понятие *топологии* дальних корреляций, то есть представления данных в виде трехмерного рисунка, содержащего зависимость b_{corr} от положения окон по псевдобыстроте и азимутальному углу.

4.1 Корреляции множественности в окнах, разнесенных по псевдобыстроте

На Рис. 4.1 приведены экспериментальные значения b_{corr} для трех энергий протон-протонных столкновений $\sqrt{s}=900$ ГэВ, 2.76 и 7 ТэВ для пар окон, разнесенных по псевдобыстроте без разбиения азимутального угла на сектора. Зависимость b_{corr} от ширины $\delta\eta$ псевдобыстротных окон показана на Рис. 4.2 (для симметричных отно-

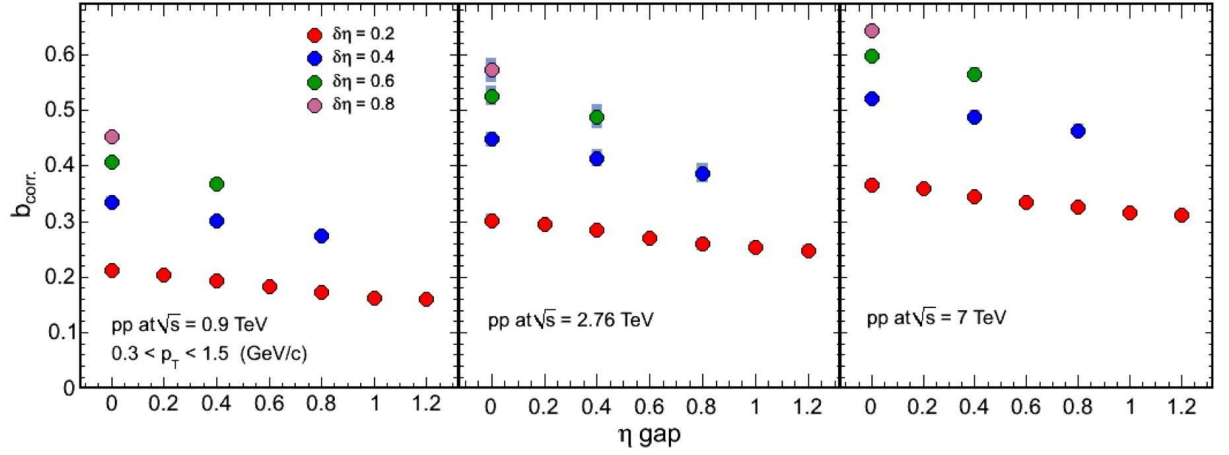


Рис. 4.1: b_{corr} в событиях pp для различных ширин окон $\delta\eta$ (показаны цветом) и зазоров η_{gap} между ними (полные по азимутальному углу окна, см. набор 1 из табл. 3.1), для энергий $\sqrt{s} = 900$ ГэВ, 2.76 и 7 ТэВ [63, 64].

сительно $\eta=0$ окон с зазором $\eta_{gap}=0$), также приведены соответствующие данные расчетов в генераторах событий¹.

Исходя из этих рисунков, можно сделать следующие заключения:

1. b_{corr} несколько падают при увеличении псевдобыстротного зазора между окнами фиксированной ширины ($\delta\eta=0.2$), оставаясь значительными даже при максимальном зазоре $\eta_{gap}=1.2$.
2. При увеличении ширины псевдобыстротных окон значения b_{corr} растут нелинейным образом.
3. Корреляции растут с увеличением энергии протон-протонных пучков с $\sqrt{s} = 900$ ГэВ до 7 ТэВ.

Большие значения b_{corr} и сильная зависимость от энергии были получены ранее коллаборацией UA5 [27], а также коллаборацией ATLAS [30]. Однако, как видно из Рис. 4.2, зависимость b_{corr} от ширины псевдобыстротного окна нелинейна, и это усложняет сравнение коэффициентов корреляции, полученных в различных экспериментальных условиях.

Приложение Д содержит обсуждение независимости корреляций множественности от ширины заднего окна при фиксированной ширине переднего.

¹ Систематические погрешности на Рис. 4.1 и 4.2 для большинства точек порядка размеров маркеров.

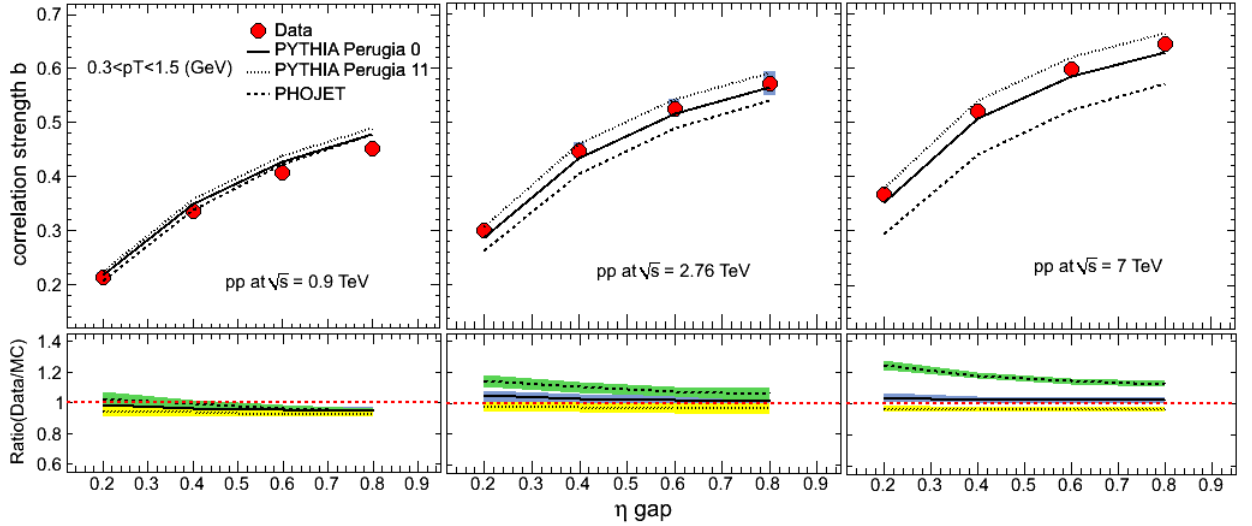


Рис. 4.2: b_{corr} как функция ширины окон $\delta\eta$ с зазором между окнами $\eta=0$, в столкновениях pp при энергиях (а) $\sqrt{s}=0.9$, (б) 2.76 и (с) 7 ТэВ. Также показаны расчеты в генераторах PYTHIA Perugia0 (сплошная линия), Perugia2011 (точечная линия) и PHOJET (пунктирная линия). Нижние панели рисунка показывают отношение экспериментальных значений b_{corr} к рассчитанным в генераторах.

4.2 Корреляции множественности в окнах, разнесенных по псевдобыстроте и по азимутальному углу

Введение дополнительного разбиения псевдобыстротных окон на азимутальные сектора является естественным расширением исследования в азимутальную область. В Табл. 3.1 предыдущего раздела приведены разбиения окон на наборы $\delta\eta$ - $\delta\phi$, которые схематично отражены на Рис. 3.3(a) (секторы шириной $\delta\phi=\pi/2$) и 3.3(b) (секторы шириной $\delta\phi=\pi/4$).

4.2.1 Разбиение азимутального угла на сектора шириной $\pi/2$

Расчет b_{corr} был проведен для двух значений энергии 900 ГэВ и 7 ТэВ в событиях pp при разбиении угла на четыре сектора для разных ширин $\delta\eta$ и зазоров η_{gap} и ϕ_{sep} . (см. набор 2 в табл. 3.1).

На Рис. 4.3 приведены рассчитанные значения b_{corr} для энергии $\sqrt{s}=900$ ГэВ. В дополнение к замеченным выше в разделе 4.1 тенденциям добавляется новый факт:

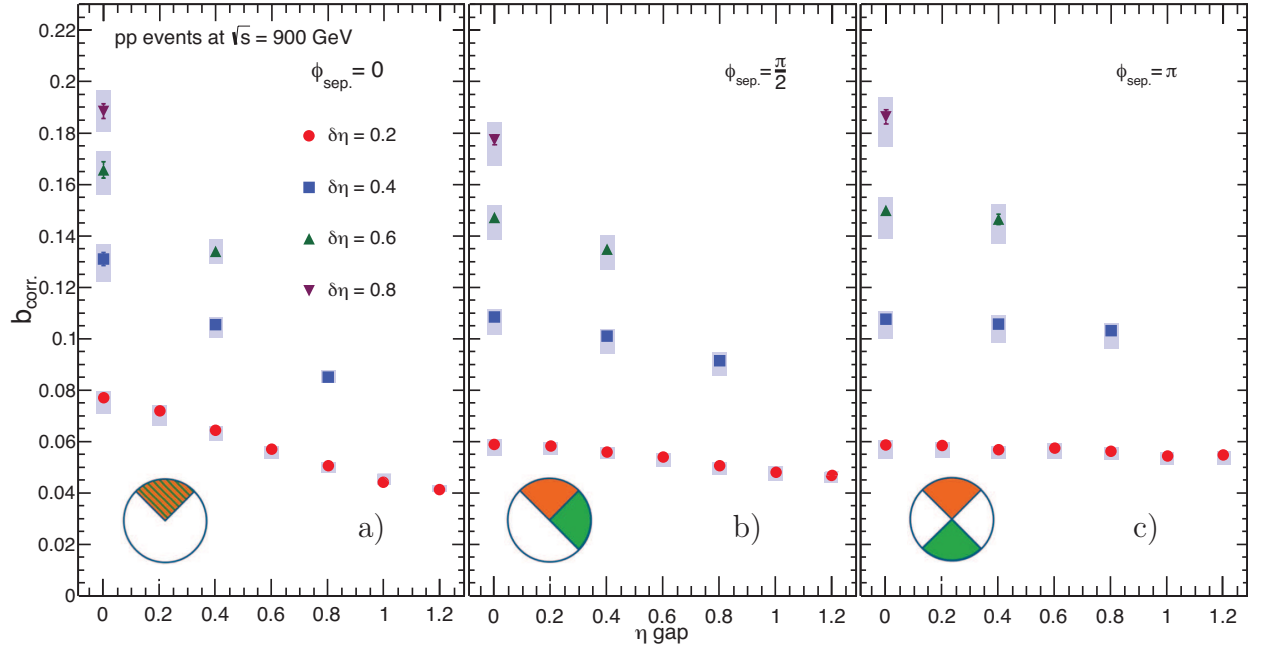


Рис. 4.3: Корреляции $n - n$ в событиях pp при энергии $\sqrt{s} = 900$ ГэВ для η - ϕ интервалов из набора 2 (табл. 3.1), для которых $\phi = \frac{\pi}{2}$, а относительный сдвиг $\phi_{sep.}$ равен (слева направо) $0, \frac{\pi}{2}, \pi$.

в *противоположных* по ϕ окнах корреляции не изменяются при разнесении окон по псевдобыстроте, по крайней мере, в пределах исследуемой области $|\eta| < 0.8$. В *со-направленных* же по ϕ окнах наблюдается падение b_{corr} с ростом псевдобыстротного зазора между окнами, как и ранее для полных по азимуту окон (Рис. 4.2). Случай *перпендикулярных* окон ($\phi_{sep.} = \pi/2$) занимает промежуточное положение между ниспадающей кривой и плоским плато.

На аналогичном Рис. 4.4 для энергии протонов $\sqrt{s} = 7$ ТэВ обнаруживаются такие же детали поведения.

4.2.2 Разбиение азимутального угла на секторы шириной $\pi/4$

При увеличении числа азимутальных секторов до восьми (при $\delta\eta = 0.2$, набор 3 в табл. 3.1) еще более тонко разрешается поведение корреляций по ϕ -координате. Такой расчет был проведен для двух значений энергии 900 ГэВ и 7 ТэВ (Рис. 4.5 и 4.6 соответственно). На рисунках также приводятся линии для расчетов в генераторах PYTHIA и PHOJET, в нижней части рисунка даны отношения экспериментальных значений коэффициентов к рассчитанным через генераторы.

На Рис. 4.5, 4.6 для обеих энергий в η - ϕ окнах с $\phi_{sep.} > \pi/2$ можно видеть практи-

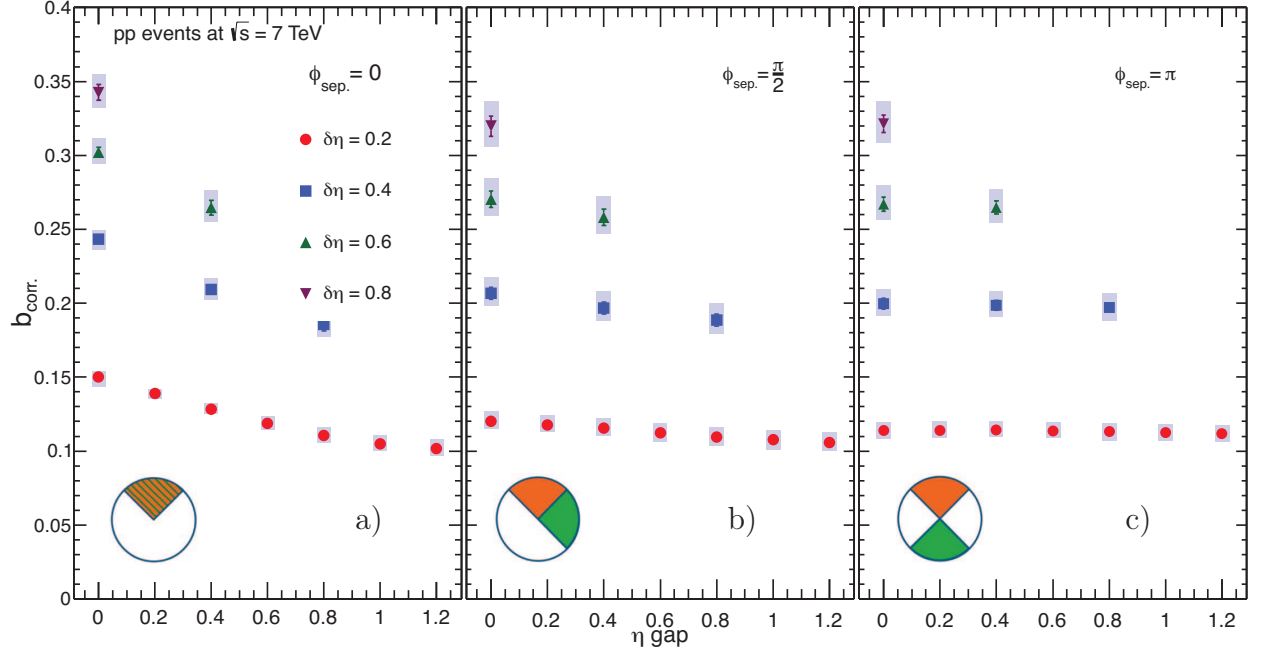


Рис. 4.4: То же, что Рис. 4.3, для энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

чески плоское поведение b_{corr} в зависимости от $\eta_{sep.}$ («плато»). В области $\phi_{sep.} < \pi/2$ вклад ближних корреляций сосредоточен в диапазоне одной единицы псевдобыстро-

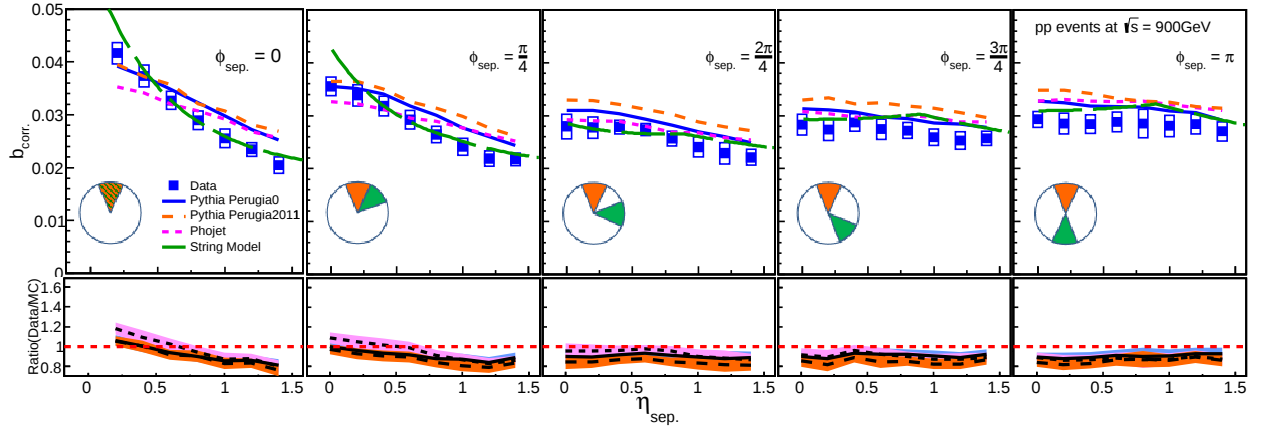


Рис. 4.5: b_{corr} в событиях pp при энергии $\sqrt{s} = 900$ ГэВ для η - ϕ интервалов из набора 3 (табл. 3.1), для которых $\delta\eta = 0.2$ и $\delta\phi = \frac{\pi}{4}$, с делением на восемь угловых секторов [64]. Показаны значения при (а) $\phi_{sep} = 0^\circ$, (b) $\phi_{sep} = 45^\circ$, (с) $\phi_{sep} = 90^\circ$, (d) $\phi_{sep} = 135^\circ$ и (е) $\phi_{sep} = 180^\circ$. Также приведены результаты моделирования в генераторах РУТНIA Perugia0 (сплошная линия), Perugia2011 (оранжевый пунктир), РНОJЕТ (розовый мелкий пунктир), а также расчеты по струнной модели [1] (зеленые линии). Нижние панели показывают отношение экспериментальных значений b_{corr} к рассчитанным в генераторах.

ты и практически не меняется с ростом энергии от 900 ГэВ до 7 ТэВ, в то время как уровень плато значительно возрастает.

4.2.3 3D-представление корреляций множественности

Для наглядности полученные экспериментальные результаты представлены также в «трехмерном» виде на Рис. 4.7(a) и 4.7(b) («топология» корреляций множественности).

Построение выполнено с использованием тех же экспериментальных точек, что и на Рис. 4.5, 4.6, с включением дополнительных точек для $\phi_{sep.} = 225^\circ, 270^\circ$ и 315° . При построении значение b_{corr} в точке $(\eta_{sep.}, \phi_{sep.}) = (0, 0)$, которое равно 1 по построению, заменено на ближайшее максимальное.

Связь корреляций множественности с методикой ди-адронного анализа обсуждается в работе [65].

4.3 Результаты анализа корреляций множественности в столкновениях pp

Корреляций множественности были измерены в эксперименте ALICE в pp столкновениях типа minimum bias для трех значений энергии $\sqrt{s} = 900$ ГэВ, 2.76 и 7 ТэВ, в разнесенных по псевдобыстроте окнах с различными зазорами η_{gap} и ширинами $\delta\eta$. Максимальная ширина зазора по псевдобыстроте составила $\eta_{gap} = 1.2$. Также впервые измерение корреляций было проведено для азимутальных секторов, выбранных

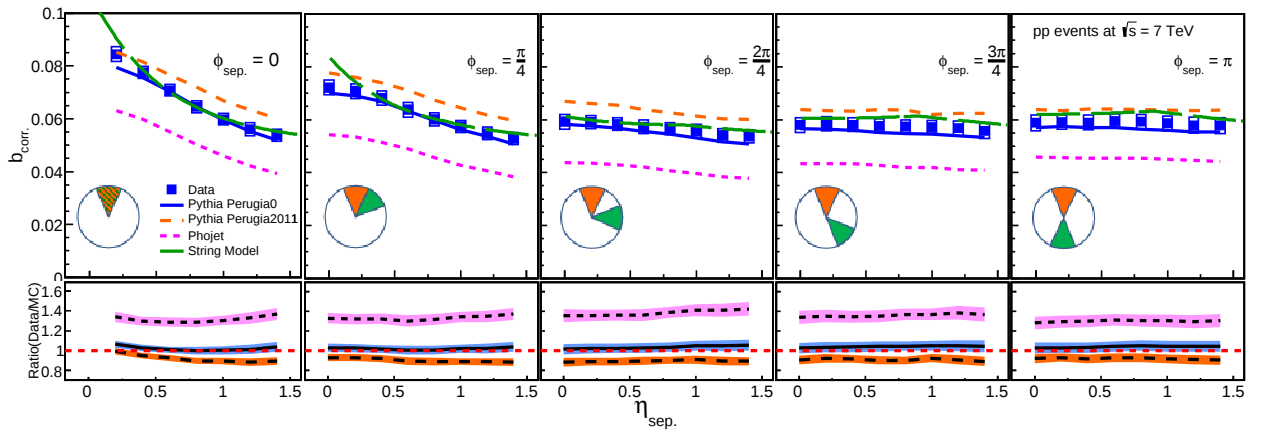
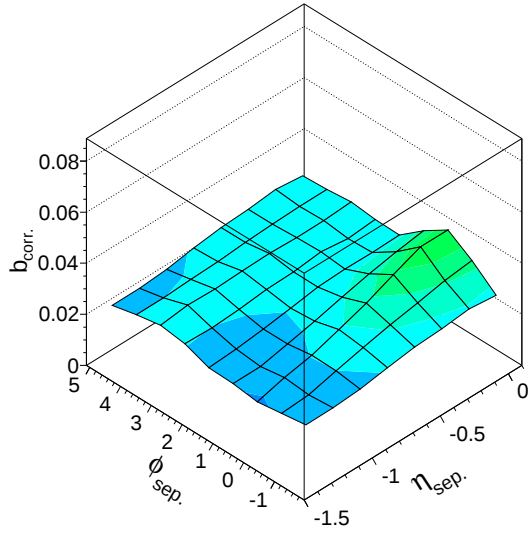
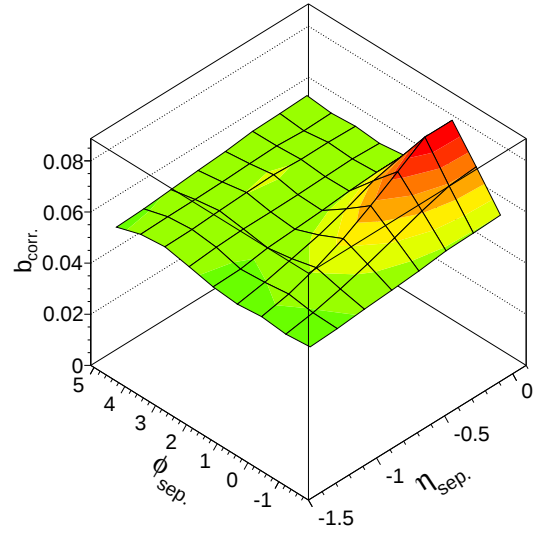


Рис. 4.6: То же, что Рис. 4.5, для энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [64].



(a) $\sqrt{s} = 900$ ГэВ.



(b) $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

Рис. 4.7: «Топология» корреляций $n - n$ в событиях pp , ширина окон по псевдобыстроте $\delta\eta = 0.2$, ширина окон по углу $\delta\phi = \frac{\pi}{4}$ [64].

в этих псевдобыстротных окнах.

Наблюдается рост коэффициента с энергией от $\sqrt{s} = 900$ ГэВ до 7 ТэВ, его незначительное уменьшение с ростом зазора между окнами по псевдобыстроте и нелинейный рост с увеличением ширины окон. Введение разбиения окон на азимутальные секторы позволяет различить вклад ближних корреляций в значение коэффициента и общее «плато», имеющее значительную величину при всех $\eta_{sep.}$ и $\phi_{sep.}$.

Глава 5

Сравнение экспериментальных данных по корреляциям множественности в pp —столкновениях с расчетами в генераторах и моделях

В начале главы обсуждается поведение коэффициента b_{corr} для корреляций типа $n - n$ при обработке данных, смоделированных в генераторах PYTHIA и PHOJET, обсуждаются соответствия и расхождения с поведением, наблюдаемым в эксперименте ALICE. Далее приводится качественная интерпретация и количественное описание данных на основе модели независимых источников, предлагающей последовательное описание наблюдаемой в эксперименте картины. В конце главы описывается монтекарловская «игрушечная модель», построенная на простых предположениях модели независимых источников и качественно описывающая поведение коэффициентов корреляции, наблюдаемое в эксперименте.

5.1 Сравнение с расчетами на основе данных из генераторов PYTHIA6 и PHOJET

Полученные экспериментально коэффициенты корреляции $n - n$ после процедур коррекции могут быть сравнены с коэффициентами, рассчитанными на основе данных генераторов событий PYTHIA и PHOJET. Сравнение зависимостей коэффициентов

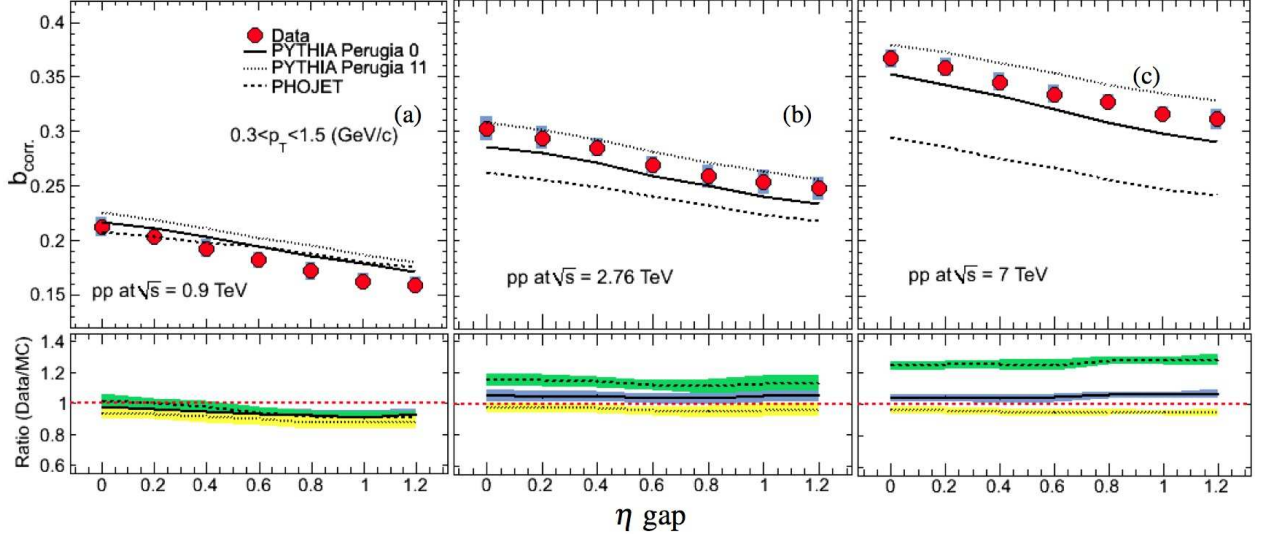


Рис. 5.1: Зависимость коэффициента корреляции $n - n$ в окнах шириной $\delta\eta = 0.2$ от зазора η_{gap} между ними (экспериментальные данные, а также данные по генераторам PYTHIA (настройка Perugia0) и PHOJET), в событиях pp для энергий $\sqrt{s} = 900$ ГэВ, 2.76 и 7 ТэВ [63, 64].

от η_{gap} в полных азимутальных секторах приведено на Рис. 5.1 для трех значений энергии. Для PYTHIA результаты находятся в качественном и количественном соответствии с экспериментальными. Согласие на уровне 10% наблюдается и для случая разделения на азимутальные сектора (см. результаты для 8 секторов на Рис. 4.5 и 4.6 предыдущей главы для двух энергий $\sqrt{s} = 900$ ГэВ и 7 ТэВ).

Расчеты коэффициентов по данным PHOJET демонстрируют большее расхождение с экспериментом (см. те же рисунки), причем если для энергии $\sqrt{s} = 900$ ГэВ значения лежат выше экспериментальных точек (особенно для больших η_{gap}), то для остальных энергий они лежат значительно ниже экспериментальных. Объяснение такого поведения b_{corr} в PHOJET можно найти в [66], где указывается на предусмотренное моделью генератора некое насыщение корреляций при энергии $\sqrt{s}$ порядка 1.8 ТэВ.

Последний эффект хорошо демонстрируется на Рис. 5.2 и 5.3, на которых показаны коэффициенты b_{corr} , приведенные к средней множественности в переднем окне $\langle n_F \rangle$. Для разнесенных по ϕ окон значение приведенных коэффициентов из расчетов по PHOJET почти в точности совпадают на уровне $b_{corr}/\langle n_F \rangle \approx 0.6$ для двух энергий $\sqrt{s} = 900$ ГэВ и $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

Также стоит отметить, что анализ дальних корреляций $n - n$ со специальным

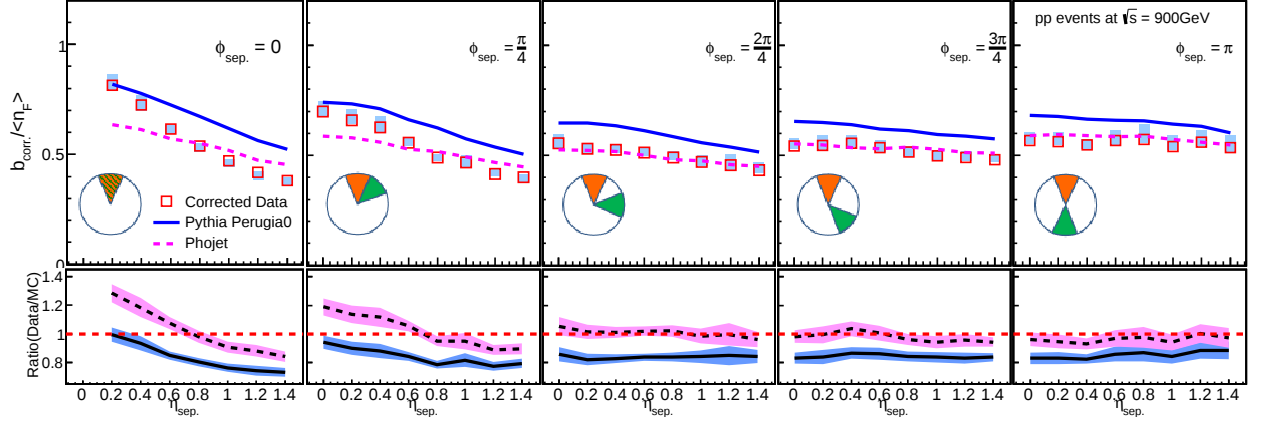


Рис. 5.2: $b_{corr}/\langle n_F \rangle$ для набора η - ϕ интервалов (pp , $\sqrt{s}=900$ ГэВ), в которых интервалы ϕ имеют ширину $\frac{\pi}{4}$.

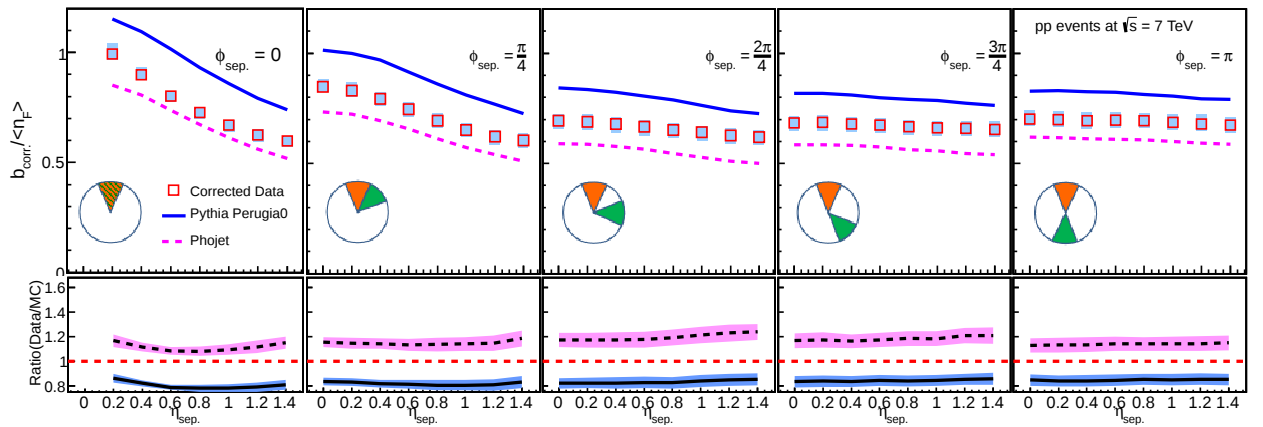


Рис. 5.3: То же, что Рис. 5.2, для энергии $\sqrt{s}=7$ ТэВ.

выбором азимутальных секторов («twisted»-корреляции) был проведен на данных генератора PYTHIA в работе [67] для энергии $\sqrt{s}=900$ ГэВ. Авторы выбрали три конфигурации секторов (с сонаправленными, противоположнонаправленными и поперечными ϕ -секторами) и рассчитали коэффициент b_{corr} в разнесенных по быстроте окнах с η_{gap} от 0 до 4. Этот анализ дал схожее поведение корреляций в области акцептанса ALICE $|\eta| < 0.8$: близкие по η окна дают повышенный b_{corr} в сонаправленных секторах по сравнению с другими двумя конфигурациями (вклад ближних корреляций), в то время как в области $\eta_{gap} = 0.5$ ситуация меняется – сонаправленные окна дают несколько меньший b_{corr} , чем две другие конфигурации, и такое поведение сохраняется при больших быстротах.

Для лучшего понимания механизмов возникновения корреляций в генераторе PYTHIA был проведен дополнительный анализ. Идея заключается в нахождении для каждой частицы, рожденной непосредственно от кварков из налетающих протонов, всех «конечных» потомков¹ и построении распределения $\Delta\eta$ - $\Delta\phi$ отклонения углов вылета конечных частиц от направления их начальных предков (Рис. 5.4 для $\sqrt{s}=7$ ТэВ). Полученное распределение имеет пик и тонкую подложку, причем пик практически исчезает при отклонениях на $\Delta\eta \approx 1$ и $\Delta\phi \approx 0.6$, что соответствует наблюдаемой экспериментально картине топологии корреляций множественности (см. Рис. 4.7(a) и 4.7(b)), на которой пик ближних корреляций спадает при разнесении окон на такие же расстояния.

5.2 Исследование корреляций множественности в PYTHIA8

В качестве дополнительного исследования были рассчитаны коэффициенты корреляций $n - n$ для соударений pp в PYTHIA8 (версия 8170, набор настроек «tune 4C», pp -столкновения при $\sqrt{s}=7$ ТэВ, наборы событий по 100 тыс. в каждом), с различными вариациями настроек. Диапазон поперечного импульса был взят тем же, что и при анализе реальных данных ($p_T \in 0.3-1.5$ ГэВ/с).

Было сгенерировано несколько наборов событий типа minimum-bias с разными

¹ «Конечными» (final-state) в генераторе PYTHIA считаются относительно стабильные частицы, которые остаются после окончания всех сильных и части электромагнитных взаимодействий в данном событии.

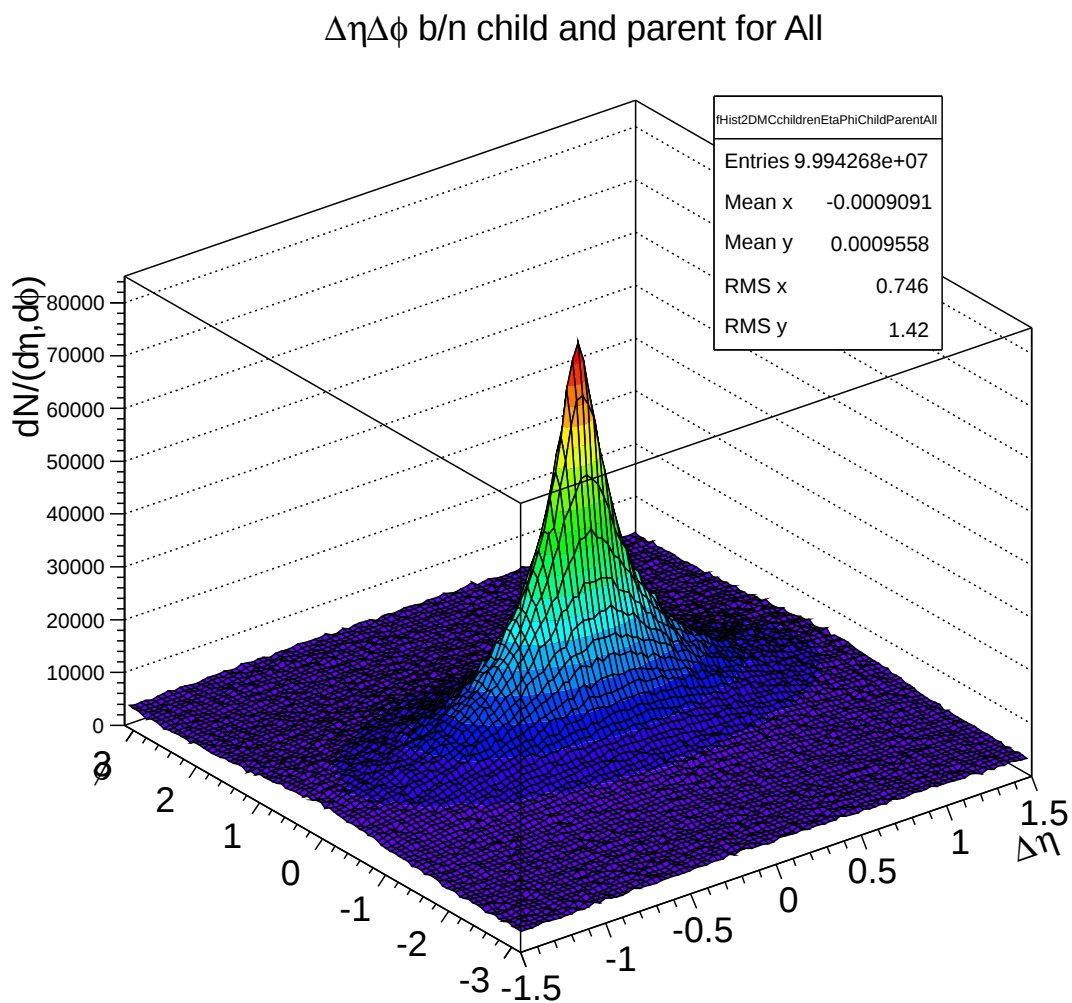


Рис. 5.4: Отклонение углов вылета $\Delta\eta$ - $\Delta\phi$ «конечных» частиц относительно их «прародителя» – прямого потомка одного из сталкивающихся протонов в генераторе PYTHIA (настройка Perugia0), $\sqrt{s}=7$ ТэВ.

конфигурациями генератора. Первый набор соответствует конфигурации по умолчанию («All on»), остальные наборы создавались с последовательным выключением некоторых ключевых процессов генератора: распады резонансов, ISR, FSR, адронизация, MPI².

На Рис. 5.5(a) показано поведение коэффициента b_{corr} в разнесенных по η окнах (полных по азимуту) для каждого сгенерированного набора событий. Можно видеть, что во всех случаях корреляции ведут себя схожим образом, кроме случая выключенного MPI, при котором они падают до нуля при больших $\eta_{sep.}$.

Чтобы убедиться в том, что это падение не обусловлено тривиальным уменьшением средней множественности в переднем окне $\langle n_F \rangle$, коэффициенты b_{corr} были нормализованы на $\langle n_F \rangle$, результаты показаны на Рис. 5.5(b). Видно, что такая нормализация приводит коэффициенты для разных наборов событий к близким значениям при всех $\eta_{sep.}$, за исключением случаев выключенной адронизации и MPI: выключение финальной адронизации приводит к уменьшению $\langle n_F \rangle$, оставляя при этом остальные процессы нетронутыми, что ведет к увеличению отношения $b_{corr}/\langle n_F \rangle$; однако, при выключенном MPI $\langle n_F \rangle$ сохраняет достаточно большое значение, но уменьшается сам b_{corr} . Этот результат виден на Рис. 5.5(c) для пары окон с $\eta_{sep.} = 1.4$, точка для выключенного «MPI» обведена в кружочек.

При расширении данного исследования на окна, разденные по псевдобыстроте и азимутальному углу, выявляется такое же поведение коэффициента b_{corr} при разнесении окон по углу ϕ . На Рис. 5.6 показана зависимость b_{corr} от $\eta_{sep.}$ для пяти конфигураций пар окон по ϕ ($\phi_{sep.}$ от 0 до π). Для упрощения восприятия показаны кривые лишь для трех ситуаций: «по умолчанию», для выключенных распадов и для выключенных MPI. Как и в случае разнесения окон по η , разнесение по ϕ также приводит к падению b_{corr} до нуля в наборе событий с выключенным MPI, что особенно заметно при $\phi_{sep.} = \pi/2$, при $\phi_{sep.} = \pi$ вновь наблюдается небольшое положительное значение b_{corr} благодаря частой «отдаче назад» при распадах, в силу закона сохранения импульса.

Для наглядности те же данные для η - ϕ корреляций построены в трехмерном виде на Рис. 5.7.

²ISR (initial state radiation) – излучение в начальной фазе; FSR (final state radiation) – излучение в конечной фазе, MPI (multi-parton interactions) – мультипартонные взаимодействия.

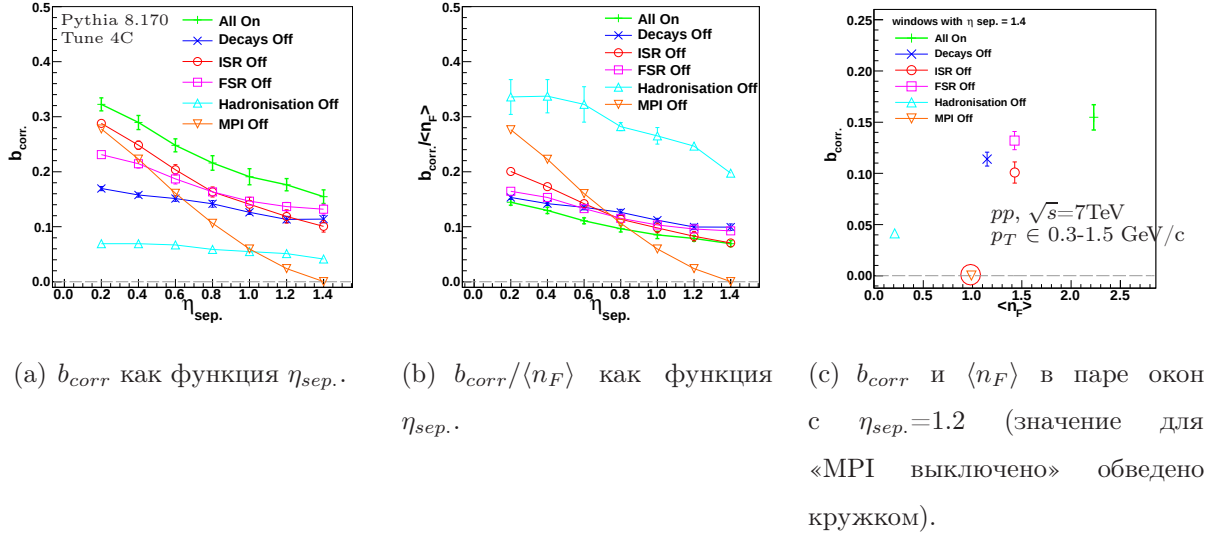
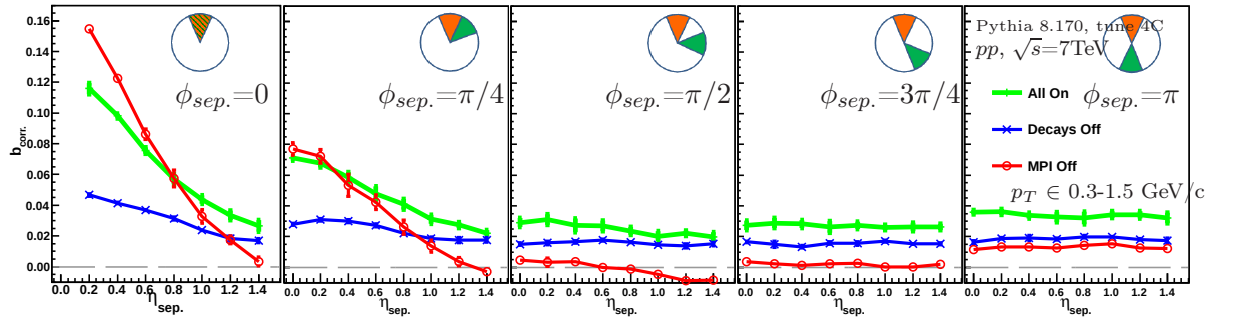
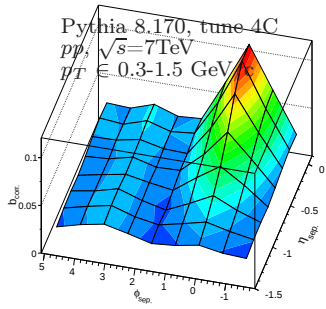
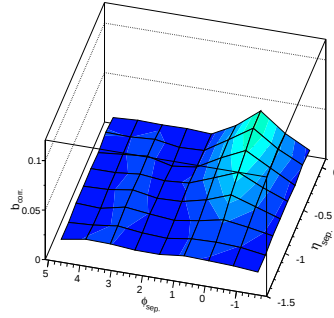


Рис. 5.5: Поведение b_{corr} для пар окон, разнесенных по η и полных по азимуту, в сгенерированных в PYTHIA8 (Tune 4C) наборах событий, с несколькими различными настройками процессов в генераторе. Размер окон $\delta\eta=0.2$, диапазон p_T при отборе треков 0.3-1.5 ГэВ/с.

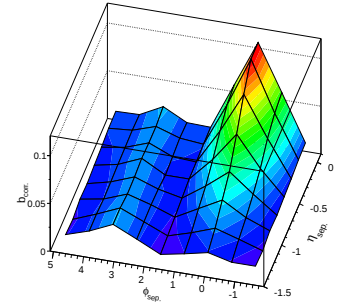




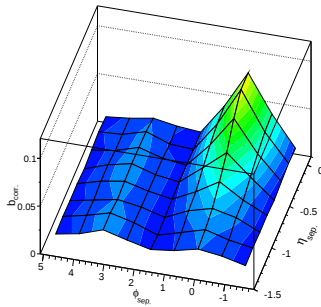
(a) Все процессы включены.



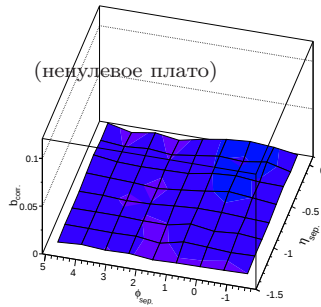
(b) Отключены распады резонансов.



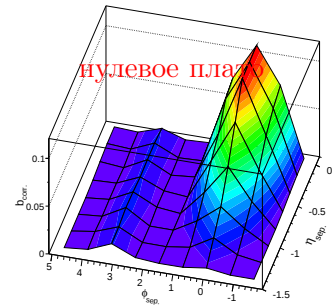
(c) Отключена ISR



(d) Отключена FSR



(e) Отключена адронизация



(f) Отключены мультипартонные взаимодействия (MPI).

Рис. 5.7: «Топология» корреляций $n - n$ в PYTHIA-8, в событиях pp , $\sqrt{s}=7$ ТэВ, ширина окон по псевдобыстроте $\delta\eta=0.2$, ширина окон по углу $\delta\phi = \frac{\pi}{4}$, диапазон p_T 0.3-1.5 ГэВ/с.

5.3 Интерпретация на основе модели независимых источников

В работе [1] проведено сравнение экспериментальных данных, полученных при разбиении азимутального угла на 8 секторов, с предсказаниями модели независимых источников (струн), разработанной в [1, 13, 68]. Результаты расчетов в рамках этой модели приведены на Рис. 4.5 и 4.6 (длинные пунктирные линии). Согласно подходу этой модели, существует два вклада в корреляции множественностей: вклад от *дальних* корреляций («long-range», LR), объясняющийся флуктуациями в числе струн, и вклад от *ближних* («short-range», SR) корреляций от флуктуаций множественности частиц, рождающихся от одной струны [1]:

$$b_{corr} = b^{LR} + b^{SR} . \quad (5.1)$$

Схематично вклад LR показан на Рис. 5.8, вклад SR – на Рис. 5.9 и 5.10.

Для малых окон, в которых может быть положено постоянство двучастичной функции $\Lambda(\eta, \phi)$ для заряженных частиц, рожденных от распада одной струны, вклад LR в значение коэффициентов может быть получен из следующего выражения:

$$b^{LR} = \frac{\omega_N \mu_0 \delta\eta \delta\phi / 2\pi}{1 + [\omega_N + \Lambda(0, 0)] \mu_0 \delta\eta \delta\phi / 2\pi} , \quad (5.2)$$

где ω_N – дисперсия числа струн от события к событию, а μ_0 – среднее число заряженных частиц, рожденных от одной струны в *переднее* окно на *единицу* псевдобыстроты. Этот вклад зависит только от аксептанса окон $\delta\eta \delta\phi$ и в центральной области

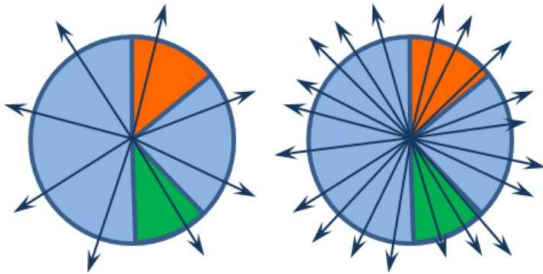


Рис. 5.8: Возникновение корреляций из-за *флуктуаций* количества и/или свойств источников (зависимость от $\eta_{sep.}$ и $\phi_{sep.}$ отсутствует).

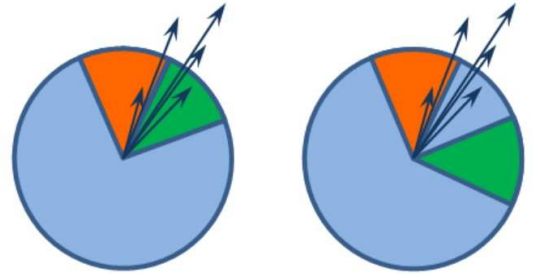


Рис. 5.9: Возникновение корреляций из-за попадания частиц одной мини-струи (либо распада резонанса) в два η - ϕ окна ($\eta_{sep.}$ - и $\phi_{sep.}$ - зависимые корреляции).

псевдобыстрот не зависит от расстояний $\eta_{sep.}$ и $\phi_{sep.}$ между их центрами.

Вклад SR задан следующим выражением:

$$b^{SR} = \frac{\mu_0 \delta \eta \delta \phi / 2\pi}{1 + [\omega_N + \Lambda(0, 0)] \mu_0 \delta \eta \delta \phi / 2\pi} \Lambda(\eta_{sep.}, \phi_{sep.}) \quad (5.3)$$

, и полный коэффициент определяется из

$$b_{corr} = \frac{[\omega_N + \Lambda(\eta_{sep.}, \phi_{sep.})] \mu_0 \delta \eta \delta \phi / 2\pi}{1 + [\omega_N + \Lambda(0, 0)] \mu_0 \delta \eta \delta \phi / 2\pi}. \quad (5.4)$$

Двучастичная корреляционная функция $\Lambda(\eta_{sep.}, \phi_{sep.})$ для заряженных частиц, рожденных от распада одной струны, зависит от деталей механизма фрагментации в адроны и является функцией расстояний $\eta_{sep.}$ и $\phi_{sep.}$ между центрами окон по псевдобыстроте и азимуту.

В работе [1], в соответствии с механизмом Швингера фрагментации струны, функция $\Lambda(\eta; \phi)$ была параметризована набором характеристических параметров. Параметры Λ_1 , η_1 и ϕ_1 были введены для описания амплитуды и ширин областей по η и ϕ для корреляций, возникающих от одной струны в ближней области (SR-корреляции). Схожим образом, параметры Λ_2 , η_2 и ϕ_2 введены для описания корреляций от одной струны в области противоположно направленных импульсов («противоположные» SR-корреляции). Также был введен параметр η_0 , характеризующий среднюю длину кластеров, на которые распадается каждая струна (см. детали в [1]).

В таблице 5.1 показаны значения параметров, которые использовались для описания экспериментальных данных (заметим, что только произведения $\mu_0 \omega_N$, $\mu_0 \Lambda_1$ и $\mu_0 \Lambda_2$ входят в формулы (5.2)-(5.4)).

Из этого сравнения видно, что параметры вклада SR остаются практически неизменными при повышении энергии от 0.9 до 7 ТэВ, так как они характеризуют фрагментацию одной струны в адроны. Напротив, значение параметра $\mu_0 \omega_N$, характеризующего вклад LR, возрастает почти в три раза (с 0.78 до 2.2), объясняя рост полного коэффициента b_{corr} с энергией.

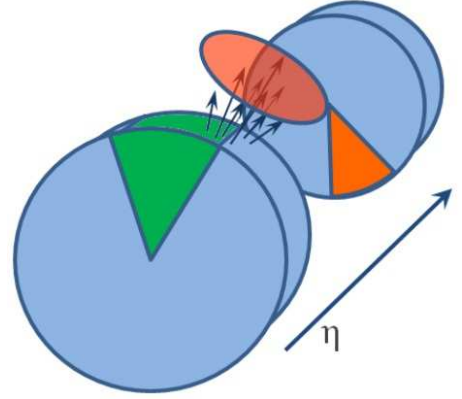


Рис. 5.10: Возникновение корреляций из-за попадания частиц одной мини-струны либо распада резонанса в два η - ϕ окна, трехмерное представление.

$\sqrt{s}$, TeV		0.9	7.0
LRC	$\mu_0\omega_N$	0.78	2.2
SRC	$\mu_0\Lambda_1$	1.7	2.5
	η_1	0.55	0.55
	ϕ_1	1.0	1.0
	$\mu_0\Lambda_2$	0.4	0.4
	η_2	2.0	2.0
	ϕ_2	2.0	2.0
	η_0	0.9	0.9

Таблица 5.1: Параметры для модели струн как независимых источников, которые использовались для описания экспериментальных результатов [1].

Можно заметить, что даже при малом размере окон (то есть при маленьком аксептансе) $\delta\eta\delta\phi/2\pi = 0.2/8 = 0.025$ (что соответствует Рис. 4.5 и 4.6) вклад в значение коэффициента b_{corr} от механизма дальних корреляций LR больше, чем механизма ближних корреляций SR, а при большем разнесении окон по псевдобыстроте механизм LR становится доминирующим.

Разная зависимость механизмов LR и SR от аксептанса и величины разнесения окон по быстроте и азимуту позволяет разделить вклады от этих двух механизмов. Приведенные рассуждения и выводы наглядно прослеживаются на трехмерном представлении экспериментальных данных для энергий 900 ГэВ и 7 ТэВ («топологии» корреляций) на Рис. 4.7(a) и 4.7(b).

5.4 «Игрушечная» монте-карловская модель

Для изучения того, как наблюдаемые в эксперименте явления могут меняться в зависимости от физической модели столкновений, была создана простая монте-карловская (МС) «игрушечная» модель.

Устройство модели

События в модели могут быть сгенерированы согласно модели струн как источников частиц [1]. Какое-либо число струн может появиться в каждом событии (в соответствии с некоторым заданным законом распределения), с длинами по псевдобыстроте, достаточными для покрытия аксептанса установки ALICE $|\eta| < 0.8$. Каждая струна излучает частицы с заданной плотностью на единицу псевдобыстроты, при этом сохраняется полный поперечный импульс (p_T) струны. Распределение импульса излучаемых частиц – экспоненциальное, что в области $p_T > 0.3$ ГэВ/с близко к наблюдаемому с достаточной для данного исследования точностью. Каждая частица может породить «струю», состоящую из некоторого разыгрываемого по Гауссу числа частиц, координаты вылета которых также разыгрываются двумя распределениями Гаусса в η - ϕ измерениях («струя» из двух частиц может рассматриваться как «распад резонанса»).

Корреляции множественности в игрушечной модели

С помощью описанной модели было сгенерировано 2 млн событий, и к полученному набору событий был применен анализ корреляций множественности в разнесенных η - ϕ окнах (см. раздел 4.2), с ширинами окон $\delta\eta = 0.2$ и $\delta\phi = \frac{\pi}{4}$ и отбором частиц с импульсами в диапазоне $p_T \in [0.3-1.5]$ ГэВ/с. Результаты анализа дают картину «топологии» корреляций (Рис. 5.11а), схожую с наблюдаемой экспериментально (ср. с Рис. 4.5 и 4.6). Как и в эксперименте, модельные результаты имеют «плато» дальних корреляций (LR), на котором присутствует пик вклада ближних корреляций (SR) вблизи $(\eta, \phi) = (0, 0)$, и подъем в области $\eta_{sep.} = \pi$ в силу закона сохранения импульса струны. Схематичные изображения LR и SR механизмов корреляций были приведены на Рис. 5.8 и 5.9 соответственно в разделе 5.3.

Сравнение корреляций множественности с диадронными корреляциями с помощью игрушечной модели

В качестве следующего шага вычисления в рамках МС модели были проведены для двух случаев – для событий с (1) *флуктуирующим* и (2) *фиксированным* числом струн.

К полученным событиям были применены два типа анализа – анализ

по методу $n - n$ корреляций и анализ диадронных корреляций [29, 69] $C(\Delta\eta, \Delta\phi) = S(\Delta\eta, \Delta\phi) / B(\Delta\eta, \Delta\phi)$, для частиц в том же диапазоне $p_T \in [0.3-1.5]$ ГэВ/с. Для процедуры смешивания частиц с целью получения распределения $B(\Delta\eta, \Delta\phi)$ брались события с *любой* множественностью (т.е. отбор двух событий для смешивания проводился без наложения требования принадлежности к одному интервалу множественности).

На Рис.5.11 показано сравнение результатов, полученных в двух типах анализа для событий с флуктуирующим и фиксированным числом струн. Можно видеть, что *диадронные* корреляции $C(\Delta\eta\Delta\phi)$ дают одну и ту же картину для обоих случаев Рис.5.11(b) and (d) и нечувствительны к флуктуациям числа струн. В то же время, $n - n$ корреляции (Рис. 5.11(а, с)) демонстрируют сильную чувствительность коэффициента к таким флуктуациям (Рис.5.11,с): в случае, когда события содержат *фиксированное* число источников, b_{corr} падает до нуля при больших зазорах по η и ϕ между окнами (т.е. вдали от области SR).

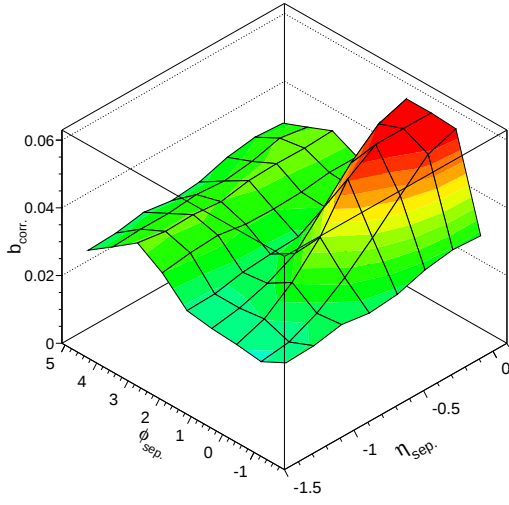
Описанное поведение показано более наглядно на Рис. 5.12(a-d), где полученные тем же образом результаты приведены для наборов событий с отключенными «струями» и «распадами резонансов» (т.е. когда SR часть корреляций отсутствует).

Это исследование показывает, что измерение корреляций множественности является важным инструментом, способным раскрыть физическую суть механизмов рождения частиц в адронных столкновениях.

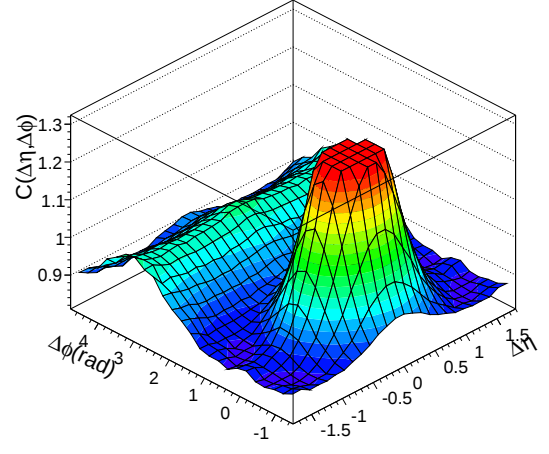
Связь между методиками анализа корреляций множественности и анализа диадронных корреляций описана в [65].

5.5 Выводы по интерпретации полученных корреляций множественности в столкновениях pp с помощью МС генераторов и моделей

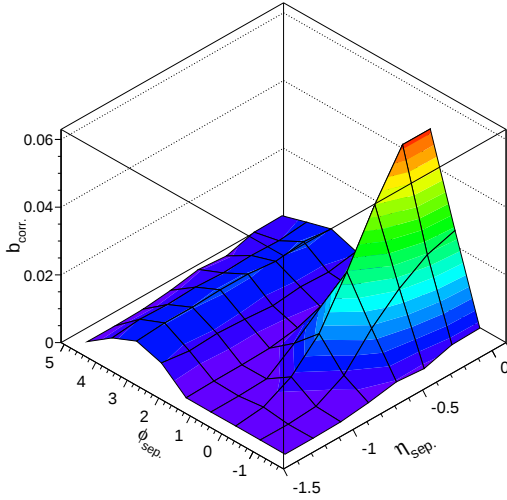
Было проведено сравнение экспериментальных результатов, представленных в Главе 4, с данными генераторов событий PYTHIA и RHOJET. Анализ показал, что эти генераторы описывают поведение корреляций при изменении ширин окон и зазоров между ними по псевдобыстроте и азимутальному углу, а также рост корреляций с энергией. Рассчитаны отличия b_{corr} в генераторах от экспериментальных значений.



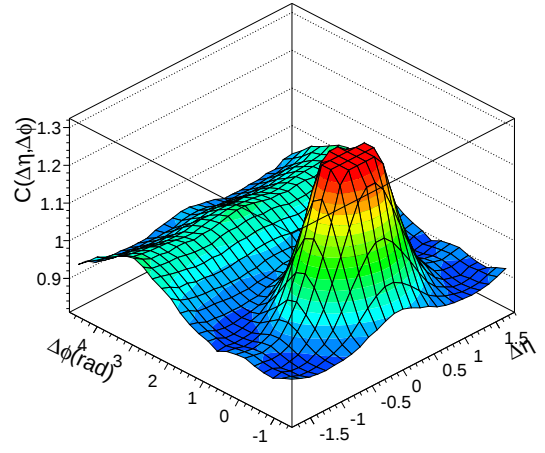
(a) b_{corr} , флуктуирующее $N_{strings}$.



(b) Диадронные корреляции, флуктуирующее $N_{strings}$.

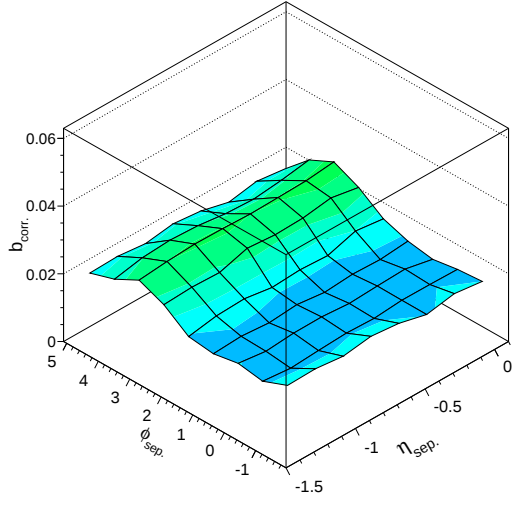


(c) b_{corr} , фиксированное $N_{strings}$.

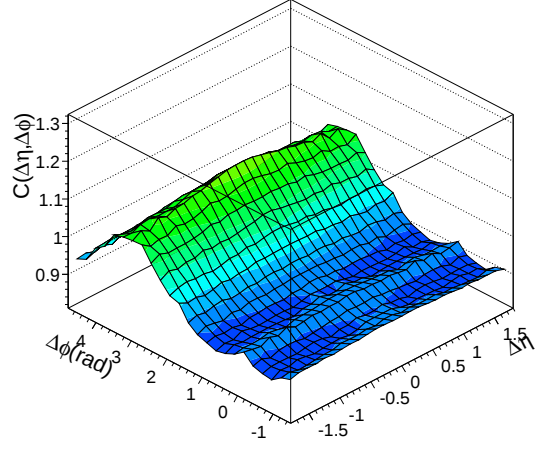


(d) Диадронные корреляции, фиксированное $N_{strings}$.

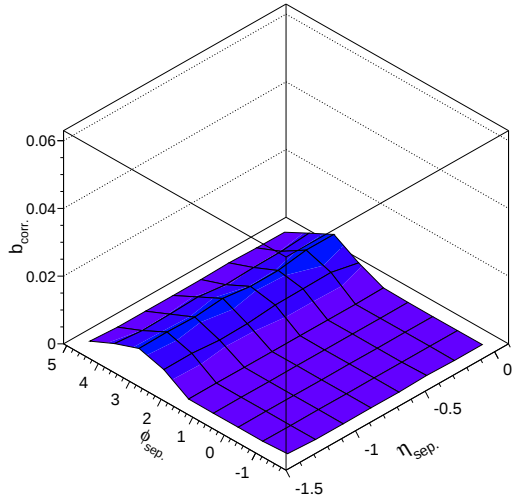
Рис. 5.11: Сравнение топологий корреляций множественности b_{corr} (a, c) с диадронными корреляциями (b, d) в pp столкновениях, полученных в МС модели со струнами как независимыми источниками частиц. В случае (a, b) число струн флуктуирует в диапазоне $N_{strings} \in [1, 5]$ со средним числом 3, в случае (c, d) число струн жестко фиксировано ($N_{strings}=3$) во всех событиях.



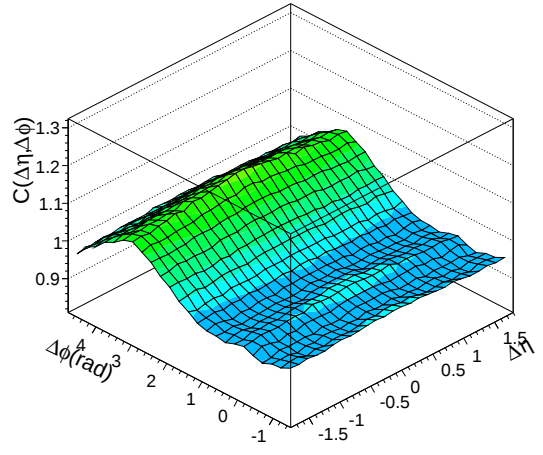
(a) b_{corr} , флуктуирующее $N_{strings}$.



(b) Диадронные корреляции, флуктуирующее $N_{strings}$.



(c) b_{corr} , фиксированное $N_{strings}$.



(d) Диадронные корреляции, фиксированное $N_{strings}$.

Рис. 5.12: Сравнение топологий корреляций множественности b_{corr} с диадронными корреляциями в pp столкновениях, полученных в МС модели со струнами как независимыми источниками частиц, с отключенными «струями» и «распадами резонансов».

Исследование механизмов возникновения корреляций множественности в генераторе PYTHIA показало, что «пик» ближних корреляций образуется благодаря процессам рождения струй частиц и распадов резонансов, попадающих в некоторую ограниченную область быстрот и азимутальных углов. В то же время с помощью генератора PYTHIA8 было показано, что при отключении множественного партонного взаимодействия (MPI) значения b_{corr} падают до нуля в окнах, разнесенных на большие $\eta_{sep.}$ и $\phi_{sep.}$, что позволяет сделать заключение о важной роли механизма MPI в появлении дальних корреляций множественности.

Результаты анализа корреляций множественности в pp -соударениях можно интерпретировать на основе модели независимых источников, согласно которой предполагается наличие двух вкладов в значение коэффициента b_{corr} : вклад от дальних корреляций (LR), объясняющийся флуктуациями в числе струн, и вклад от ближних корреляций (SR) при флуктуациях множественности частиц, рождающихся от одной струны.

Анализ зависимости коэффициента корреляции множественностей от аксептанса $\delta\eta\delta\phi$ и расстояния между окнами $\eta_{sep.}$ и $\phi_{sep.}$ при нескольких значениях энергий протонных пучков позволяет разделить вклады LR и SR, обеспечивая дополнительные ограничения на теоретические модели.

Кроме того, исходя из простых предположений была построена монте-карловская «игрушечная» модель, которая на качественном уровне воспроизводит появление «плато» при флуктуациях числа источников (струн), а ближний «пик» проявляется при введении «струй» от распадов частиц.

Глава 6

Топология корреляций в $Pb-Pb$ столкновениях

В этой главе приводятся результаты исследований дальних корреляций в столкновениях свинец-свинец ($Pb-Pb$) при энергии $\sqrt{s}=2.76$ ТэВ в эксперименте ALICE.

Исследованы корреляции трех типов: $n-n$, p_T-n и p_T-p_T в разнесенных по η и ϕ окнах при различных центральностях соударения, а также в различных интервалах поперечных импульсов заряженных частиц. Отмечены особенности наблюдаемого поведения корреляций.

6.1 Особенности исследования корреляций в ядроядерных столкновениях

Так же, как и в случае pp соударений, для анализа корреляций в столкновениях $Pb-Pb$ были использованы данные внутреннего трекера ITS и времяпроекционной камеры TPC, с теми же критериями отбора треков (ограниченный аксептанс TPC накладывает ограничения на псевдобыстроты треков $|\eta| < 0.8$). Однако, для определения степени перекрытия ядер в процессе соударения (*центральности* соударения) требуется дополнительная информация с установки, которая позволяет отнести событие к какому-либо *классу центральности*.

Для определения центральности в ALICE могут быть использованы данные с различных систем: калориметра нулевого угла ZDC, детектора множественности VZERO, а также нескольких других (см. описание детекторных систем в разделе

2.3). В настоящий момент наиболее достоверные данные о центральности дает детектор VZERO [49], поэтому по данным именно этого детектора определяются классы центральности в данной работе. Следует учитывать, что при отнесении события к какому-либо классу центральности с использованием информации о множественности частиц (например, при использовании детектора VZERO) всегда предполагается некоторая неточность определения класса из-за объемных флуктуаций множественности.

Событие отбиралось для анализа, если выполнялись хотя бы два из следующих трех триггерных условий: (1) два сработавших пикселя во внешнем слое SPD, (2) сигнал в VZERO-A, (3) сигнал в VZERO-C. Приложение Г содержит наборы обработанных ранов по $Pb-Pb$ столкновениям. См. также Приложение Б, в котором приведены рабочие распределения для расчета коэффициентов корреляций трех типов.

В рамках данной работы коэффициенты корреляций b_{corr} для столкновений $Pb-Pb$ не содержат корректирующих факторов. Оценки показывают, что для корреляций $n - n$ поправка для b_{corr} не превысит нескольких процентов, для корреляций типа $p_T - n$ и $p_T - p_T$, в определение которых входит средний поперечный импульс, корректировки должны быть еще меньше, так как в исследуемой области p_T усредненный импульс большого числа частиц является величиной, устойчивой к неэффективностям установки.

Класс центральности соударения определяется указанием его границ в *персентиллах*, причем 100% соответствует самым периферическим, а 0% – самым центральным событиям. В данной работе представлены результаты для классов 0–100 (minimum bias)¹, 0–10, 0–5, 0–2.5, 0–1 %, а также для промежуточных между 0 и 100 % классов центральности.

Измерения множественности заряженных частиц в центральных соударениях $Pb-Pb$ в ALICE описаны в [70], зависимость множественности от класса центральности исследована в [71].

¹ Центральность в периферических событиях в диапазоне 90–100% считается плохо определенной, и такие события в данном анализе обычно не рассматриваются.

6.2 Корреляции множественности

Дальние корреляции множественности в разнесенных псевдобыстротных окнах были исследованы коллаборацией STAR в столкновениях $Au-Au$ при энергии $\sqrt{s}=200$ ГэВ [72], было получено уменьшение коэффициента корреляции при переходе от центральных событий к периферическим.

В этом параграфе приведены результаты исследования $n - n$ корреляций в $Pb-Pb$ столкновениях эксперименте ALICE в η и в $\eta-\phi$ окнах, для различных центральностей и областей поперечного импульса частиц.

6.2.1 Корреляции множественности в разнесенных по η окнах

Вид корреляционной функции $\langle n_B \rangle_{n_F}(n_F)$ меняется с классом центральности, что приводит к зависимости коэффициента корреляции b_{corr} как от ширины класса центральности, так и от его положения. В качестве примера на Рис. 6.1 приведены функции регрессии корреляционных облаков для нескольких классов центральности в конфигурации псевдобыстротных окон $(-0.8, -0.4) - (0.4, 0.8)$.

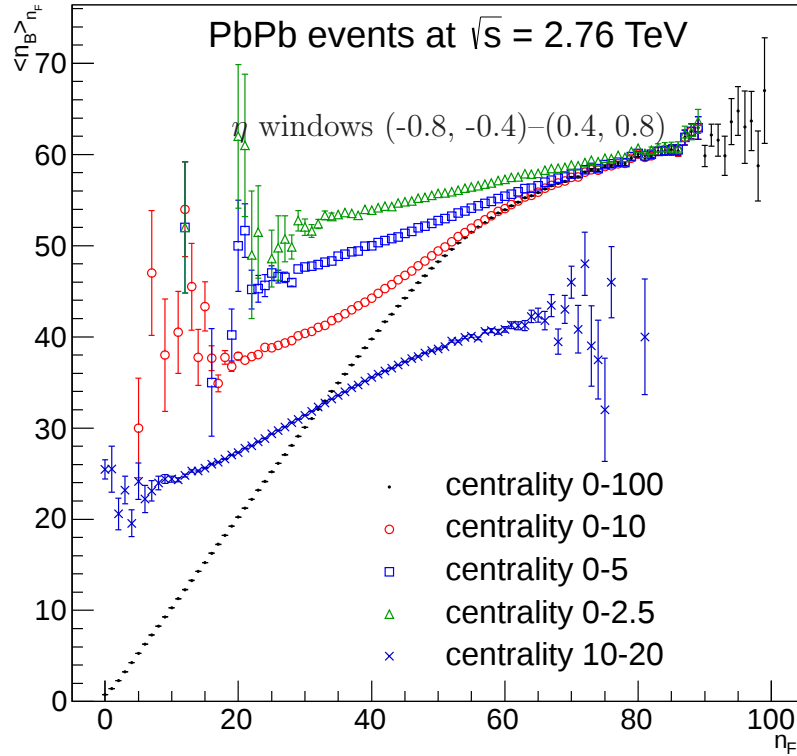
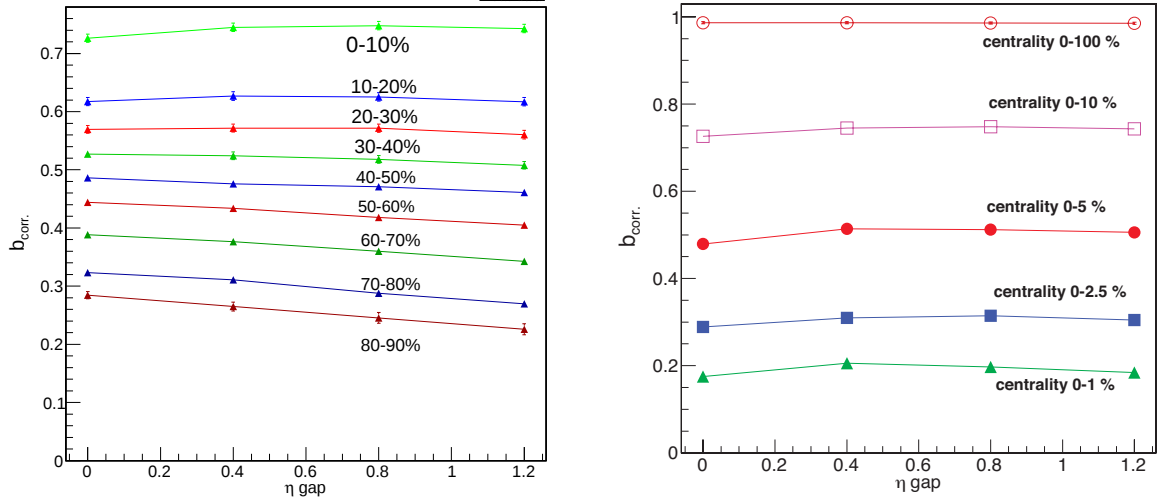


Рис. 6.1: Профили, полученные регрессией распределений $n - n$, для нескольких значений центральности (столкновения $Pb-Pb$), в η -окнах $(-0.8, -0.4) - (0.4, 0.8)$.



(а) зависимость b_{corr} от положения класса центральности

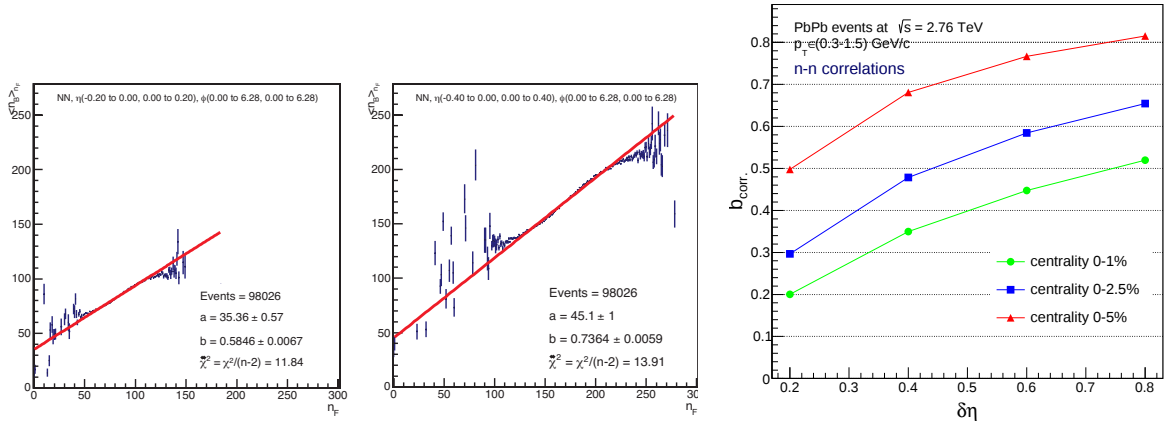
(б) зависимость b_{corr} от ширины класса центральности

Рис. 6.2: Корреляции $n - n$ для событий $Pb-Pb$ для η -окон шириной $\delta\eta=0.2$ как функция зазора η_{gap} между ними, в классах центральности одной ширины 0–10% и разного положения (а), и разных ширин (б).

При переходе от самого широкого класса 0-100% (minimum bias) к более центральным событиям наблюдается уменьшение наклона функции регрессии и, соответственно, уменьшение b_{corr} (см. Рис. 6.1). Однако, при рассмотрении двух классов центральности 10-20% и 0-10%, имеющих одинаковую ширину, но различное положение, видно возрастание наклона функции и, соответственно, коэффициента, с ростом центральности (см. соответствующие кривые на Рис. 6.1). Показанные зависимости b_{corr} от ширины класса центральности и его положения позволяют понять поведение b_{corr} и избежать ошибочной интерпретации результатов.

Зависимость корреляций множественности от зазора η_{gap} между η -окнами для событий в классах центральности разного размера и положения представлена на Рис. 6.2. Рис. 6.2(а) демонстрирует уменьшение b_{corr} для событий из классов центральности одинаковой ширины (10%) при переходе от центральных к более периферическим событиям.

На Рис. 6.2(б) демонстрируется падение b_{corr} с уменьшением ширины класса центральности при фиксированной в нуле нижней границе, верхняя граница последовательно уменьшается от 100% до 1%. Это поведение соответствует Рис. 6.1 и объясняется ограничением флуктуаций множественности с уменьшением ширины класса



(a) профили корреляционных функций

(b) зависимость b_{corr} от $\delta\eta$

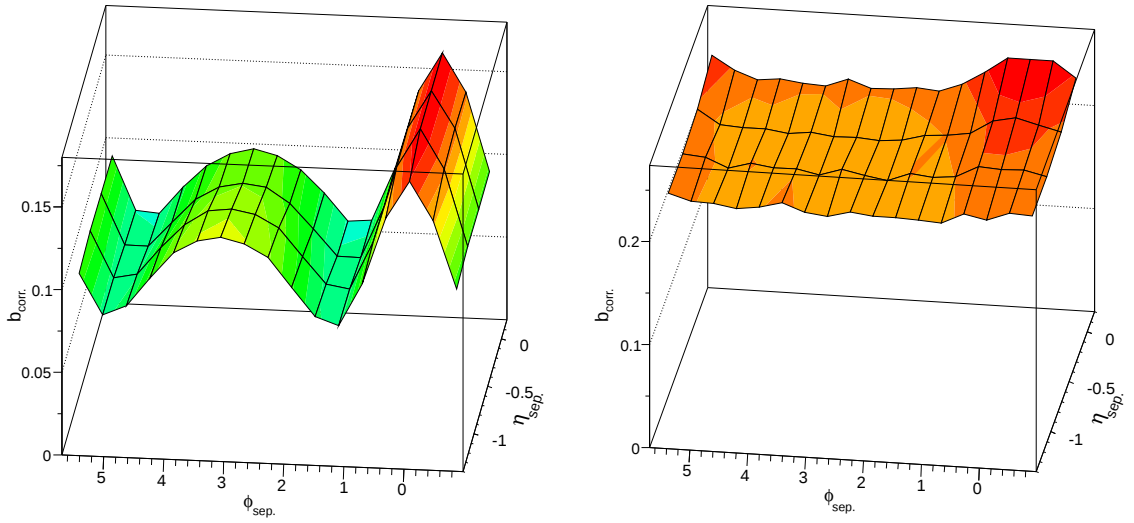
Рис. 6.3: Зависимость коэффициента корреляции $n - n$ от ширины окон $\delta\eta$ для событий $Pb-Pb$: (a) – пример корреляционных функций $n - n$ для двух пар η -окон $(-0.2, 0.0)$ – $(0.0, 0.2)$ с шириной $\delta\eta=0.2$ и $(-0.4, 0.0)$ – $(0.0, 0.4)$ с шириной $\delta\eta=0.4$ в классе центральности 20-30%, (b) – зависимость b_{corr} от $\delta\eta$ в классах центральности 0-1, 0-2.5 и 0-5%.

центральности.

На Рис. 6.3(a) показан пример зависимости b_{corr} от ширины псевдобыстротных окон для двух ширин $\delta\eta=0.2$ и 0.4 в классе центральности 20-30%. Зависимость b_{corr} от ширины окон $\delta\eta$ в классах центральности 0-1, 0-2.5 и 0-5% приведена на Рис. 6.3(b). Рост коэффициента с увеличением $\delta\eta$ объясняется лучшим для широких окон определением конфигурации излучающих частицы источников.

6.2.2 Корреляции множественности в окнах, разнесенных по псевдобыстроте и по азимуту

Также как и в случае столкновений pp -столкновений, анализ корреляций в $Pb-Pb$ столкновениях был расширен в азимутальную область путем дополнительного разбиения окон на азимутальные секторы (см. соответствующие определения в разделе 3.1). На Рис. 6.4(a) показана топологическая картина корреляций множественности для событий с центральностью 0-5% в η - ϕ окнах в диапазоне $p_T \in (0.3 - 1.5)$ ГэВ/с, ширины окон $\delta\eta = 0.4$ и $\delta\phi = \frac{\pi}{8}$ (16 угловых секторов). Высокие значения b_{corr} («хребет») наблюдаются в окнах, сонаправленных друг другу по азимуту ($\phi_{sep.}=0$), их сменяет область некоторого уменьшения коэффициента (в окнах, расположенных под углом $\phi_{sep.}=\pi/2$), наконец, рост b_{corr} в противоположно направленных



(а) данные ALICE, $p_T \in (0.3 - 1.5)$ ГэВ/с

(б) HIJING, $p_T \in (0.3 - 1.5)$ ГэВ/с

Рис. 6.4: Корреляции $n - n$ для событий $Pb-Pb$ с центральностью 0-5% для η - ϕ интервалов из набора 6 (табл. 3.1), для которых $\delta\eta = 0.4$ и $\delta\phi = \frac{\pi}{8}$ (16 угловых секторов), (а) – для экспериментальных данных, (б) – в генераторе HIJING (после пропускания данных генератора через симуляцию отклика установки).

окнах ($\phi_{sep.} = \pi$).

Анализ событий, полученных в генераторе HIJING² после симуляции отклика экспериментальной установки, приводит к топологической картине значений b_{corr} , показанной на Рис. 6.4(b). Генератор воспроизводит наблюдаемое в эксперименте поведение b_{corr} неудовлетворительно, за исключением случая близких по η и ϕ окон, а также общего ненулевого уровня значений b_{corr} для всех зазоров $\eta_{sep.}$ и $\phi_{sep.}$.

Рис. 6.5 содержит расчеты b_{corr} для корреляций $n - n$ в различных интервалах центральности (ширина интервалов равна 5%) для η - ϕ окон из набора 5 (табл. 3.1). Помимо рассмотренного выше поведения b_{corr} для интервала 0-5% (Рис. 6.5, а), можно видеть выраженную «эллиптичность» событий (повышенного уровня выхода частиц в районы $\phi_{sep.} = 0$ и π) в промежуточных классах центральности (Рис. 6.5, b-i), а также постоянный уровень корреляций в периферических столкновениях.

Для получения более детальной информации о значениях b_{corr} в центральных столкновениях, на Рис. 6.6 приведены зависимости b_{corr} от $\eta_{sep.}$ для трех configura-

² В настоящий момент в эксперименте ALICE используется версия генератора HIJING 1.383 с дополнительными патчами.

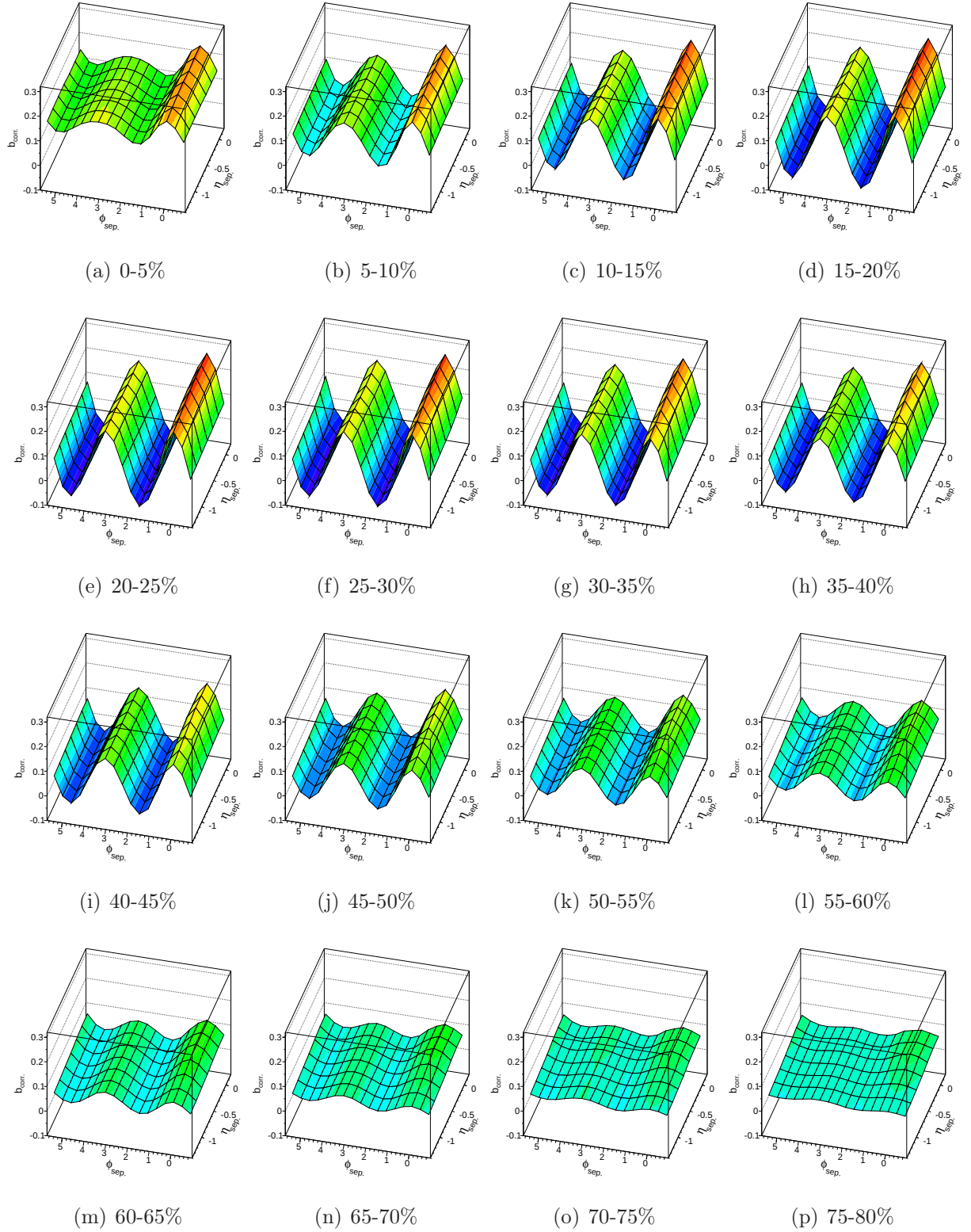


Рис. 6.5: Сканирование поведения корреляций $n - n$ для событий $Pb-Pb$ в интервалах центральности шириной 5%, для η - ϕ окон из набора 5 (табл. 3.1), для которых $\delta\eta = 0.4$ и $\delta\phi = \frac{\pi}{4}$, 16 угловых секторов.

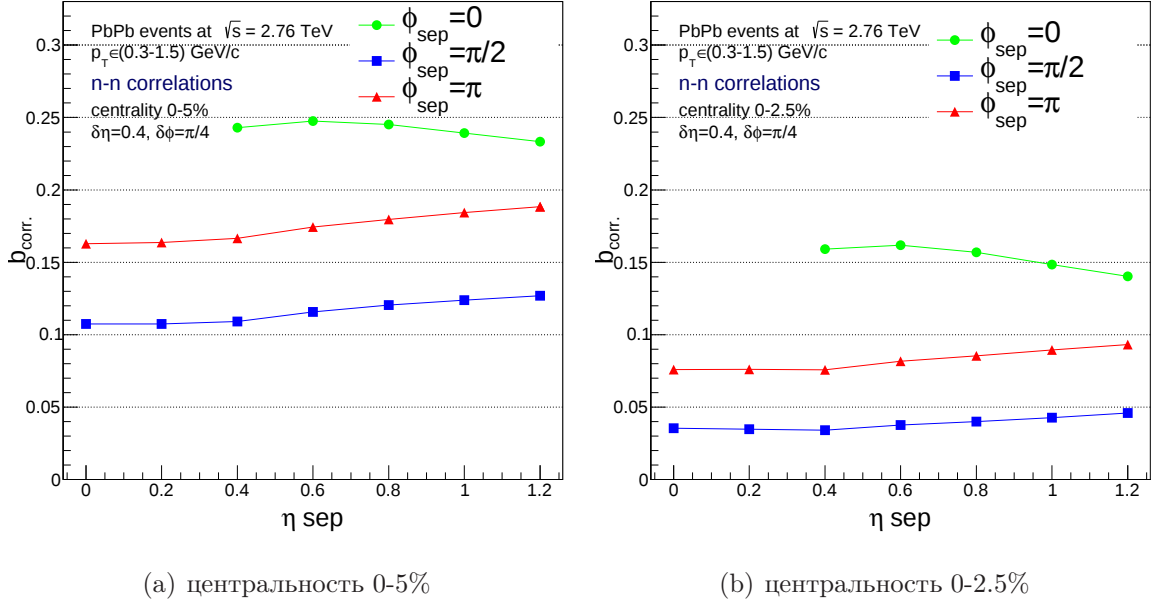


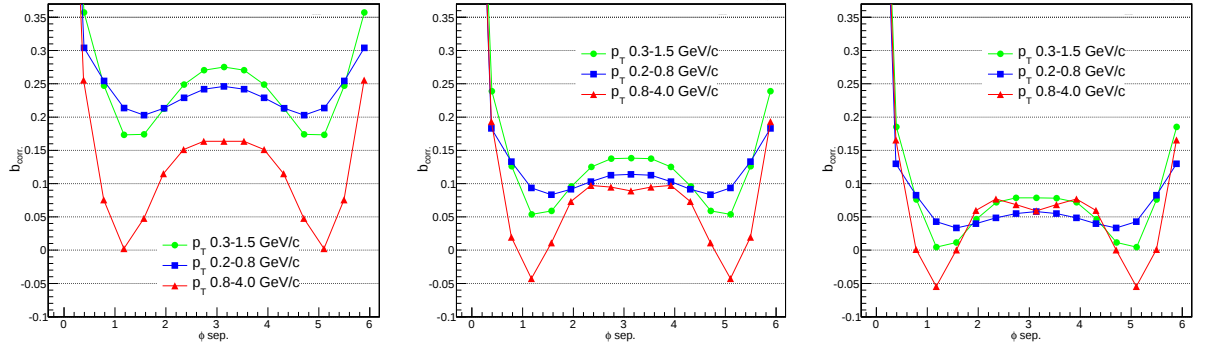
Рис. 6.6: Зависимость коэффициента корреляции $n - n$ от η_{sep} для значений $\phi_{sep}=0$, $\pi/2$ и π для событий с центральностью (a) 0-5 и (b) 0-2.5%, для которых $\delta\eta = 0.4$ и $\delta\phi = \frac{\pi}{4}$. Частицы из диапазона p_T 0.3-1.5 ГэВ/с.

ций азимутальных окон – сонаправленных, поперечных и противоположных ($\phi_{sep}=0$, $\pi/2$ и π соответственно). С ростом η_{sep} можно видеть уменьшение b_{corr} при $\phi_{sep}=0$, однако, в случае $\phi_{sep}=\pi/2$ и π наблюдается постепенное увеличение значений коэффициента.

6.2.3 Корреляции множественности в различных интервалах поперечного импульса

Корреляции $n - n$ были измерены в окнах, каждое из которых охватывает полный псевдобыстротный диапазон $(-0.8, 0.8)$, но имеет различное азимутальное положение (см. набор 7 в табл. 3.1). На Рис. 6.7 показаны значения b_{corr} в трех диапазонах p_T (0.3-1.5, 0.2-0.8 и 0.8-4.0 ГэВ/с) для трех классов центральности 0-5%, 0-2.5% и 0-1%. Можно видеть, что в центральных событиях (Рис. 6.7 b, c) в диапазоне p_T 0.8-4.0 ГэВ/с в противоположных азимутальных окнах ($\phi_{sep}=\pi$) проявляется структура из двух «хребтов».

Данный эффект наблюдался также при расчете диадронных корреляций в центральных столкновениях $Pb-Pb$ в экспериментах ATLAS [73] и ALICE [74] и оказался особенно значительным в области p_T 1-4 ГэВ/с. При аппроксимации суммой гармоник этот результат соответствует тому, что «треугольный поток» (гармоника $n = 3$)



(а) центральность 0-5%

(b) центральность 0-2.5%

(с) центральность 0-1%

Рис. 6.7: Корреляции $n - n$ для событий $Pb-Pb$ с центральностью (а) 0-5%, (b) 0-2.5% и (с) 0-1% для полных η -окон $(-0.8, 0.8)$ как функция от $\phi_{sep.}$ с шириной азимутальных окон $\delta\phi = \frac{\pi}{8}$, в трех интервалах поперечных импульсов частиц p_T 0.3-1.5, 0.2-0.8 и 0.8-4.0 ГэВ/с.

в центральных соударениях выражен сильнее «эллиптического потока» ($n = 2$).

6.3 Корреляции среднего поперечного импульса и множественности

В этом параграфе приведены полученные впервые результаты измерений коэффициентов корреляций типа $p_T - n$ в $Pb-Pb$ столкновениях.

Зависимость коэффициентов корреляций $p_T - n$ (в *относительных* переменных) от зазора между окнами η_{gap} и ширины окон $\delta\eta$ с полным аксептансом по азимутальному углу приведена на Рис. 6.8 для трех классов центральных событий. Из Рис. 6.8(a) можно видеть, что коэффициент имеет большие значения в самом центральном классе, зависимость от η_{gap} имеет несколько меньшие значения в близких окнах, затем при увеличении η_{gap} имеет скачок и далее остается примерно постоянным. С шириной окон $\delta\eta$ корреляции увеличиваются (Рис. 6.8, b).

Дальнейшее исследование проводилось с разбиением азимутального угла на секторы. Пример того, как выглядят профили корреляционных функций для корреляций типа $p_T - n$ (в *абсолютных* переменных), приведен на Рис. 6.9 для окон $\delta\eta = 0.4$ и $\delta\phi = \frac{\pi}{8}$, для угловых секторов с $\phi_{sep.}$ от 0 до π . Можно видеть, как b_{corr} меняет знак в области углов $\pi/2$ и вновь становится положительным в области π .

Топология $p_T - n$ корреляций в *относительных* переменных для класса цен-

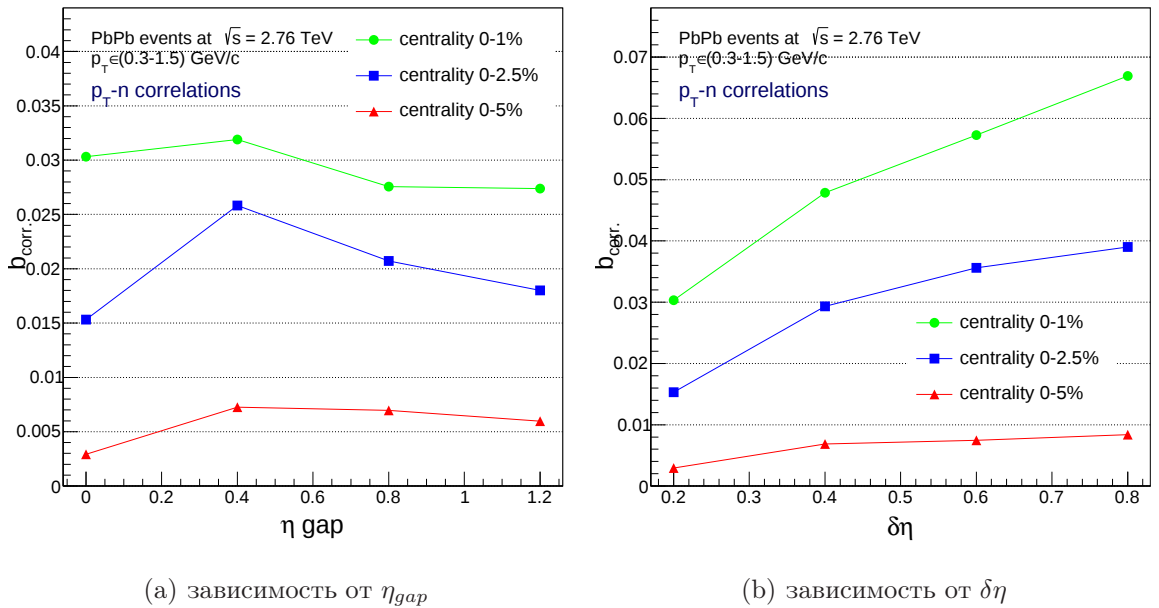


Рис. 6.8: Зависимость коэффициентов корреляций $p_T - n$ для событий $Pb-Pb$ (a) от η_{gap} между окнами ширины $\delta\eta=0.2$ и (b) от $\delta\eta$ при зазоре между окнами $\eta_{gap}=0$, в классах центральности 0-1, 0-2.5 и 0-5%. Частицы из диапазона p_T 0.3-1.5 ГэВ/с.

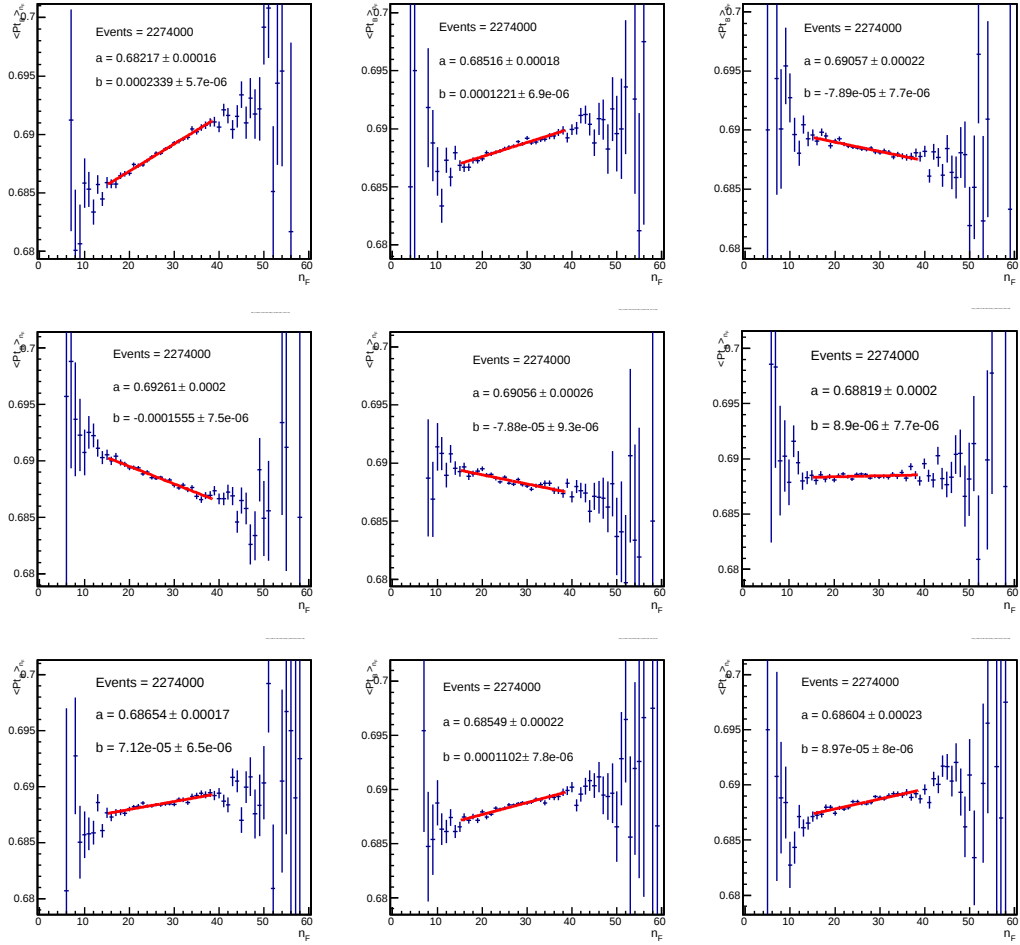


Рис. 6.9: Профили корреляционных функций $p_T - n$ (в абсолютных переменных) в событиях $Pb-Pb$ класса центральности 0-5%, для пар азимутальных окон шириной $\delta\phi = \frac{\pi}{8}$ с положением по η $(-0.8, -0.4)-(0.4, 0.8)$ (показаны профили для угловых секторов с $\phi_{sep.}$ от 0 до π). Частицы из диапазона $p_T \in (0.3-1.5)$ ГэВ/с.

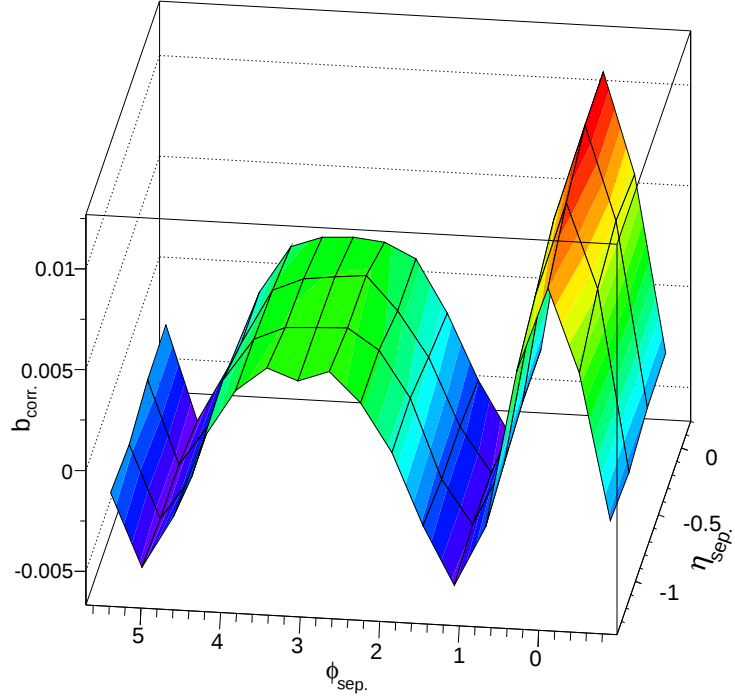


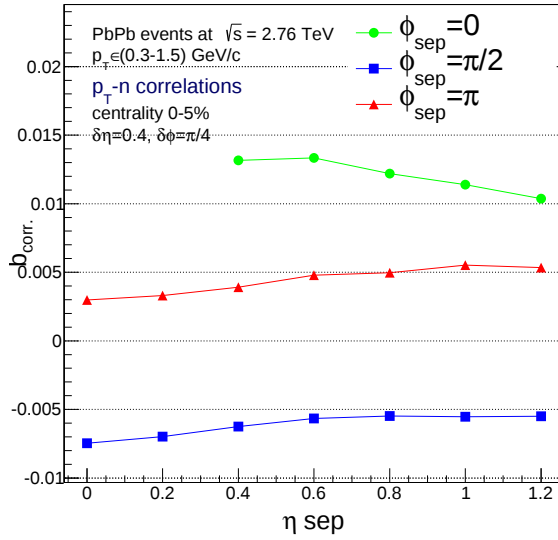
Рис. 6.10: Корреляции $p_T - n$ (в относительных переменных) для событий с центральностью 0-5% для η - ϕ интервалов из набора 5 (табл. 3.1), для которых $\delta\eta = 0.4$ и $\delta\phi = \frac{\pi}{8}$ (16 угловых секторов). Частицы из диапазона $p_T \in (0.3-1.5)$ ГэВ/с.

тральности 0-5% для η - ϕ интервалов показана на Рис. 6.10, при выборе частиц из диапазона $p_T \in (0.3-1.5)$ ГэВ/с.

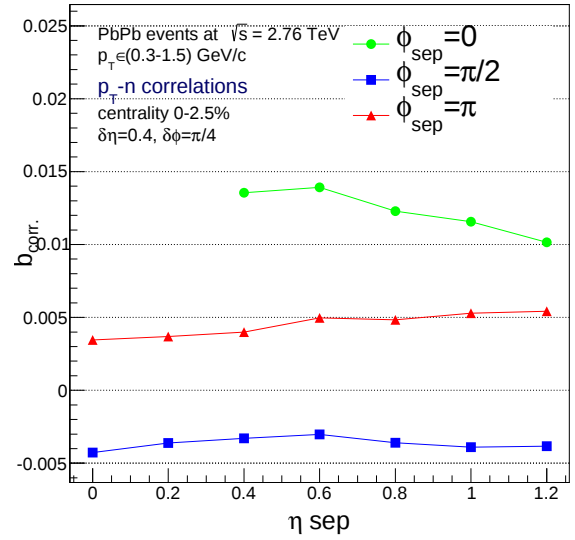
На Рис. 6.12 показаны b_{corr} для корреляций $p_T - n$ в различных интервалах центральности (ширина интервалов равна 5%) для η - ϕ окон из набора 5 (табл. 3.1). Аналогично случаю $n - n$ корреляций, можно выделить диапазон центральностей 5–50%, в которых топология b_{corr} имеет выраженную «эллиптичность» и имеет значительные отрицательные значения в окнах, расположенных под углом $\pi/2$ по азимуту.

На Рис. 6.11 для самых центральных столкновений, аналогично Рис. 6.6 для $n - n$ корреляций, приведены зависимости b_{corr} корреляций $p_T - n$ от $\eta_{sep.}$ для трех конфигураций азимутальных окон ($\phi_{sep.} = 0, \pi/2$ и π). Как и для случая $n - n$, с ростом $\eta_{sep.}$ можно видеть уменьшение b_{corr} в окнах с $\phi_{sep.} = 0$ и увеличение в случае $\phi_{sep.} = \pi/2$ и π .

Измерение корреляций $p_T - n$ в полных псевдобыстротных окнах $(-0.8, 0.8)$, разнесенных по азимуту (набор 6 в табл. 3.1), для в трех диапазонах p_T (0.3-1.5, 0.2-0.8



(a) центральность 0-5%



(b) центральность 0-2.5%

Рис. 6.11: Зависимость коэффициента корреляции p_T-n от η_{sep} для значений $\phi_{sep}=0$, $\pi/2$ и π для событий с центральностью (a) 0-5 и (b) 0-2.5%, для которых $\delta\eta = 0.4$ и $\delta\phi = \frac{\pi}{4}$. Частицы из диапазона p_T 0.3-1.5 ГэВ/с.

и 0.8-4.0 ГэВ/с) в трех классах центральности 0-5%, 0-2.5% и 0-1% показало наличие двух «хребтов» в области $\phi_{sep}=\pi$, также как и в случае $n-n$ корреляций.

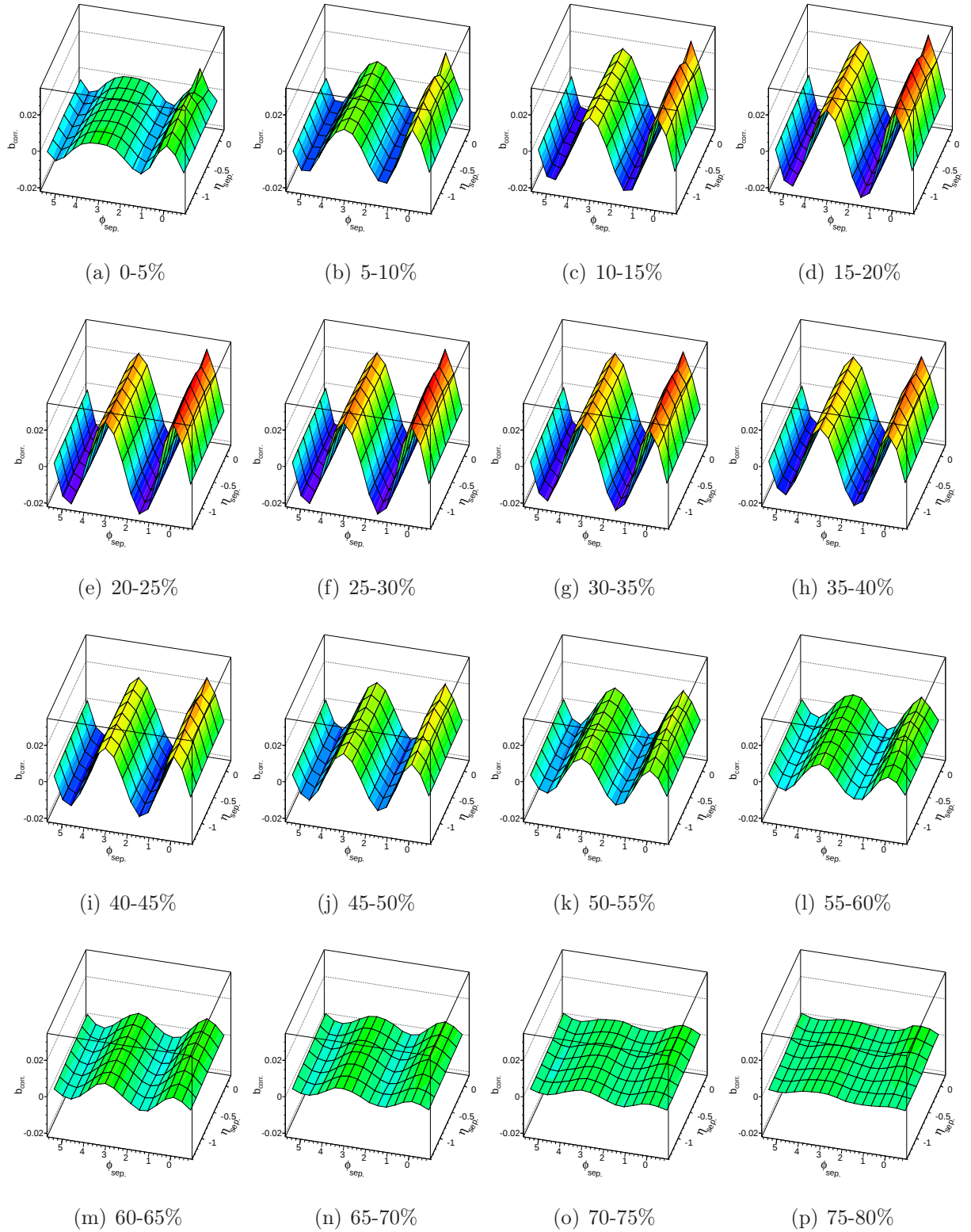


Рис. 6.12: Сканирование поведения корреляций $p_T - n$ для событий $Pb-Pb$ с изменением положения интервала центральности (ширина интервала равна 5%), для η - ϕ окон из набора 5 (табл. 3.1), для которых $\delta\eta = 0.4$ и $\delta\phi = \frac{\pi}{8}$ (16 угловых секторов). Частицы из диапазона $p_T \in (0.3-1.5)$ ГэВ/с.

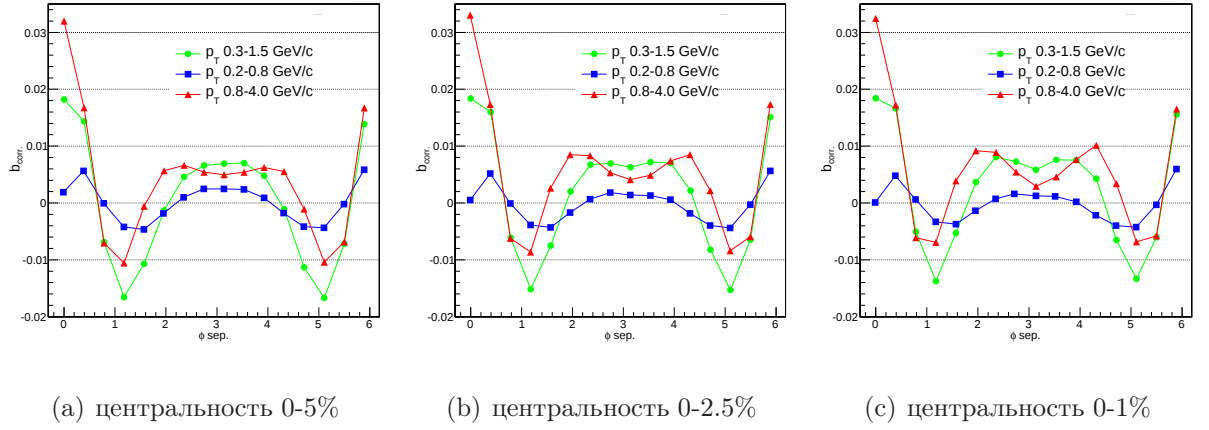


Рис. 6.13: Корреляции $p_T - n$ для событий $Pb-Pb$ с центральностью (a) 0-5%, (b) 0-2.5% и (c) 0-1% для полных η -окон $(-0.8, 0.8)$ как функция от $\phi_{sep.}$ с шириной азимутальных окон $\delta\phi = \frac{\pi}{8}$, в трех интервалах поперечных импульсов частиц p_T 0.3-1.5, 0.2-0.8 и 0.8-4.0 ГэВ/с.

6.4 Корреляции между средними поперечными импульсами

Анализ $p_T - p_T$ корреляций был проведен аналогично анализу $p_T - n$.

На Рис. 6.14 показаны зависимости коэффициентов корреляций $p_T - p_T$ в окнах с полным аксептансом по азимутальному углу от зазора между окнами η_{gap} (a) и ширины окон $\delta\eta$ (b), для трех классов центральных событий. Можно видеть, что значения b_{corr} почти не меняются с классом центральности, примерно постоянны при различных η_{gap} и растут с $\delta\eta$.

На Рис. 6.15 показаны топологии значений b_{corr} для корреляций $p_T - p_T$ в различных интервалах центральности ширины 5% в η - ϕ окнах из набора 5 (табл. 3.1). Как и в рассмотренных выше корреляциях $n - n$ и $p_T - n$, в области промежуточных значений центральности значения коэффициентов корреляций $p_T - p_T$ также выявляют «эллиптический поток».

Наиболее интересным представляется случай центральных событий (Рис. 6.15, a), в котором заметна структура из двух «хребтов» при $\phi_{sep.} = \pi$. На Рис. 6.17 корреляции $p_T - p_T$ показаны в более узких центральных классах: (a) 0-2.5 и (b) 0-1% (η - ϕ интервалы из набора 4 в табл. 3.1), для 8 угловых секторов. Можно видеть, что хребты и углубление между ними становятся более выраженными в самых центральных событиях.

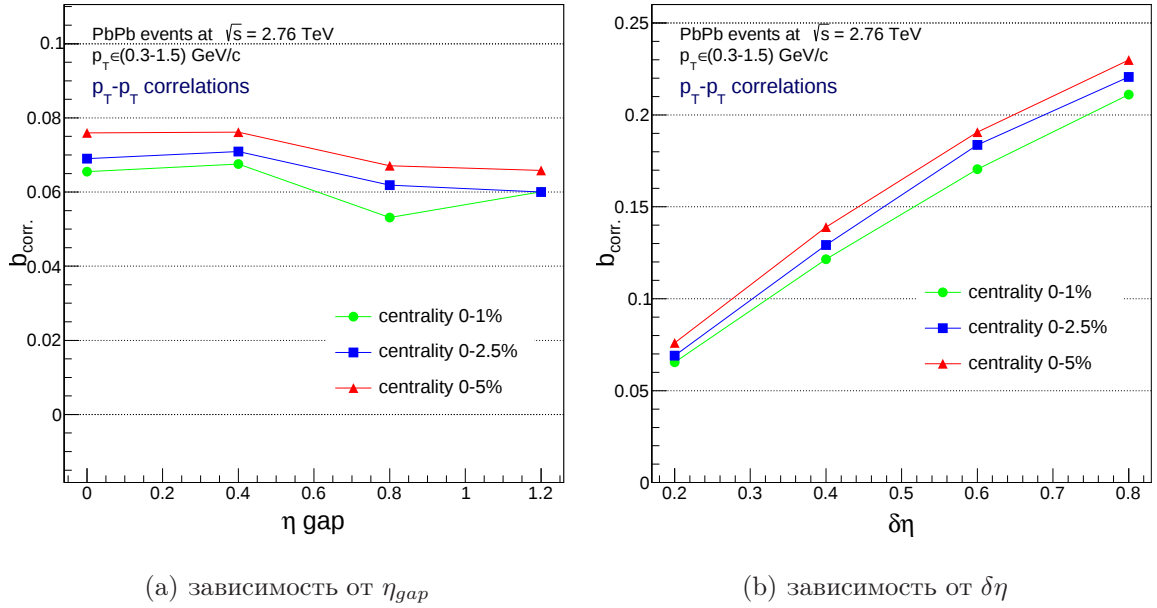


Рис. 6.14: Зависимость коэффициентов корреляций $p_T - p_T$ для событий $Pb-Pb$ (a) от η_{gap} между окнами ширины $\delta\eta=0.2$ и (b) от $\delta\eta$ при зазоре между окнами $\eta_{gap}=0$, в классах центральности 0-1, 0-2.5 и 0-5%. Частицы из диапазона p_T 0.3-1.5 ГэВ/с.

Зависимости b_{corr} корреляций $p_T - p_T$ от $\eta_{sep.}$ для трех конфигураций азимутальных окон ($\phi_{sep.}=0, \pi/2$ и π) приводятся на Рис. 6.16 для двух классов центральных столкновений 0-5 и 0-2.5%. С ростом $\eta_{sep.}$ можно видеть уменьшение b_{corr} в окнах с $\phi_{sep.}=0$, при $\phi_{sep.}=\pi/2$ и π наблюдается более сложное поведение: минимум при $\eta_{sep.}=0$, затем небольшой скачок и выход на постоянное значение. Для событий с центральностью 0-2.5% последнее утверждение требует подтверждения, так как непостоянное поведение b_{corr} может быть связано с недостаточной статистикой.

Результаты для полных по η окон $(-0.8, 0.8)$ в трех диапазонах p_T для трех интервалов центральности приведены на Рис. 6.18. При сравнении поведения b_{corr} в диапазонах p_T 0.2-0.8 и 0.8-4.0 ГэВ/с можно видеть, что структура из двух «хребтов» меняется: в самых центральных событиях для более жесткого диапазона p_T максимумы в области противоположных азимутальных углов «раздвигаются», с одновременным «углублением» значений b_{corr} при $\phi_{sep.} = \pi$, которые становятся отрицательными.

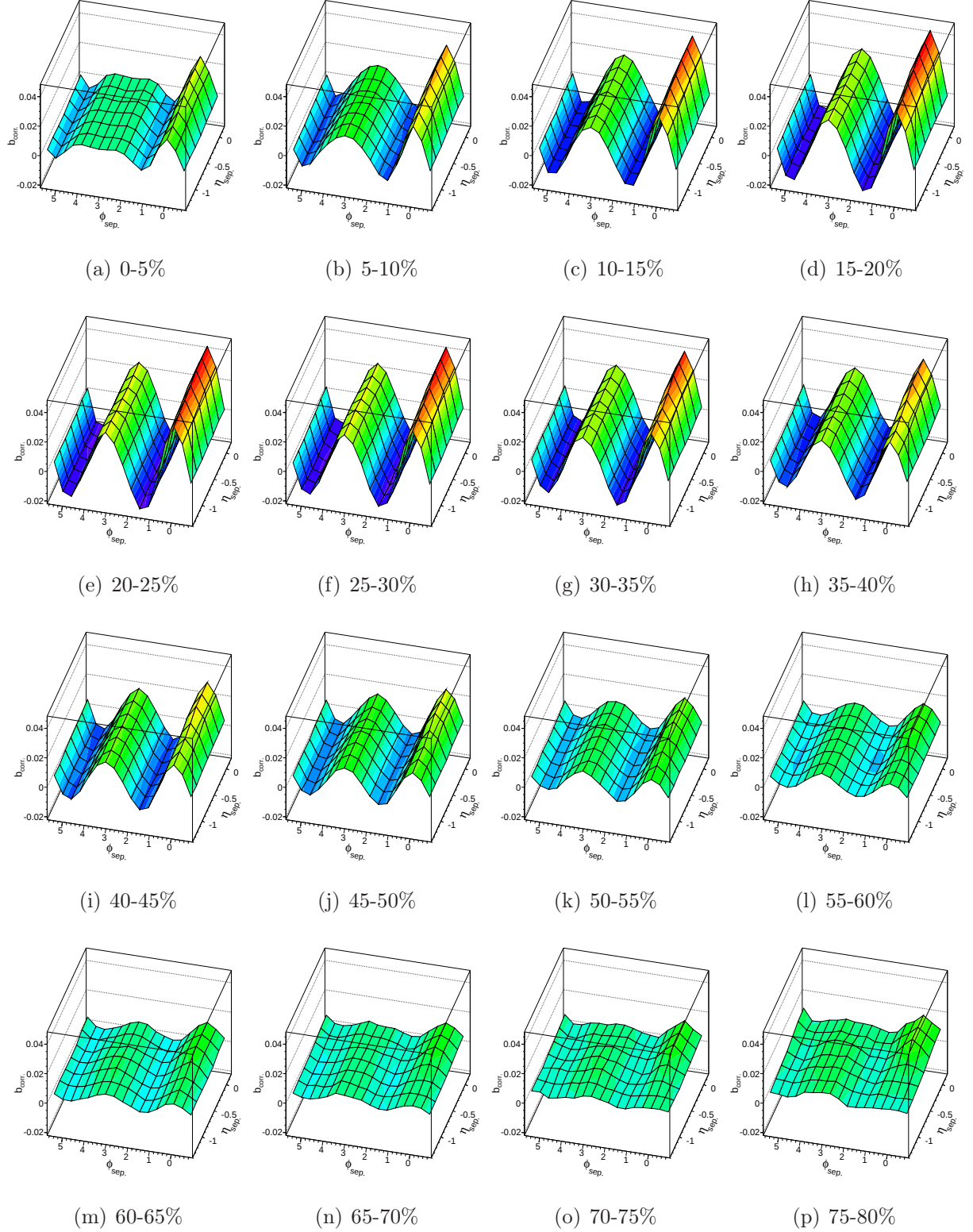
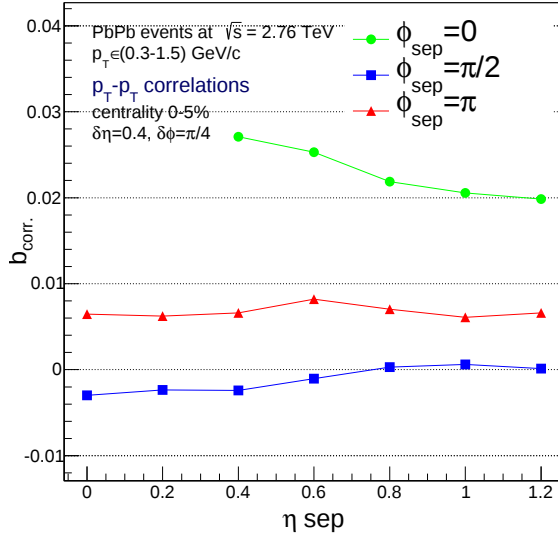
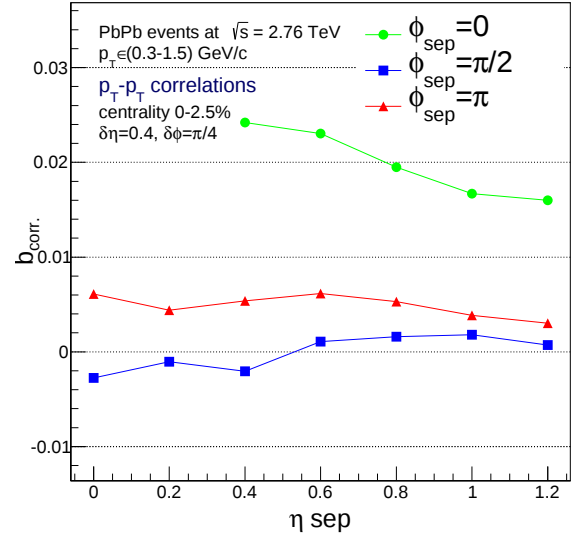


Рис. 6.15: Сканирование поведения корреляций $p_T - p_T$ для событий $Pb-Pb$ в интервалах центральности шириной 5%, для η - ϕ окон из набора 5 (табл. 3.1), для которых $\delta\eta = 0.4$ и $\delta\phi = \frac{\pi}{8}$ (16 угловых секторов). Частицы из диапазона $p_T \in (0.3-1.5)$ ГэВ/с.

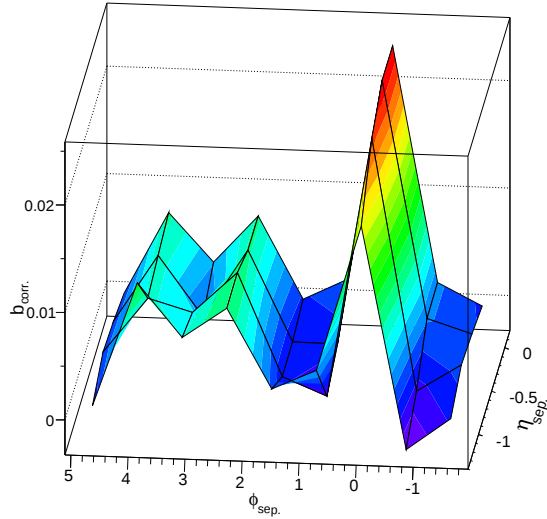


(a) центральность 0-5%

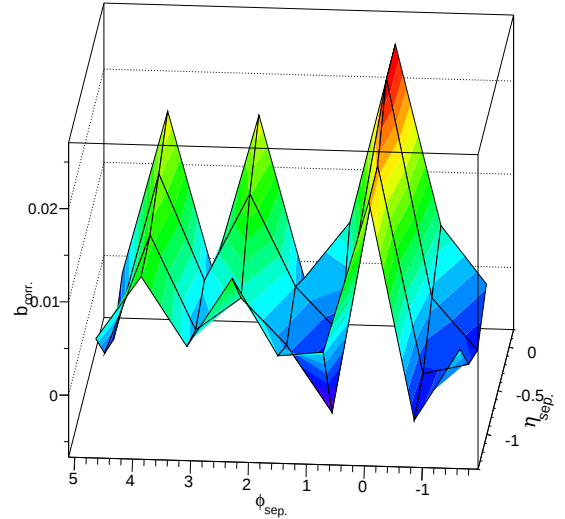


(b) центральность 0-2.5%

Рис. 6.16: Зависимость коэффициента корреляции $p_T - p_T$ от η_{sep} для значений $\phi_{sep}=0, \pi/2$ и π для событий с центральностью (a) 0-5 и (b) 0-2.5%, для которых $\delta\eta = 0.4$ и $\delta\phi = \frac{\pi}{4}$. Частицы из диапазона p_T 0.3-1.5 ГэВ/с.



(a) центральность 0-2.5%



(b) центральность 0-1%

Рис. 6.17: Корреляции $p_T - p_T$ для событий с центральностью (a) 0-2.5 и (b) 0-1%, для η - ϕ интервалов из набора 4 (табл. 3.1), для которых $\delta\eta = 0.4$ и $\delta\phi = \frac{\pi}{4}$ (8 угловых секторов). Частицы из диапазона p_T 0.3-1.5 ГэВ/с.

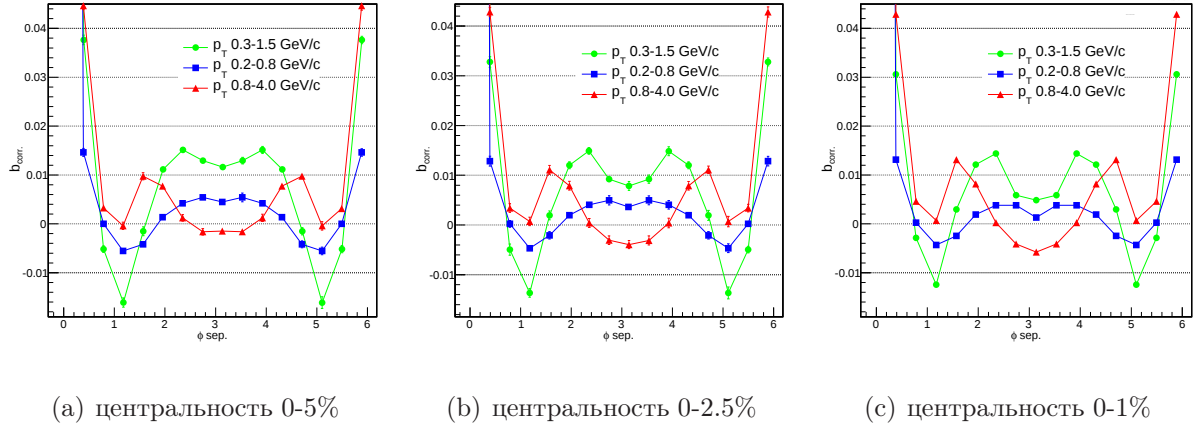


Рис. 6.18: Корреляции $p_T - p_T$ для событий $Pb-Pb$ с центральностью (a) 0-5%, (b) 0-2.5% и (c) 0-1% для полных η -окон $(-0.8, 0.8)$ как функция от $\phi_{sep.}$ с шириной азимутальных окон $\delta\phi = \frac{\pi}{8}$, в трех интервалах поперечных импульсов частиц p_T 0.3-1.5, 0.2-0.8 и 0.8-4.0 ГэВ/с.

6.5 Основные выводы из анализа данных корреляций в $Pb-Pb$ столкновениях

Впервые получены для данных эксперимента ALICE по ядро-ядерным столкновениям ($Pb-Pb$) при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, на основе методики выявления топологии корреляций, экспериментальные значения коэффициентов корреляций трех типов ($n - n$, $p_T - n$, $p_T - p_T$). Выявлены зависимости коэффициентов от ширины окон, от зазора между окнами по псевдобыстроте и азимутальному углу. Исследовано поведение корреляций в разных классах центральности. В центральных классах получены значения коэффициентов для различных диапазонов поперечного импульса p_T частиц.

Показано, что в разных классах центральности и в различных диапазонах p_T корреляции всех типов могут иметь отрицательные значения в окнах, расположенных под углом $\phi_{sep.} = \pi/2$ друг к другу.

В центральных ядро-ядерных соударениях в корреляциях трех типов в противоположных по азимуту окнах для значений b_{corr} получена структура из двух «хребтов», форма которой зависит от области p_T заряженных частиц.

Ненулевые корреляции $p_T - n$ и $p_T - p_T$ в разнесенных по псевдобыстроте окнах не противоречат модели слияния струн [15].

Заключение

Основные результаты диссертационной работы:

1. Разработан пакет анализа топологии быструх и азимутальных корреляций заряженных частиц в протон-протонных и ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях.
2. Разработана и апробирована методика расчета коэффициентов коррекции и систематических погрешностей экспериментальных значений коэффициентов корреляции множественности.
3. Выполнен впервые анализ дальних корреляций множественности в эксперименте ALICE по протон-протонным столкновениям для энергий $\sqrt{s} = 900$ ГэВ, 2.76 и 7 ТэВ в разнесенных по псевдобыстроте и азимутальному углу окнах, в мягкой части спектра поперечных импульсов (от 0.3 до 1.5 ГэВ/с).
4. Выполнен анализ коррекций и систематических погрешностей дальних корреляций множественности в эксперименте ALICE по протон-протонным столкновениям для энергий $\sqrt{s} = 900$ ГэВ, 2.76 и 7 ТэВ.
5. Разработанные методики измерений коэффициентов дальних корреляций впервые применены к анализу данных эксперимента ALICE по ядро-ядерным столкновениям ($Pb-Pb$) при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ. Впервые получены экспериментальные значения коэффициентов корреляций трех типов ($n-n$, p_T-n , p_T-p_T) в столкновениях свинец-свинец при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, исследована их зависимость от взаимного положения и размеров пары окон по псевдобыстроте и азимутальному углу.
6. Разработан Монте-Карло генератор («игрушечная» модель) для моделирования топологии быструх и азимутальных корреляций заряженных частиц

в протон-протонных и ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях с целью проверки упрощенных теоретических моделей.

7. Выполнены расчеты топологии дальних корреляций $n - n$ в и $Pb-Pb$ столкновениях в рамках моделей стандартных монте-карло генераторов (PYTHIA, PHOJET, HIJING) и в модели независимых струн, результаты сопоставлены с экспериментом.

Выводы диссертационной работы:

1. На основе анализа данных эксперимента ALICE по протон-протонным столкновениям для энергий $\sqrt{s} = 900$ ГэВ, 2.76 и 7 ТэВ в разнесенных по псевдобыстроте и азимутальному углу окнах, в мягкой части спектра поперечных импульсов (от 0.3 до 1.5 ГэВ/с), впервые выявлены следующие основные особенности поведения корреляционной функции для нормализованных значений множественности заряженных частиц:
 - выявлены существенные значения коэффициентов корреляции множественности,
 - коэффициенты корреляции нелинейно растут с увеличением энергии столкновения и с увеличением ширины псевдобыстротных окон,
 - коэффициенты корреляции слабо зависят от расстояния между быстротными (и азимутальными) окнами.
2. Исследования топологии дальних корреляций, выполненные для различных конфигураций азимутальных секторов, позволяют разделить вклады от ближних и дальних корреляций. Показано, что вклад ближней компоненты практически не меняется с энергий, а рост коэффициентов корреляций с энергией преобладающим образом определяется дальними корреляциями.
3. Сопоставление экспериментальных результатов с данными монте-карло моделирования (PYTHIA, PHOJET) и с моделью струн как независимых источников частиц, позволяет сделать вывод о том, что вклад дальних корреляций связан с флуктуациями – от события к событию – числа протяженных по быстроте источников, образующихся в столкновениях и являющихся независимыми излучателями частиц. Таким образом, наблюдаемые дальние корреляции в случае

протон-протонных столкновений говорят о существенной роли процессов начального состояния, что важно для последующего анализа дальних корреляций и эффектов начального и конечного состояний в ядро-ядерных столкновениях.

4. На основе анализа данных эксперимента ALICE по ядро-ядерным столкновениям ($Pb-Pb$) при энергии $\sqrt{s}=2.76$ ТэВ с использованием разработанной методики впервые получены зависимости от положения окон по псевдобыстроте и азимутальному углу для коэффициентов корреляций трех типов ($n-n$, p_T-n , p_T-p_T). Выявлены нетривиальные детали поведения коэффициентов корреляций, в частности, отрицательные значения коэффициента p_T-n в окнах, расположенных под углом $\pi/2$ по азимуту, а также сложное поведение коэффициентов корреляций в структуре так называемого «заднего хребта» в корреляциях p_T-p_T .

Положения, выносимые на защиту:

1. Впервые получены для данных эксперимента ALICE в протон-протонных столкновениях при энергиях $\sqrt{s}=900$ ГэВ, 2.76 и 7 ТэВ экспериментальные значения коэффициентов корреляций множественности ($n-n$ корреляций) для разнесенных по псевдобыстроте и азимутальному углу окон, в диапазоне поперечных импульсов p_T от 0.3 до 1.5 ГэВ/с в области псевдобыстрот $|\eta| < 0.8$.
2. Разработаны и апробированы три отдельные методики коррекции полученных значений коэффициентов $n-n$ корреляций, использующие монте-карловское моделирование, вариацию критериев отбора событий и треков частиц, проведено сравнение экспериментальных зависимостей с расчетами на основе генераторов событий PYTHIA и PHOJET.
3. Разработана методика разделения вкладов ближних и дальних корреляций $n-n$ с помощью введения дополнительного разбиения псевдобыстротных окон на азимутальные сектора (методика выявления топологии корреляций).
4. Впервые получены для данных эксперимента ALICE по ядро-ядерным столкновениям ($Pb-Pb$) при энергии $\sqrt{s}=2.76$ ТэВ на основе методики выявления топологии корреляций экспериментальные значения коэффициентов корреляций трех типов ($n-n$, p_T-n , p_T-p_T), выявлены зависимости коэффициентов от положения окон по псевдобыстроте и азимутальному углу.

Приложение А

Пакет работы с данными AliExtractor

Для быстрого доступа к данным и систематического извлечения из них коэффициентов корреляций на базе платформы ROOT был разработан пакет AliExtractor с интерфейсом пользователя. С его помощью можно напрямую обращаться к библиотеке LRC [61] для построения корреляционных кривых, их фитирования, вывода зависимостей и проч. При запуске программа создает два окна. Первое окно, представляющее собой панель управления, показано на Рис. A.1, второе окно является экземпляром класса TCanvas, в который выводятся построенные распределения и зависимости (Рис. A.2). Ниже приводится краткое описание интерфейса и процесса работы с программой в ее наиболее часто используемом режиме:

- кнопка «**Open file**» вызывает диалог открытия .root-файла с обработанными данными, по которым строятся распределения и извлекаются коэффициенты;
- в выпадающем списке «**List name**» перечисляются содержащиеся в открытом файле контейнеры с данными, выбирается тот, который подлежат текущей обработке;
- ниже расположено окно, в которое из открытого контейнера извлекается список быстро-азимутальных интервалов, на которые был разбит аксептанс детектора при анализе данных;
- область интерфейса «**Canvas**» содержит элементы настроек окна canvas;
- с помощью настроек и кнопок области «**Actions**» можно выбирать тип корреляций для построения, области фитирования, переключить режим гистограмма-граф, подгружать сторонние данные и проч.;

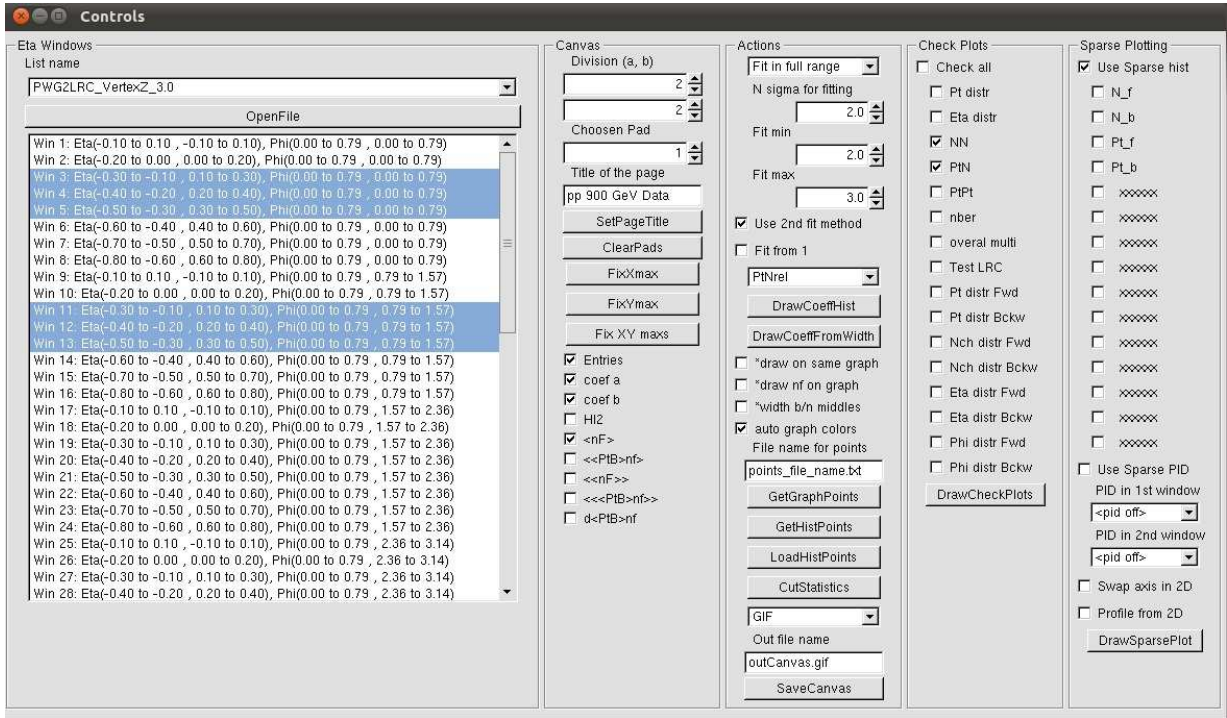


Рис. А.1: Первое окно программы AliExtractor, содержащее элементы управления и настройки области построения.

- область «**Check plots**» позволяет выводить на построение различные проверочные распределения и исходные 2D-гистограммы с корреляционными «облаками» (см. также Приложение Б).

Помимо графического интерфейса пользователя в программу встроено множество функций по работе с данными .root-файла, которые позволяют писать достаточно сложные сценарии обработки данных по извлечению коэффициентов корреляции.

В качестве дополнительного комментария следует заметить, что, как показывает опыт, подобные приложения крайне необходимы при работе с большими объемами данных. Значительную часть времени у исследователя занимает просмотр каких-либо результатов «на лету» в виде графиков и численных значений, причем требуется возможность быстрого сравнения поведения результатов при разных наборах параметров, сохранения интересных либо «подозрительных» распределений, наложения графиков друг на друга и т.п. Поэтому создание программы, предоставляющей описанный инструментарий, оправдывает потраченное время и силы, так как позволяет сосредоточить внимание на научном поиске, освободив от необходимости вводить множество команд вручную и разбирательства в океане накопленных результатов. Также немаловажна возможность быстрого обнаружения ошибок расчета,

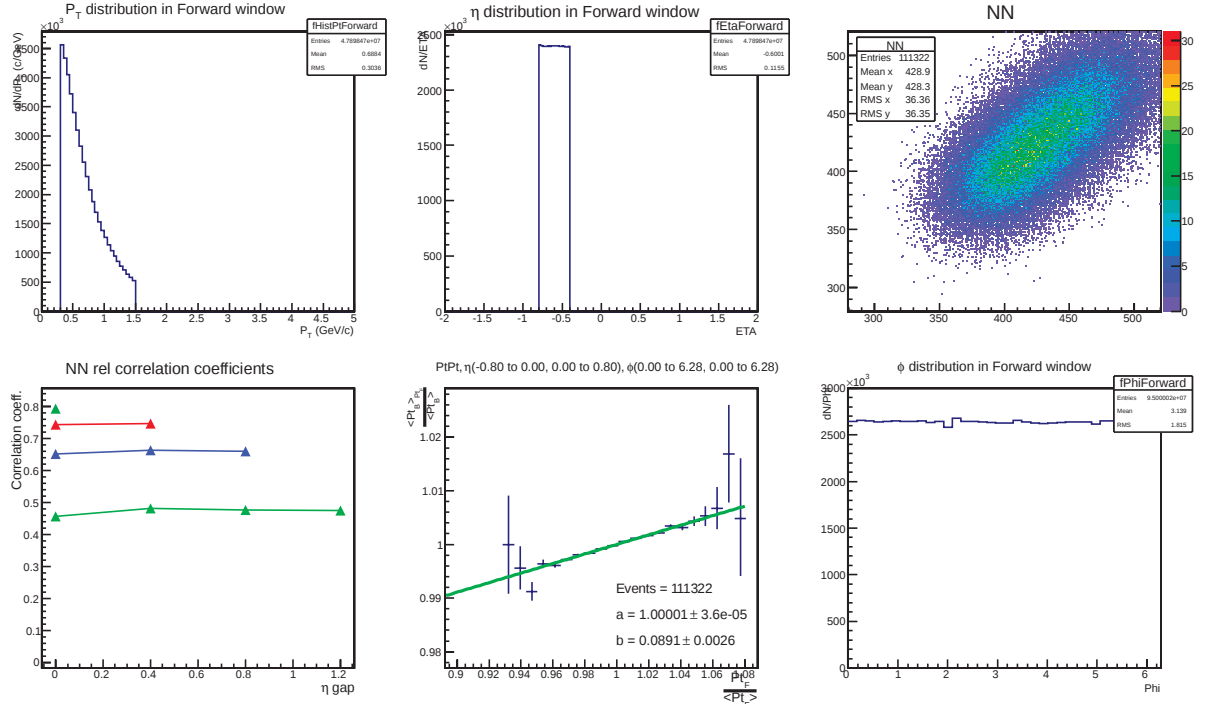


Рис. А.2: Второе окно программы AliExtractor – область построения гистограмм и распределений. Для примера показаны некоторые данные по результатам анализа $PbPb$ столкновений при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, класс центральности 0 – 5%, различные η -интервалы.

которые часто видны непосредственно при первом же взгляде на распределение.

Приложение Б

Рабочие распределения для расчета коэффициентов
корреляций

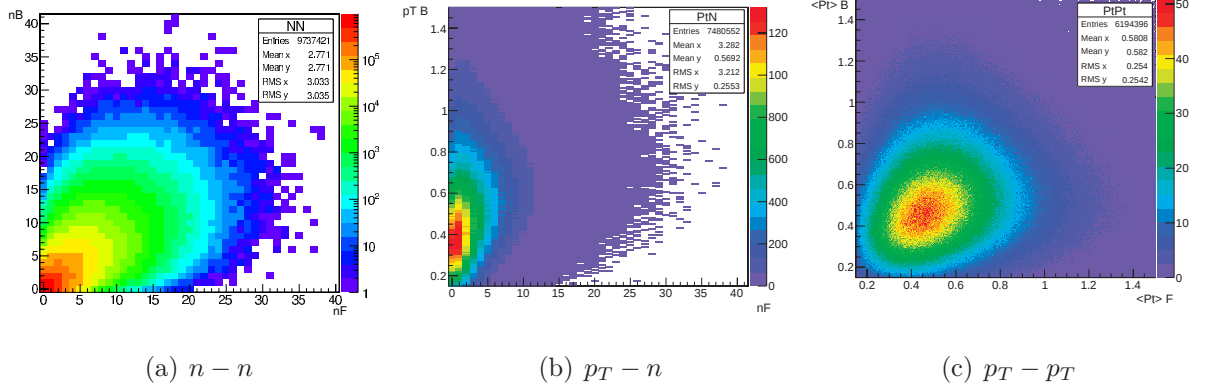


Рис. Б.1: Двумерные гистограммы накопленных событийных данных для расчета корреляций (pp , $\sqrt{s}=7$ ТэВ, η -интервалы: $(-0.8; -0.2)$ в заднем окне и $(0.2; 0.8)$ в переднем).

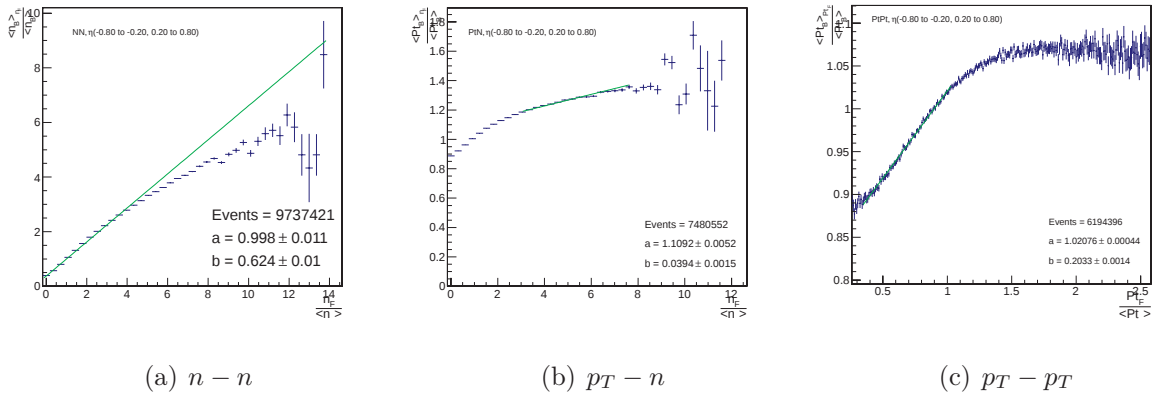


Рис. Б.2: Гистограммы, полученные регрессией «облаков» с Рис. Б.1, определение коэффициентов корреляций путем линейной аппроксимации в заданной области.

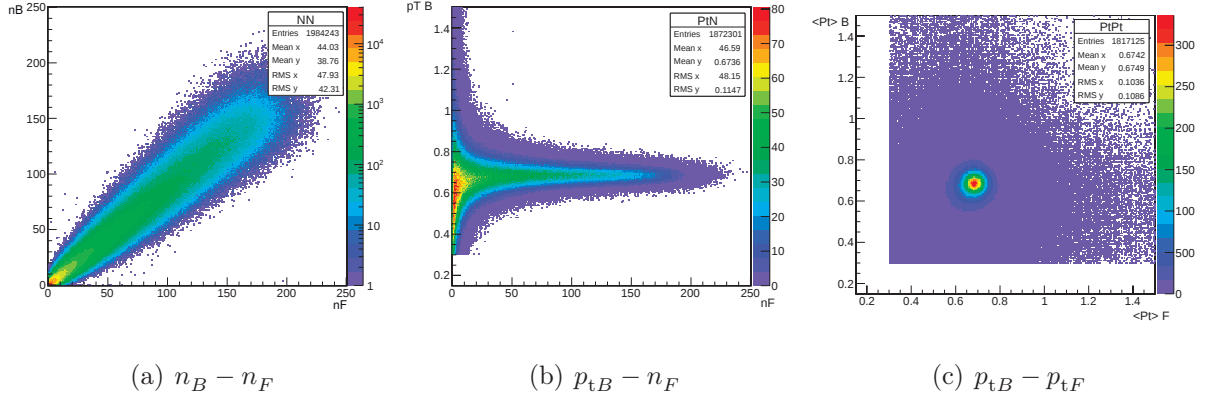


Рис. Б.3: Двумерные гистограммы накопленных событийных данных для расчета корреляций ($Pb-Pb$, $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, без отбора по классу центральности, η -интервалы: $(-0.8; -0.6)$ в заднем окне и $(0.6; 0.8)$ в переднем).

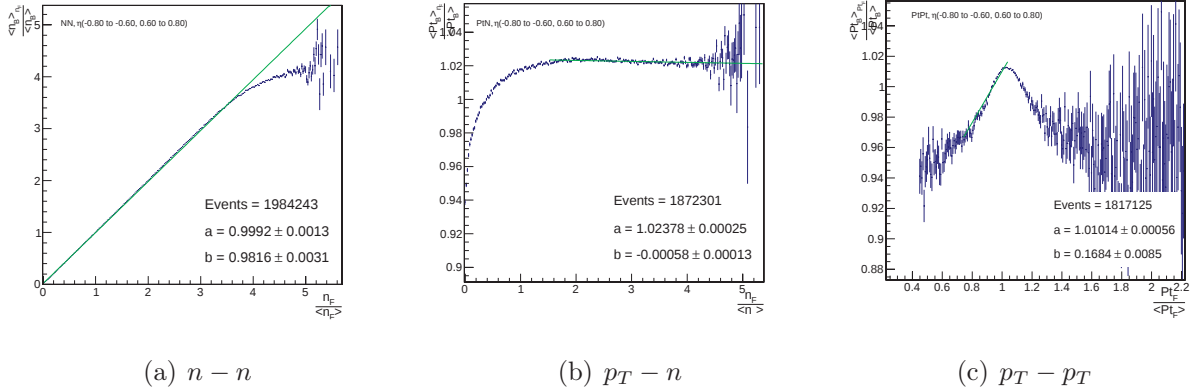


Рис. Б.4: Гистограммы, полученные регрессией «облаков» с Рис. Б.3, определение коэффициентов корреляций путем линейной аппроксимации в заданной области.

Приложение В

Критерии отбора треков и их вариации

Отбор треков в pp -событиях производился согласно некоторым критериям «по умолчанию», см. табл. 6.1. В той же таблице приведены вариации этих критериев для оценки систематических погрешностей (сюда же внесена вариация максимального отклонения вершины события по z). Кроме этого, дополнительно использовались «стандартные» критерии отбора ALICE, известные как «global cuts» и «TPC-only cuts».

На Рис.В.1 и В.2 показаны некоторые из проверочных распределений, по которым проводилась верификация анализа данных pp при энергии $\sqrt{s}=7$ ТэВ.

Таблица 6.1: Критерии отбора событий и треков и их вариации, в событиях pp .

Параметр	По умолчанию	Вариации
позиция вершины по z (макс.)	7 см	3, 5, 10 см
мин. число кластеров TPC	80	40, 100
мин. число кластеров ITS	2	0, 4
$\chi^2/N_{TPCclusters}$ (макс.)	4	
DCA_{xy}, DCA_z	0.5 см	0.1, 2.0 см
ITS, TPC обратный фит	Да	Нет
Наличие треклета в SPD	Нет	Да

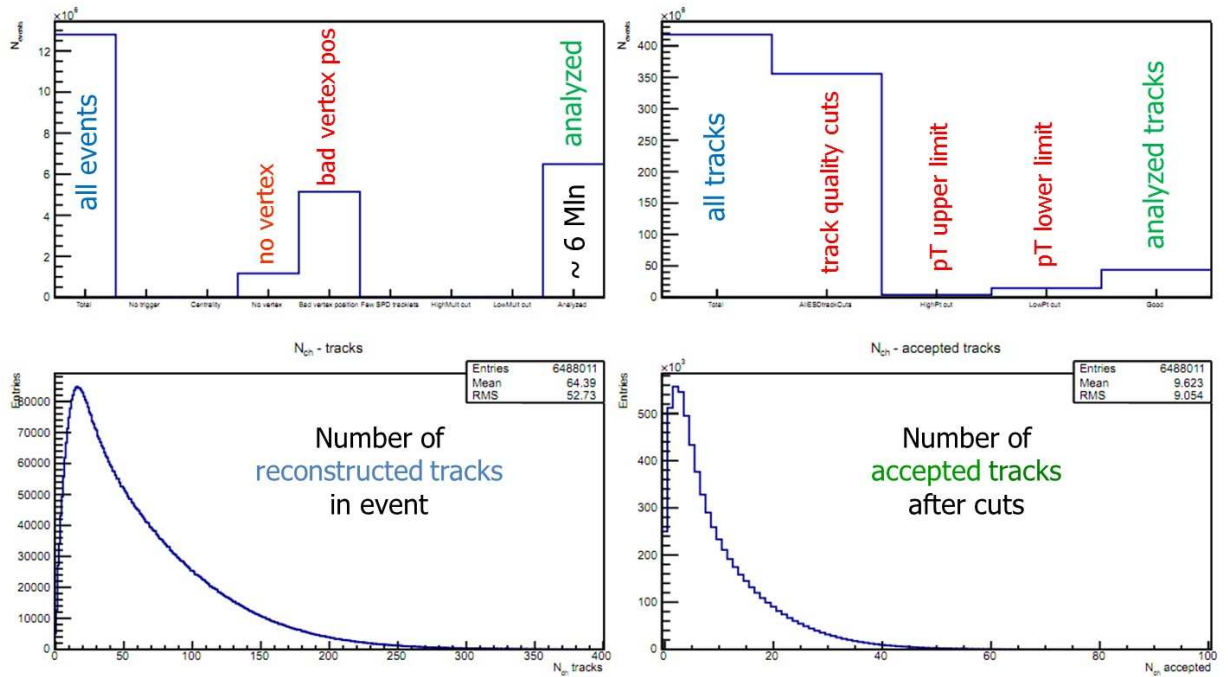


Рис. В.1: Проверочные распределения (pp , $\sqrt{s} = 7$ ТэВ): сверху – статистика отбора событий и отбора треков, снизу – число реконструированных треков до и после применения критериев отбора.

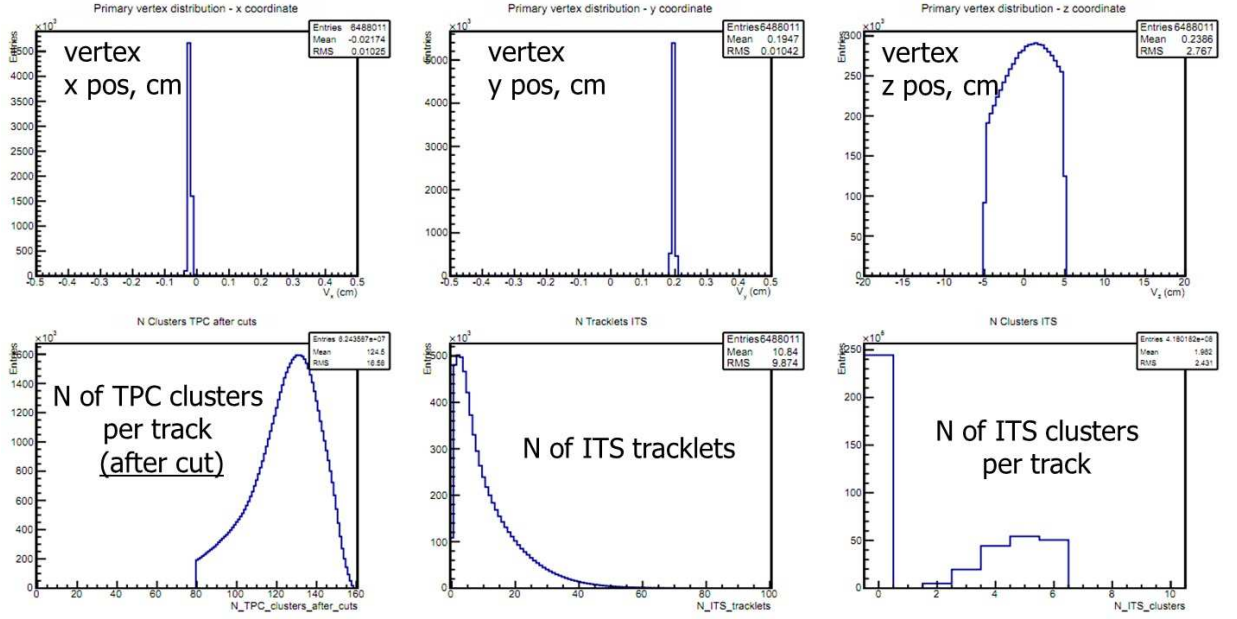


Рис. В.2: Проверочные распределения (pp , $\sqrt{s} = 7$ ТэВ): сверху – статистика положения реконструированных вершин событий по трем координатам, снизу – статистика числа участвовавших в реконструкции каждого трека кластеров TPC, ITS (для ITS – также и треклетов).

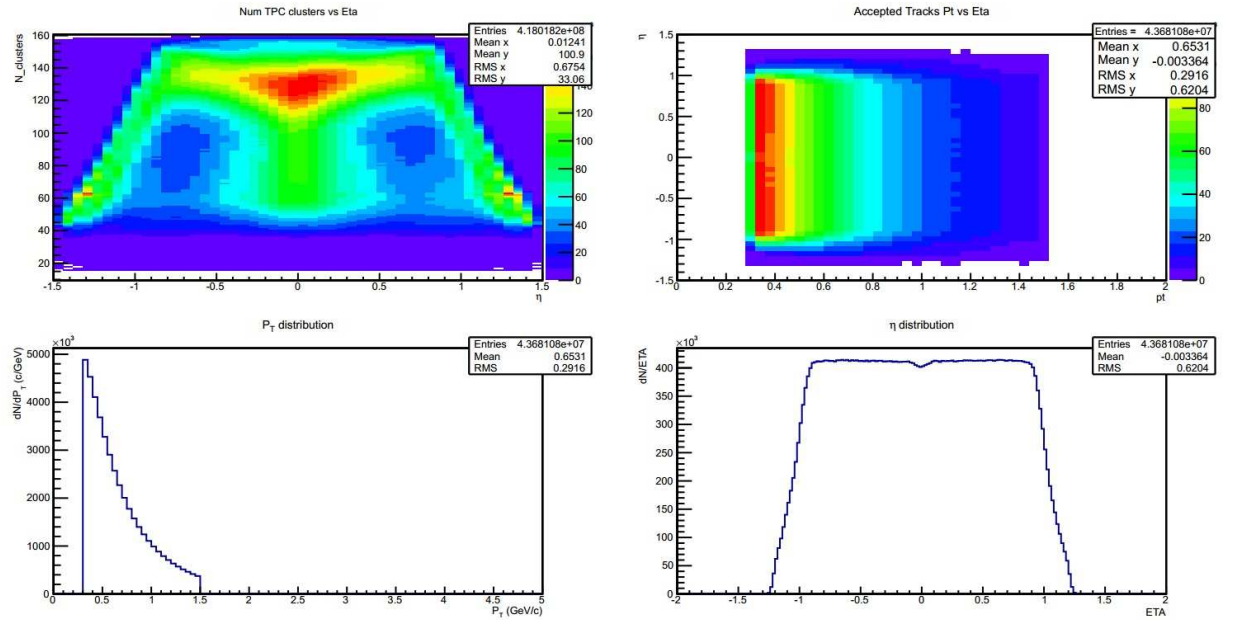


Рис. В.3: Проверочные распределения (pp , $\sqrt{s} = 7$ ТэВ): сверху слева – зависимость числа участвовавших в реконструкции каждого трека кластеров TPC от направления η , справа – распределение η - p_T ; снизу – распределения по поперечному импульсу p_T и по η .

Приложение Г

Наборы данных, использованные для анализа

Таблица 6.2: Наборы данных для анализа, набранных экспериментом ALICE в pp -столкновениях.

Энергия столкновений (ТэВ)	Набор	Раны (runs)	Число отобранных событий
0.9	LHC10c (pass3)	118506, 118518, 118556, 118558, 118560	2 млн
2.76	LHC11a (pass3 with SDD)	146806, 146805, 146804, 146803, 146802, 146801	10 млн
7	LHC10d (pass2)	126097, 126090, 126088, 126082, 126081, 126078, 126073, 126008, 126007, 126004	6.5 млн

Таблица 6.3: Наборы данных моделирования для анализа данных pp , соответствующие ранам в Табл. 6.2

Энергия столкновений (ТэВ)	Набор	Раны (runs)	Число отобранных событий
0.9	LHC10e13 (PYTHIA-Perugia0)	118556, 118512, 118518(FIX)	2 млн
2.76	LHC11e3a (PYTHIA-Perugia0)	146858	400 тыс.
7	LHC11e3a (PYTHIA-Perugia0)	125850, 125851, 125855, 126004, 126007, 126008, 126078, 126081, 126082	5 млн

Таблица 6.4: Наборы данных для анализа, набранных экспериментом ALICE в $PbPb$ -столкновениях.

Энергия столкновений (ТэВ)	Набор	Раны	Число отобранных событий
2.76	LHC10h (pass2)	138364 – 139510	5 млн

Приложение Д

Независимость корреляций множественности от ширины заднего окна

В работе [75] в рамках модели независимых источников показана независимость коэффициента корреляции в *относительных* переменных b_{corr}^{rel} (1.5) от аксептанса заднего окна и зависимость от аксептанса переднего.

На Рис. Г.2 приведены экспериментально измеренные значения b_{corr} в абсолютных и относительных переменных при фиксировании размеров и положения одного из окон и изменении ширины второго окна (выбранные окна схематично представлены на Рис. Г.1).

Можно видеть, что зависимость от аксептанса *заднего* окна отсутствует в случае b_{corr} в относительных переменных (заполненные треугольники на Рис.Г.2). В то же время наблюдается нелинейный рост b_{corr} при увеличении аксептанса *переднего* окна (заполненные красные квадраты).

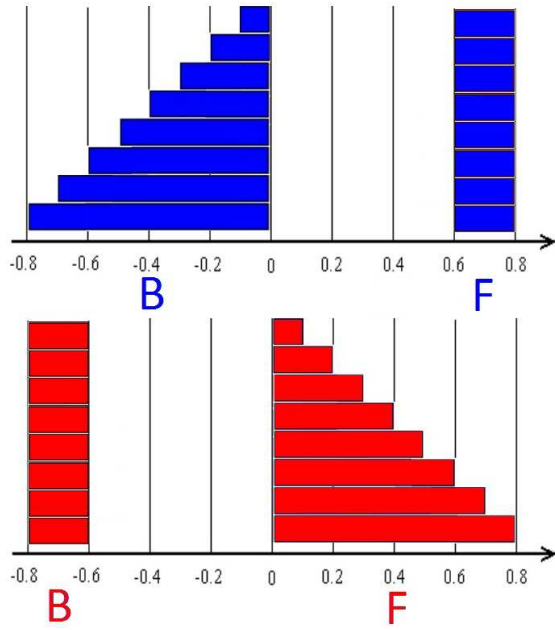


Рис. Г.1: Наборы η -окон: с фиксированной шириной переднего окна $\delta\eta_F=0.2$ и изменяющейся шириной заднего $\delta\eta_B$ (верхняя картинка) и фиксированным задним окном и изменяющимся передним (нижняя картинка).

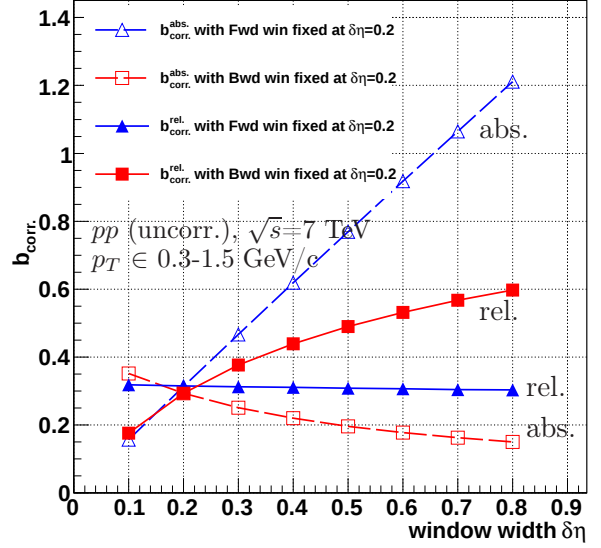


Рис. Г.2: Коэффициент корреляции в абсолютных (пустые маркеры) и относительных (заполненные маркеры) переменных, в зависимости от ширины окна по псевдобыстроте – заднего при фиксированном переднем (синие линии) и переднего при фиксированном заднем (красные линии), для наборов окон, показанных на Рис. Г.1. Показаны экспериментальные данные без введения коррекций.

Литература

- [1] V. Vechernin, *Correlations between multiplicities in rapidity and azimuthally separated windows* (2012), [1210.7588](#).
- [2] M. A. Braun and C. Pajares, *Implications of percolation of color strings on multiplicities, correlations and the transverse momentum*, *Eur. Phys. J.* **C16**, 349–359 (2000), [hep-ph/9907332](#).
- [3] A. Capella and J. T. T. van, *Phys. Rev.* **D29**, 2512 (1984).
- [4] G. A. et al., *Phys. Rep.* **154**, 247 (1987).
- [5] C.-I. A. Capella, U. Sukhtame and J. T. Van, *Phys. Rep.* **236**, 225–329 (1994).
- [6] A. Capella and A. Krzywicki, *UNITARITY CORRECTIONS TO SHORT RANGE ORDER: LONG RANGE RAPIDITY CORRELATIONS*, *Phys. Rev.* **D18**, 4120 (1978).
- [7] Л.Б.Окунь, *Физика элементарных частиц*, Москва, Наука, 2 изд. edition (1988).
- [8] A. Capella, U. Sukhatme, and J. Tran Thanh Van, *Soft Multi - Hadron Production from Partonic Structure and Fragmentation Functions*, *Z. Phys.* **C3**, 329–337 (1979).
- [9] A.B.Kaydalov, *Phys.Lett.B* **116**, 459 (1982).
- [10] A.B.Kaidalov and K.A.TeMartirosyan, *Phys.Lett.B* **117**, 247 (1982).
- [11] X. Artru and G. Mennessier, *Nucl. Phys. B* **70**, 93 (1974).
- [12] V. Vechernin and R. Kolevatov, *Simple cellular model of long range multiplicity and p_T correlations in high-energy nuclear collisions*, *Vestn.St.Petersburg Univ.* (2003), [hep-ph/0304295](#).

- [13] M. A. Braun, C. Pajares, and V. V. Vechernin, *On the forward-backward correlations in a two-stage scenario*, *Phys. Lett.* **B493**, 54–64 (2000), [hep-ph/0007241](#).
- [14] V. Abramovsky and O. Kancheli, *Pisma Zh.Eksp.Teor.Fiz.* 31 (1980) **31**, 566–569 (1980).
- [15] M. Braun and C. Pajares, *A Probabilistic model of interacting strings*, *Nucl. Phys.* **B390**, 542–558 (1993).
- [16] N. S. Amelin, N. Armesto, C. Pajares, and D. Sousa, *Monte Carlo model for nuclear collisions from SPS to LHC energies*, *Eur. Phys. J.* **C22**, 149–163 (2001), [hep-ph/0103060](#).
- [17] N. S. Amelin, M. A. Braun, and C. Pajares, *String fusion and particle production at high-energies: Monte Carlo string fusion model*, *Z. Phys.* **C63**, 507–516 (1994).
- [18] N. S. Amelin, M. A. Braun, and C. Pajares, *Multiple production in the Monte Carlo string fusion model*, *Phys. Lett.* **B306**, 312–318 (1993).
- [19] T. Sjostrand, L. Lonnblad, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *Pythia 6.3 physics and manual* (2003), [hep-ph/0308153](#).
- [20] W. B. et al. (TASSO Collaboration), *Z. Phys.* **C45**, 193 (1989).
- [21] P. A. et al. (DELPHI Collaboration), *Z. Phys.* **C50**, 185 (1991).
- [22] R. Akers, *Phys. Lett.* **B320**, 417 (1994).
- [23] C. B. et al., *Phys. Rev. D* **9**, 1864 (1974).
- [24] S. U. et al., *Nucl. Phys. B* **132**, 15 (1978).
- [25] T. A. et al., *Phys. Lett.* **B353**, 155 (1995).
- [26] M. A. et al., *Nucl. Phys.* **B145**, 305 (1978).
- [27] R. Ansorge *et al.* (UA5 Collaboration), *CHARGED PARTICLE CORRELATIONS IN ANTI-P P COLLISIONS AT C.M. ENERGIES OF 200-GEV, 546-GEV AND 900-GEV*, *Z.Phys.* **C37**, 191–213 (1988).

- [28] B. Abelev *et al.* (STAR Collaboration), *Three-particle coincidence of the long range pseudorapidity correlation in high energy nucleus-nucleus collisions*, *Phys.Rev.Lett.* **105**, 022301 (2010), [0912.3977](#).
- [29] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collaboration), *Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC*, *JHEP* **1009**, 091 (2010), [1009.4122](#).
- [30] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), *Forward-backward correlations and charged-particle azimuthal distributions in pp interactions using the ATLAS detector*, *JHEP* **1207**, 019 (2012), [1203.3100](#).
- [31] А.Иванов, *Дальние корреляции и коллективность в протон-протонных и ядро-ядерных столкновениях*, *Диссертация* (2010).
- [32] А.Асрян, *АНАЛИЗ ДАЛЬНИХ КОРРЕЛЯЦИЙ ДЛЯ ПРОТОН-ПРОТОННЫХ И ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ*, *Диссертация* (2010).
- [33] G. I. B. Andersson, G. Gustafson and T. Sjostrand, *Phys. Rept.* **31** (1983).
- [34] P. Z. Skands, *Tuning Monte Carlo Generators: The Perugia Tunes*, *Phys.Rev.* **D82**, 074018 (2010), [1005.3457](#).
- [35] P. S. M. Sandhoff, *Les Houches Physics at TeV Colliders 2005, COLOUR ANNEALING — A TOY MODEL OF COLOUR RECONNECTIONS* pages 55–61 (2006), <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0604120>.
- [36] C. A. et al., *Phys.Rep.* pages 236, 225 (1994).
- [37] M. Gyulassy and X.-N. Wang, *HIJING 1.0: A Monte Carlo program for parton and particle production in high-energy hadronic and nuclear collisions*, *Comput.Phys.Commun.* **83**, 307 (1994), [nucl-th/9502021](#).
- [38] X.-N. Wang and M. Gyulassy, *HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in p p, p A and A A collisions*, *Phys.Rev.* **D44**, 3501–3516 (1991).
- [39] X.-N. Wang and M. Gyulassy, *A Systematic study of particle production in p + p (anti-p) collisions via the HIJING model*, *Phys.Rev.* **D45**, 844–856 (1992).

- [40] X.-N. Wang and M. Gyulassy, *Gluon shadowing and jet quenching in $A + A$ collisions at $\sqrt{s} = 200\text{-GeV}$* , *Phys.Rev.Lett.* **68**, 1480–1483 (1992).
- [41] K. Yurkewicz, *The skinny on the lhcs heavy ions* <http://www.symmetrymagazine.org/breaking/category/lhc-updates/page/2/>.
- [42] A. Beuret, A. Blas, J. Borburgh, H. Burkhardt, C. Carli, *et al.*, *The LHC Lead Ion Injector Chain* (2004).
- [43] M. Bajko, F. Bertinelli, N. Catalan Lasheras, S. Claudet, P. Cruikshank, *et al.*, *Report of the task force on the incident of 19th September 2008 at the LHC* (2009), <http://cdsweb.cern.ch/record/1168025>.
- [44] *ALICE homepage* <http://aliweb.cern.ch/>.
- [45] G. Dellacasa *et al.* (ALICE), *ALICE technical design report of the inner tracking system (ITS)* (2003), <http://aliweb.cern.ch/Documents/TDR/index.html>.
- [46] A. K. Aamodt *et al.* (ALICE Collaboration), *Upgrade of the inner tracking system conceptual design report* (2012), <https://aliceinfo.cern.ch/secure/node/22004>.
- [47] G. Dellacasa *et al.* (ALICE Collaboration), *Technical design report of the time projection chamber* (2003), <http://aliweb.cern.ch/Documents/TDR/index.html>.
- [48] P. Cortese *et al.* (CERN), *Alice technical design report on forward detectors: FMD, T0 and V0 tech. rep.* (2004), <http://aliweb.cern.ch/Documents/TDR/index.html>.
- [49] E. Abbas *et al.* (ALICE Collaboration), *Performance of the ALICE VZERO system* (2013), [1306.3130](#).
- [50] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg, *Glauber modeling in high energy nuclear collisions*, *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.* **57**, 205–243 (2007), [nucl-ex/0701025](#).
- [51] G. Dellacasa *et al.* (CERN), *Alice technical design report of the zero degree calorimeter (ZDC) tech. rep.* (2003), <http://aliweb.cern.ch/Documents/TDR/index.html>.

- [52] G. Dellacasa *et al.* (CERN), *Alice technical design report of the time-of-flight system (TOF)* **tech. rep.** (2004), <http://aliweb.cern.ch/Documents/TDR/index.html>.
- [53] P. Cortese *et al.* (CERN), *Alice technical design report of the transission radiation detector (TRD)* **tech. rep.** (2003), <http://aliweb.cern.ch/Documents/TDR/index.html>.
- [54] G. Dellacasa *et al.* (CERN), *Alice technical design report of dimuon forward spectrometer* **tech. rep.** (2003), <http://aliweb.cern.ch/Documents/TDR/index.html>.
- [55] *ALICE trigger system introduction* <http://www.ep.ph.bham.ac.uk/twiki/bin/view/ALICE/A>
- [56] *Analysis Object Data* <http://aliweb.cern.ch/Offline/Activities/Analysis/aod.html>.
- [57] *Event Generation* <http://aliweb.cern.ch/Offline/Activities/Simulation/EventGenerat>
- [58] *Aliroot documentation* <http://aliweb.cern.ch/Offline/AliRoot/Manual.html>.
- [59] R. Brun, F. Carminati, and S. Giani, *GEANT Detector Description and Simulation Tool* (1994).
- [60] *Распределенная вычислительная среда AliEn* <http://alimonitor.cern.ch/map.jsp>.
- [61] П.Науменко, *Обработка и визуализация физических данных с помощью программных комплексов BARSIC и ROOT, Диссертация* (2006).
- [62] C. Sogaard, *Measurement of Forward-Backward Charged Particle Correlations with ALICE* <http://www.nbi.dk/~soegaard/SoegaardPhDThesis.pdf>.
- [63] I. Altsybeev *et al.* (ALICE Collaboration), *Forward-backward multiplicity correlations in pp collisions in ALICE at $\sqrt{s_{NN}} = 0.9, 2.76$ and 7 TeV, PoS Baldin-ISHEPP-XXI (2012) 075* (2012).
- [64] B. Abelev *et al.* (ALICE Collaboration), *Forward-Backward Multiplicity Correlations of Charged Particles Yields in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 0.9, 2.76$ and 7 TeV with the ALICE experiment, JHEP (to be published)* (2013).
- [65] V. Vechernin, *Dependence of the forward-backward multiplicity correlation on acceptance and distance between windows in rapidity and azimuth* (2013), [1305.0857](#).

- [66] A. K. Dash, D. P. Mahapatra, and B. Mohanty, *Expectation of forward-backward rapidity correlations in $p + p$ collisions at the LHC energies*, *Int.J.Mod.Phys.* **A27**, 1250079 (2012), [1204.5017](#).
- [67] K. Wraight and P. Skands, *Forward-Backward Correlations and Event Shapes as probes of Minimum-Bias Event Properties*, *Eur.Phys.J.* **C71**, 1628 (2011), [1101.5215](#).
- [68] M. Braun, R. Kolevato, C. Pajares, and V. Vechernin, *Correlations between multiplicities and average transverse momentum in the percolating color strings approach*, *Eur.Phys.J.* **C32**, 535–546 (2004), [hep-ph/0307056](#).
- [69] B. Abelev *et al.* (STAR Collaboration), *Long range rapidity correlations and jet production in high energy nuclear collisions*, *Phys. Rev. C* **80**, 064912 (2009), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.80.064912>.
- [70] B. Abelev *et al.* (ALICE Collaboration), *Charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, *Phys.Rev.Lett.* **105**, 252301 (2010), [1011.3916](#).
- [71] K. Aamodt *et al.* (ALICE Collaboration), *Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, *Phys.Rev.Lett.* **106**, 032301 (2011), [1012.1657](#).
- [72] B. Abelev *et al.* (STAR Collaboration), *Growth of Long Range Forward-Backward Multiplicity Correlations with Centrality in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, *Phys.Rev.Lett.* **103**, 172301 (2009), [0905.0237](#).
- [73] M. Bona, *Recent Heavy Flavour Results from ATLAS*, *J.Phys.Conf.Ser.* **422**, 012017 (2013).
- [74] K. Aamodt *et al.* (ALICE Collaboration), *Harmonic decomposition of two-particle angular correlations in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, *Phys.Lett.* **B708**, 249–264 (2012), [1109.2501](#).
- [75] V. Vechernin, *Long-Range Rapidity Correlations in the Model with Independent Emitters* (2010), [1012.0214](#).