

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего
профессионального образования
«Московский физико-технический институт (государственный университет)»
Факультет общей и прикладной физики
Кафедра физики высоких энергий

На правах рукописи
УДК 539.12

Мандрик Пётр Сергеевич

**Поиск дальнодействующих
радиально-несимметричных корреляций между
струями и заряженными частицами**

Магистерская диссертация

Направление подготовки 03.04.01 «Прикладные математика и физика»
Магистерская программа 01.04.23 «Физика высоких энергий»

Заведующий кафедрой _____ / Зайцев А.М. /
Научный руководитель _____ / Минаенко А.А. /
Студент _____ / Мандрик П.С. /

Протвино
2015 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
I Вступление	2
II Эксперимент ATLAS	4
Большой Адронный Коллайдер	4
Детектор ATLAS	5
III Программные средства анализа данных	7
Формат данных AOD	7
Среда программирования Athena	7
Система распределённых вычислений WLCG	7
Среда программирования для работы с форматом D3PD	8
Генератор случайных чисел.....	10
IV Отбор событий	12
Триггер в эксперименте ATLAS	12
Сопутствующие вершины	13
Отбор треков	15
Отбор струй	16
Эффективность семейства триггеров $EF_j * _a4tchad$	17
V Распределение в системе координат $\Delta\eta, \Delta\phi$	23
Общий вид распределения	24
Вклада структуры Pile-Up	25
Исключение структур UE и Pile-Up	27
Исключение структуры ASR	29
Исключение центрального пика	30
VI Распределение в системе координат η_{TJ}, ϕ_{TJ}	36
VII Заключение	42

Вступление

Магистерская диссертация посвящена поиску дальнедействующих радиально-несимметричных корреляций между струями и заряженными частицами в протонных соударениях, основываясь на данных эксперимента ATLAS, полученных во время работы Большого Адронного коллайдера в 2012 году.

Данное исследование было инициировано результатами изучения в эксперименте CMS корреляций между заряженными частицами в событиях с высокой множественностью заряженных частиц (более 120 частиц) в конечном состоянии. В этой выборке был обнаружен т.н. “Near Side Ridge effect (NSR)”, т.е. долгодействующие корреляции (при больших разрывах псевдобыстрот $\Delta\eta$) между заряженными частицами в плоскости реакции ($\Delta\phi=0$). Аналогичное явление наблюдалось в ион-ионных столкновениях, но там оно объяснялось гидродинамическими моделями, описывающими поведение потоков нуклонов начального состояния, возникающих в результате столкновения ионов. Эти модели неприменимы для pp-столкновений, и однозначная интерпретация NSR эффекта для pp-взаимодействий отсутствует. Пертурбативная КХД никаких подобных эффектов не предсказывает. Можно предположить, что долгодействующие корреляции между объектами конечного состояния, образовавшимися после начального жёсткого (или полу-жёсткого) рассеяния, описываемого пертурбативной КХД, могут возникнуть на последующей стадии взаимодействия. После жёсткого рассеяния в конечном состоянии имеется несколько цветных объектов (например, два партона и два остаточных цветных протона/дикварка), лежащих в одной плоскости – плоскости реакции. Они продолжают (непертурбативно) взаимодействовать, и результатом этого взаимодействия является процесс адронизации и возникновение струй частиц с большими/повышенными p_T и двух струй с частицами малых p_T , являющихся результатами адронизации цветных протонов/дикварков (Underlying Event - UE). Это взаимодействие осуществляется на существенно бóльшей временной шкале, чем жёсткое рассеяние, и находится вне рамок применимости пертурбативной КХД. Данная работа посвящена проверке наличия (или отсутствия) долгодействующих корреляций между струями и заряженными частицами конечного состояния, которые могут возникать в процессе адронизации. Ожидаемый неболь-

шой эффект маскирован наличием тривиальных корреляций (струя - частицы струи, струя - частицы струй отдачи), а также с некоррелированными частицами UE. Эти вклады последовательно вычитаются, используя центральную симметрию распределения частиц относительно оси рассеянной струи, а также центральную симметрию распределения частиц UE относительно оси pp-взаимодействия.

Эксперимент ATLAS

Большой Адронный Коллайдер

Большой адронный коллайдер (Large Hadron Collider, LHC) - это циклический сверхпроводящий ускоритель на встречных пучках, предназначенный для разгона протонов и тяжёлых ионов [3]. LHC расположен на территории Швейцарии и Франции в 26-киллометровом подземном туннеле, ранее использовавшемся для работы Большого электрон-позитронного коллайдера, и принадлежит Европейской организации по ядерным исследованиям (European Organization for Nuclear Research, CERN). На сегодняшний день LHC занимает первое место в мире по рабочей энергии соударения протонов в системе центра масс, составляющей 8 ТэВ, и пиковой светимости, достигшей в 2012 году величины в $7.7 * 10^{33} \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Всего на LHC эксплуатировались семь детекторов: ALICE, ATLAS, CMS, LHCb, TOTEM, LHCf и MoEDAL. Источником данных для нашего анализа выступила установка ATLAS.

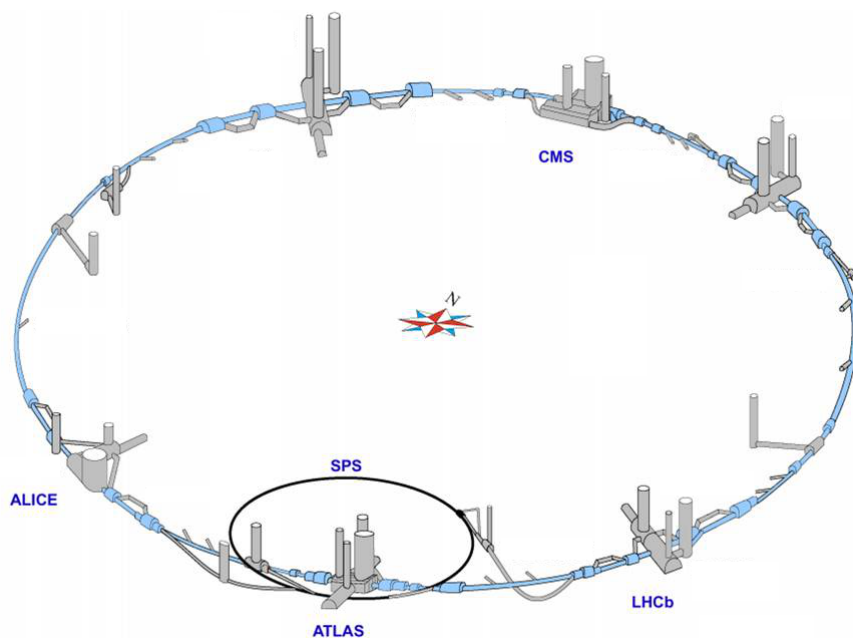


Рис. 1: Туннель LHC и четыре основных детектора.

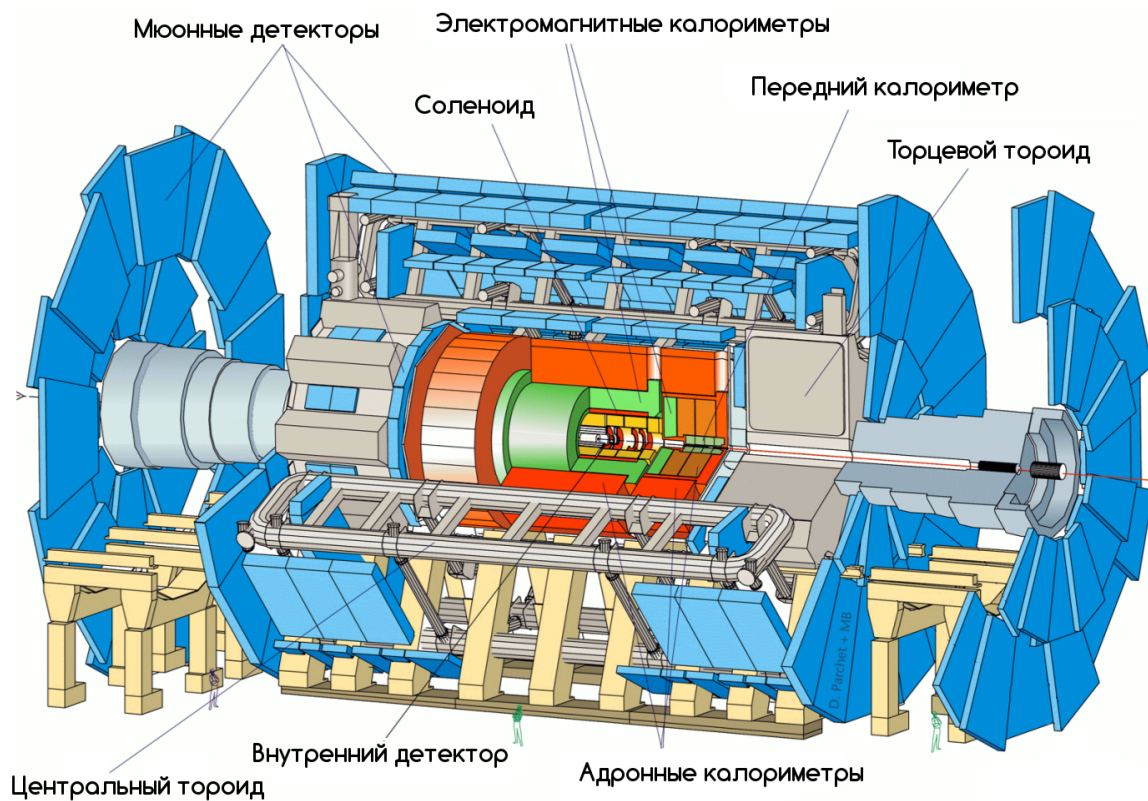


Рис. 2: Схема детектора ATLAS

Детектор ATLAS

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) - один из двух детекторов общего назначения на Большом адронном коллайдере, предназначенных для проведения исследований в широком спектре областей физики высоких энергий [2][4].

Схема детектора ATLAS представлена на рисунке 2: детектор имеет симметричную структуру относительно оси пучка; центр взаимодействия непосредственно окружён внутренним трековым детектором, используемым для прецизионного измерения импульсов заряженных частиц и восстановления координат вершин. Для идентификации и измерения импульсов высокоэнергетичных мюонов используются мюонные спектрометры. Магнитная система представлена центральным соленоидом, окружающим внутренний детектор и создающим магнитное поле величиной в 2 Тесла, и внешним сверхпроводящим воздушно-зазорным тороидом и парой торцевых тороидальных магнитов для создания магнитного поля внутри мюонных детекторов. Между центральным соленоидом и внешним тороидом последовательно располагаются жидкоаргонный электромагнитный калориметр и адронный калориметр, используемые соответственно для прецизионного измере-

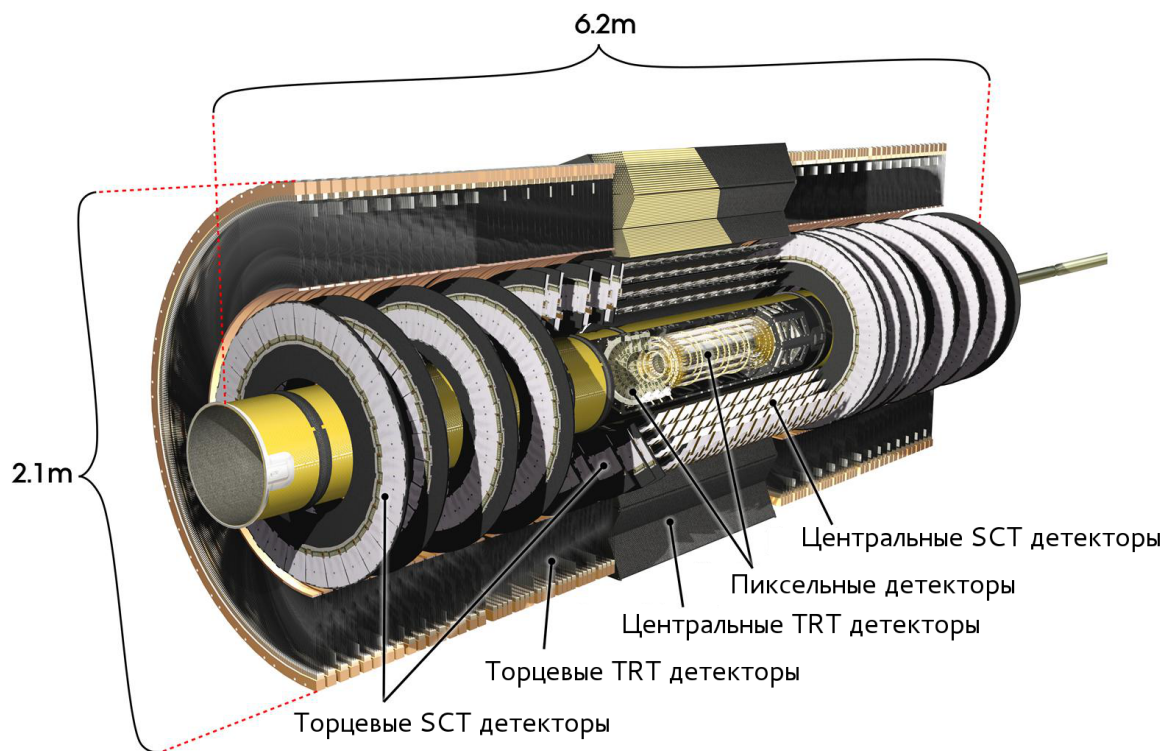


Рис. 3: Схема внутреннего детектора ATLAS

ния электронов и фотонов, струй и недостающей энергии.

На рисунке 3 представлена более подробная схема внутреннего трекового детектора: точку столкновения последовательно окружают слои пиксельных детекторов, микростриповых кремниевых детекторов полупроводниковой трековой системы (SCT, semiconductor tracker) и детекторов трековой системы переходного излучения (TRT, transition radiation tracker), в центральной области смонтированных слоями на цилиндрах с осями параллельными оси пучка; в торцевой части - на дисках, плоскости которых перпендикулярны пучку. Пиксельные детекторы и детекторы SCT обеспечивают измерения в области псевдобыстроты $|\eta| < 2.5$, TRT детекторы перекрывают область $|\eta| < 1.7$. В целом, внутренний детектор позволяет проводить прецизионное измерение импульсов для заряженных частиц выше порога p_T , номинально равного 0.5 ГэВ, и обеспечивает восстановление как первичных, так и вторичных вершин.

Система координат в эксперименте определена следующим образом: в качестве точки начала отсчёта берётся центр детектора, совпадающий с номинальной точкой взаимодействия, ось z параллельна оси пучка, ось x направлена к центру кольца ЛНС, положительное направление оси y смотрит вверх.

Программные средства анализа данных

Формат данных AOD

Базовым для физического анализа форматом данных является формат AOD (Analysis Object Data) [5]. Он содержит в себе объектное представление физических данных и другую важную для анализа информацию о событиях. Его проектный размер составляет 100 кбайт на событие, суммарно же для потока JetTauEtmiss (данные в эксперименте ATLAS разделяются на так называемые потоки, по типу сработавшего триггера и, соответственно, по своему содержанию) полный набор AOD за 2011 год занял 87 Тбайт, а за 2012 год уже 248 Тбайт.

Среда программирования Athena

Среда программирования Athena - это улучшенная версия среды программирования Gaudi, изначально создаваемой для эксперимента LHCb, но затем ставшей совместным ATLAS-LHCb проектом, также используемым в ряде других экспериментов, включая GLAST и HARP [5]. Athena и Gaudi - это конкретные примеры реализации компонентной архитектуры (часто также называемой Gaudi), разработанной для применения в широкой области задач обработки физических данных. Помимо всего прочего данная среда программирования позволяет пользователю не заботиться о процессе чтения входных файлов, ограничившись написанием анализирующего алгоритма, для которого все данные будут уже доступны в виде физических объектов и контейнеров с ними.

Система распределённых вычислений WLCG

Значительный размер данных, с которыми приходится работать, причём не только в процессе первичной обработки данных с детекторов и реконструкции событий, но и при непосредственном анализе, привёл к необходимости создания системы распределённых вычислений LHC Computing Grid [6] (Worldwide LCG с 2006 года). К настоящему моменту данная система включает в себя порядка 170 вычислительных центров в 40-ка странах мира и используется более чем восемью тысячами участников из четырёх экспериментов - ALICE, ATLAS, CMS и LHCb.

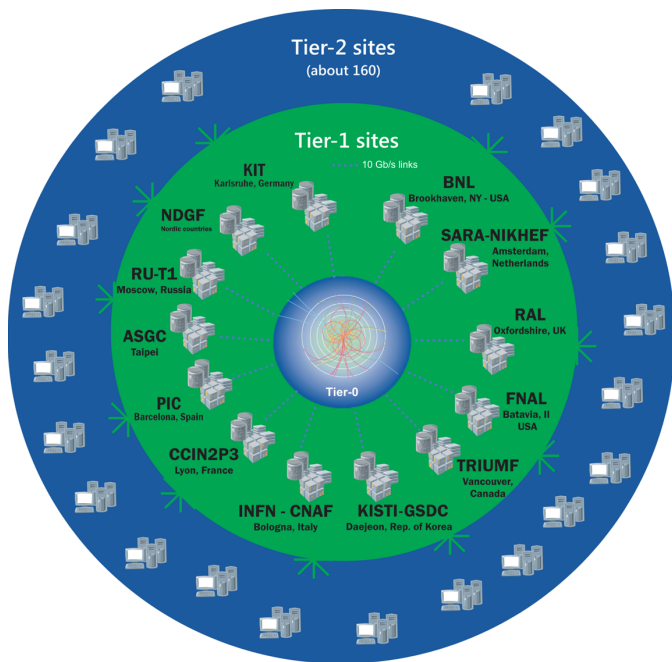


Рис. 4: Система WLCG поддерживает четырёхуровневую модель вычислений [6][7]:

- Уровень Tier-0 занимается хранением сырых и реконструированных данных, перераспределением их по сайтам Tier-1, а также анализом во время простоя LHC.
- Tier-1 - это 13-ть крупных компьютерных центров, разделяющих между собой хранение сырых, реконструированных и смоделированных данных, перераспределением двух последних по сайтам Tier-2.
- Участники Tier-2 занимается анализом и хранением части реконструированных и смоделированных данных и данных, полученных пользователями.
- Tier-3 - все прочие участники, предоставляющие вычислительные мощности, в том числе и домашние компьютеры.

Важной особенностью является то, что в рамках WLCG возможно проведение индивидуального анализа, при котором конкретный пользователь сам объявляет задачи, следит за ходом их исполнения и сбором выходных файлов. При проведении анализа на данных, предоставленных коллаборацией, задания распределяются по сайтам, содержащим эти данные. Непосредственно в эксперименте ATLAS отправка заданий осуществляется с помощью системы PanDA (Production and Distributed Analysis System [8]), являющейся надстройкой над низкоуровневым интерфейсом взаимодействия с вычислительными сайтами, предоставляемым WLCG, интегрированной с системой мониторинга в реальном времени состояния задач и управления ими.

Среда программирования для работы с форматом данных D3PD

Несмотря на наличие больших вычислительных мощностей системы LCG проведение обработки данных 2012 года в формате AOD оказалось проблематичным. Рост объёма анализируемых данных привёл не только к увеличению времени ожидания в очереди и, собственно, вычислений, но и увеличил число сбоев в системе обработки. В такой ситуации логичным было появление более компактных, избегающих излишней подробности описания событий, форматов записи данных, одним из которых является формат D3PD.

D3PD (Derived 3 Physics Data) есть общее название для множества подоб-

ных друг другу и не редко являющихся ответвлениями друг от друга форматов, таких как NTUP_COMMON, NTUP_JETMET, NTUM_SUSY, NTUP_SMQCD, NTUP_TAU и др. Принципиально же все файлы данных форматов являются .root файлами, хранящими в себе информацию о событиях в виде TTree-деревьев, а потому работа с ними может быть осуществлена при помощи стандартных методов библиотеки для обработки и анализа больших объёмов данных ROOT [9]. В нашем случае для анализа использовался формат NTUP_COMMON, как содержащий наиболее возможно полную информацию о событиях, а также, что немаловажно, выгодно размещённый на доступных вычислительных сайтах системы LCG.

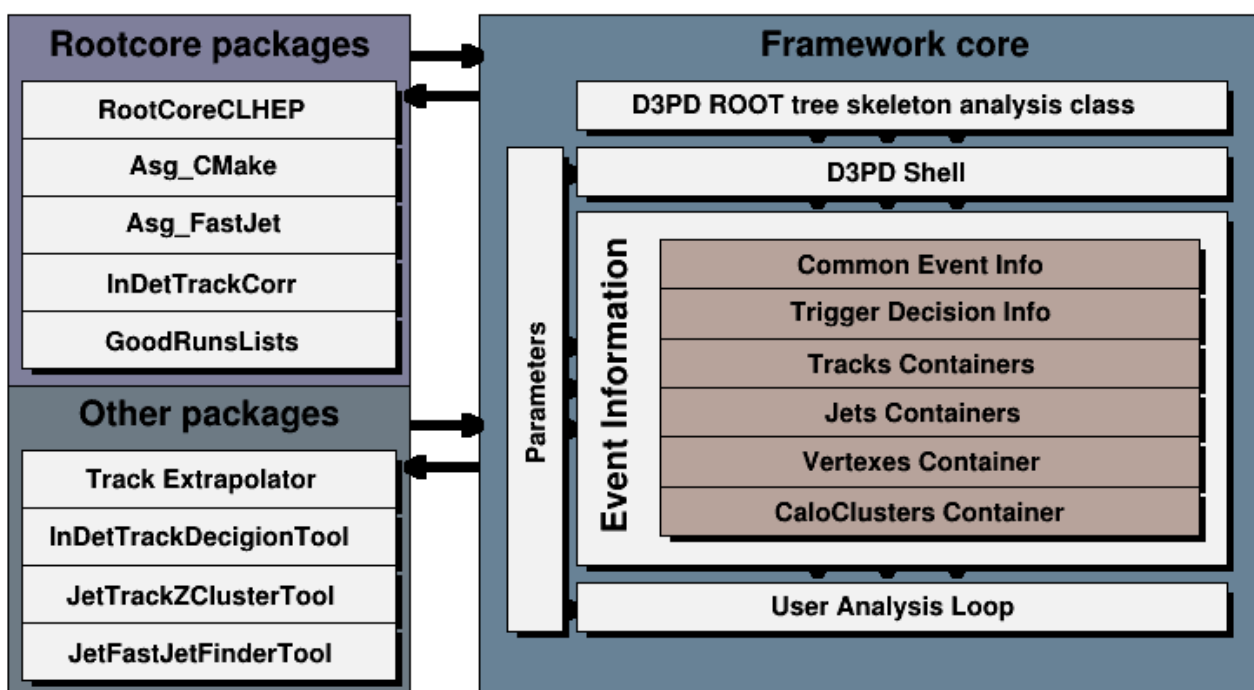


Рис. 5: Схема устройства используемой нами среды программирования для обработки данных формата D3PD

В отличие от AOD, для формата D3PD не существует стандартного пакета для работы с данными, аналогичного среде разработки Athena. Это, в свою очередь, послужило причиной для написания собственного пакета, осуществляющего:

1. Чтение данных D3PD и преобразование их в объекты, удобные для использования конечным пользователем.
2. Чтение параметров из конфигурационных файлов.
3. Доступ к прочитанным данным в пользовательском цикле и контроль над

сменой входных файлов за его пределами.

В дальнейшем для нужд анализа также потребовалось перенести следующие пакеты из числа используемых при работе со средой разработки Athena:

1. Пакет для экстраполяции треков.
2. Пакет для реконструкции струй из треков (JetTrackZClusterTool и JetFastJetFinderTool).
3. Пакет для оценки качества треков и их отбора (InDetTrackDecisionTool).

Как уже было отмечено, единственного универсального пакета для проведения анализа на D3PD не существует. Тем не менее, для работы вне среды программирования Athena может использоваться пакет Rootcore, облегчающий процесс доставки и сборки пользовательских расширений на конечном вычислительном сайте. Посредством Rootcore к нашему пакету были подключены уже существующие:

1. Библиотека CLHEP (Class Library for High Energy Physics [10]), содержащая базовый набор классов, применяемых в области физики высоких энергий.
2. Библиотека FastJet [11], используемая нами для восстановления отсутствующих на D3PD струй.
3. Пакет GoodRunsLists, предназначенный для исключения событий, забракованных для анализа, но присутствующих на D3PD.
4. Пакет InDetTrackCorr, используемый для коррекции эффективности восстановления треков.

Конечной целью создания данной среды программирования является перенос с наименьшими потерями существующей программы для анализа данных с формата AOD на формат D3PD.

Генератор случайных чисел

Для генерации случайных величин, активно использовавшихся в нашем анализе, применялся генератор HepJamesRandom, входящий в библиотеку CLHEP [10][12]. Он является стандартным генератором в данном пакете и представляет

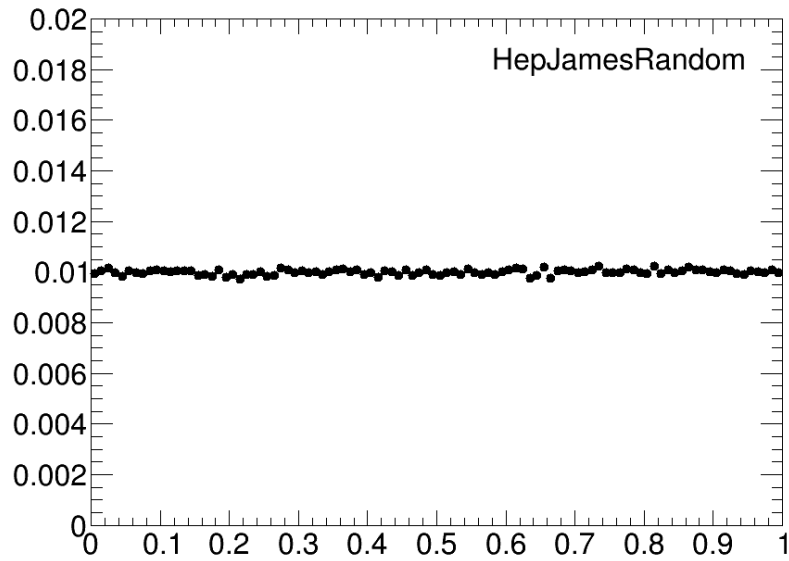


Рис. 6: Результат работы генератора случайных чисел HepJamesRandom, полученный параллельно с использованием генератора в рабочем цикле программы анализа

собой реализацию алгоритма RANMAR (Marsaglia-Zaman) [13], с периодом, приблизительно равным 10^{43} и достаточным для нужд нашего анализа. Тем не менее, для каждого события между секциями генерации чисел, используемых в анализе, была введена дополнительная гистограмма для записи генерируемых чисел в случайном диапазоне, приведённая на рисунке 6 - как и ожидалось, сгенерированное распределение оказалось равномерным.

Отбор событий

Триггер в эксперименте ATLAS

Светимость ЛНС $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ обеспечивает примерно 40 миллионов протонных столкновений в секунду. В таких условиях логично возникает вопрос о выборке из всего поступающего числа событий наиболее значимых в последующем анализе уже на уровне детектора. Для проведения подобного отбора в эксперименте ATLAS применяется трёхуровневая система триггирования [4]: Level-1, Level-2 и Event Filter (также называемых L1, L2 и EF). Первый уровень L1 производит поиск высокоэнергетичных мюонов, электронов/фотонов, струй, сигналов от распадов τ -кварков, используя информацию с части детекторов, и ограничивает частоту событий величиной в 75 кГц. Уровень L2 производит отбор событий на основе информации от части установки, попавшей в регион прохождения вызвавших срабатывание триггера L1 частиц. EF фильтр использует полную информацию о событии и обсчитывается в off-line режиме. Два последних триггера развивают естественную классификацию событий, начатую на первом уровне, чего самого по себе, впрочем, оказывается недостаточно для достижения проектируемой частоты приёма в 200 Гц: для классов часто встречающихся событий вводится масштабирующий фактор (prescale). Данный масштабирующий фактор, приписанный определённому триггеру, определяет вероятность, с которой событие, в случае срабатывания данного триггера, будет допущено до следующего уровня фильтра или же записано в выходной файл.

Наличие масштабирующих факторов привносит свои особенности в анализ данных с ними. Так, два события, прошедших отбор по различным триггерам с различной величиной факторов, физически друг другу не равнозначны, как и со-

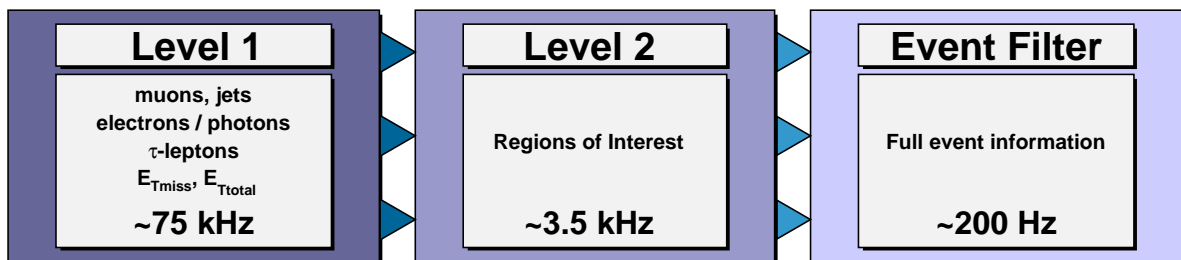


Рис. 7: Формальная схема трёхуровневого каскада триггеров в эксперименте ATLAS.

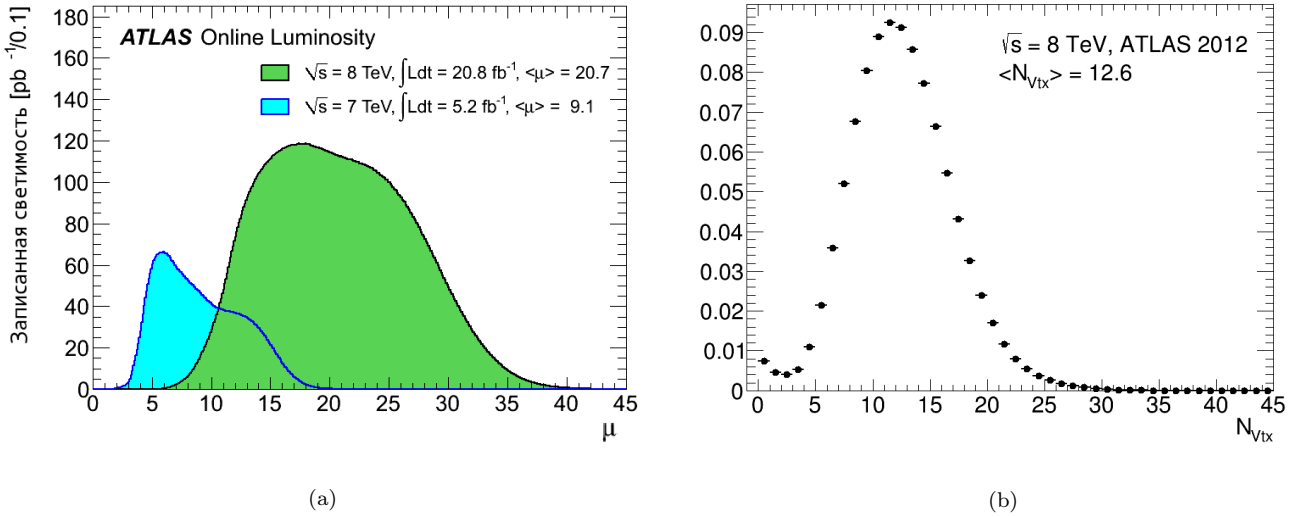


Рис. 8: (a) Распределение светимости в зависимости от среднего числа взаимодействий μ в 2011 и 2012 году [14]. (b) отнормированное на общее число событий распределение числа первичных вершин.

держась в них струи, треки и прочие объекты, вклад которых при занесении в какую-либо единую таблицу должен быть взвешен на величину масштабирующего фактора. Это, в свою очередь, привносит свой вклад в систематическую погрешность величин, относящихся к данным объектам, размер которой, при использовании ряда триггеров, может оказаться неприемлемым (к примеру, для серии триггеров EF_j15_a4tchad, EF_j25_a4tchad, EF_j45_a4tchad, EF_j55_a4tchad средний за 2012 масштабирующий фактор приблизительно равняется, соответственно, $10 * 10^6$, $2 * 10^6$, $152 * 10^3$ и $46 * 10^3$).

Таким образом, записанные за секунду 200 событий всегда являются событиями специфическими, выделяющимися из всех прочих произошедших 40-ка миллионов, а также подвергающимися искажению из-за использования масштабирующего фактора.

Сопутствующие вершины

Для исключения связанных с использованием триггера эффектов было предложено использовать информацию из вершин, сопутствующих триггируемой вершине (*pile-up*'а). Наличие большого числа данных вершин обусловлено величиной светимости ускорителя и, соответственно, большим числом взаимодействий протонов, приходящихся на временное окно, открываемое при срабатывании триггера.

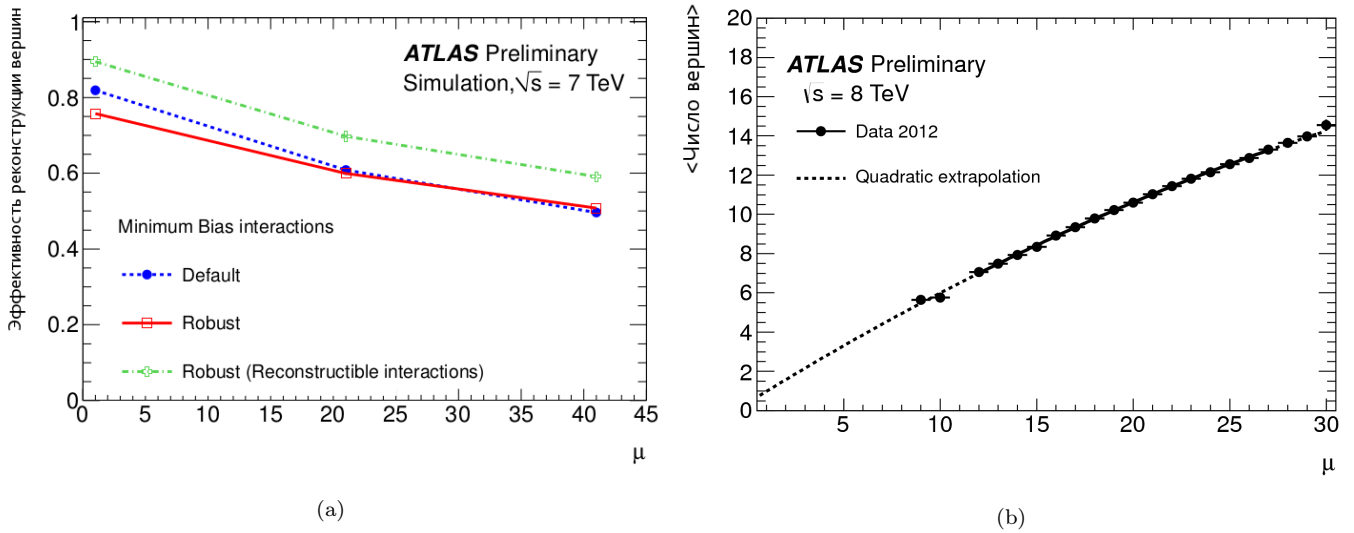


Рис. 9: Эффективность реконструкции вершин (a) и среднее число вершин в событии (b) в зависимости от среднего числа взаимодействий μ [15][16].

И если в 2011 году среднее число взаимодействий при пересечении двух сгустков протонов равнялось 9.1, то на данных 2012 года их число выросло до 20.7 [14] - все вершины регистрируются в рамках одного единого события.

Впрочем, число восстановленных вершин в событии отличается от числа взаимодействий в меньшую сторону по причине неэффективности реконструкции. На рисунке 9 слева представлен график зависимости эффективности восстановления вершин от среднего числа взаимодействий в сгустке, построенный на основе Монте-Карло симуляции. Падение эффективности реконструкции с увеличением среднего числа взаимодействий объясняют главным образом эффектом экранирования вершин, при котором несколько слишком близко произошедших взаимодействий будут идентифицированы как одна вершина [16].

Несмотря на то, что, вообще говоря, триггер срабатывает в ответ на некоторую конфигурацию показаний детектора, безотносительно привязки к конкретной вершине, наличие единственной триггируемой вершины можно с большой вероятностью предполагать ввиду ранее обсуждавшейся узкой специфичности прошедших триггер событий.

При использовании сопутствующих вершин становится актуальной задача исключения триггируемой вершины. По умолчанию она выделена среди прочих присутствующих первичных вершин, как обладающая максимальной величиной $\sum p_t^2$ треков, ассоциированных с данной вершиной. Для более точного установления

триггируемой вершины возможно использование событий с мюонами: триггируемая вершина определяется однозначно с точностью до эффективности привязки треков мюонов к вершинам. Тем не менее в последующем варианте обработки данных этот метод применён не был в отсутствие необходимого для того времени - использовался стандартный способ определения триггируемой вершины.

Отбор треков

Отбор треков производился по следующим критериям:

1. $p_t > 0.5$ ГэВ
2. $|\eta| < 2.5$ - трек проходит через внутренний трековый детектор.
3. число хитов в SCT системе внутреннего детектора ≥ 6 и число хитов в пиксельном детекторе в центральной части (B-Layer) с учётом мёртвых областей ≥ 1
4. для треков с $p_t > 10$ ГэВ проверка на $probability > 1\%$

Последняя проверка на χ^2 введена для исключения наблюдаемого при симуляции[17] эффекта идентификации частиц с низким поперечным импульсом, отклонившихся от своей первоначальной траектории между чувствительными частями детектора вследствие взаимодействия с материалом, как треков с высоким импульсом, значимость которого обусловлена длинным негауссовым хвостом в спектре разрешения детектора и резко падающим p_T -спектром регистрируемых частиц.

Привязка трека к вершине производится на основе двух импакт-параметров[18]:

1. $d0 < 1.5$ мм, где $d0$ - величина проекции расстояния между вершиной и точкой перигея трека на плоскость xy , перпендикулярную оси пучка.
2. $z0 \cdot \sin \theta < 1.5$ мм, где $z0$ - z координата трека в точке перигея относительно проверяемой вершины.

Здесь точка перигея определяется как точка на треке, в которой расстояние до прямой, проходящей через проверяемую вершину и параллельной оси пучка, достигает своего минимума.

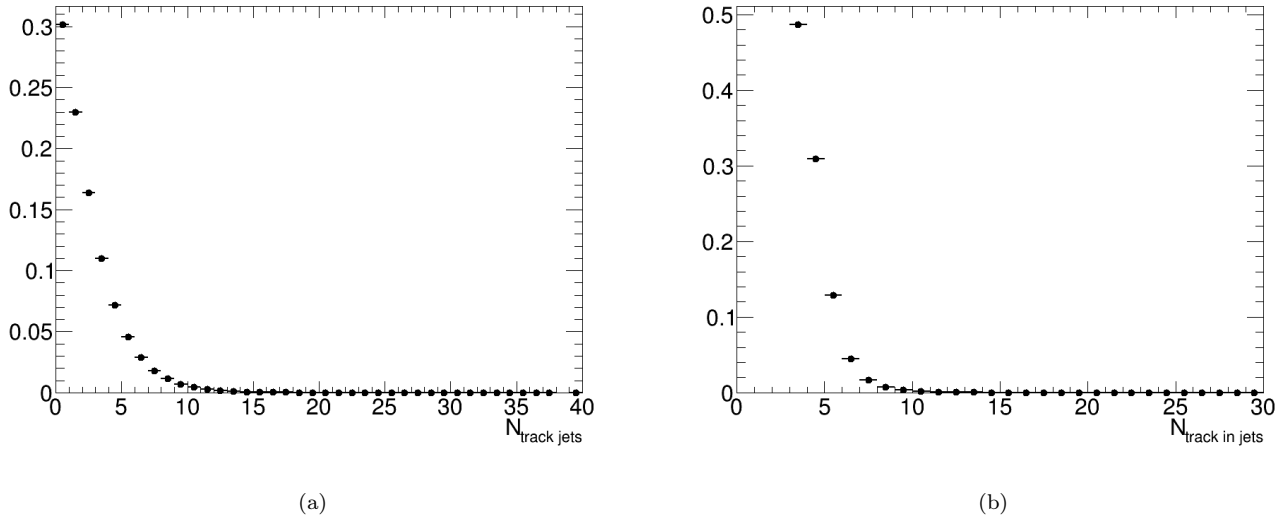


Рис. 10: (a) Распределение числа реконструированных трековых струй по событиям. (b) Распределение числа треков, составляющих восстановленные трековые струи.

Отбор струй

По методу восстановления струи в эксперименте ATLAS разделяются на калориметрические и трековые: калориметрические струи находятся по выделению энергии в кластерах электромагнитного и адронного калориметров, трековые же строятся из заряженных частиц по измерениям их импульсов во внутреннем детекторе. При этом калориметрические струи, в отличие от трековых, являются одними из тех выделенных объектов, на которые срабатывает триггер и, соответственно, статистика событий с калориметрическими струями искажаются им. Другим отличием является то, что калориметрические струи восстанавливаются с минимальным порогом в 15 ГэВ, в то время как для трековых струй данный порог может быть произвольно снижен.

Для использования калориметрических струй помимо учёта влияния масштабирующего фактора также требуется учитывать эффективность работы триггера, к которому эти струи относятся. Данный вопрос более подробно обсуждается в следующем разделе, как и вопрос отказа в текущий момент от использования калориметрических струй в пользу трековых - все приводимые в дальнейшем результаты были получены именно с использованием последних.

Для построения трековых струй нами был использован алгоритм anti-kt [19] с радиусом $R = 0.4$. Фактически использовалась его конкретная реализация из

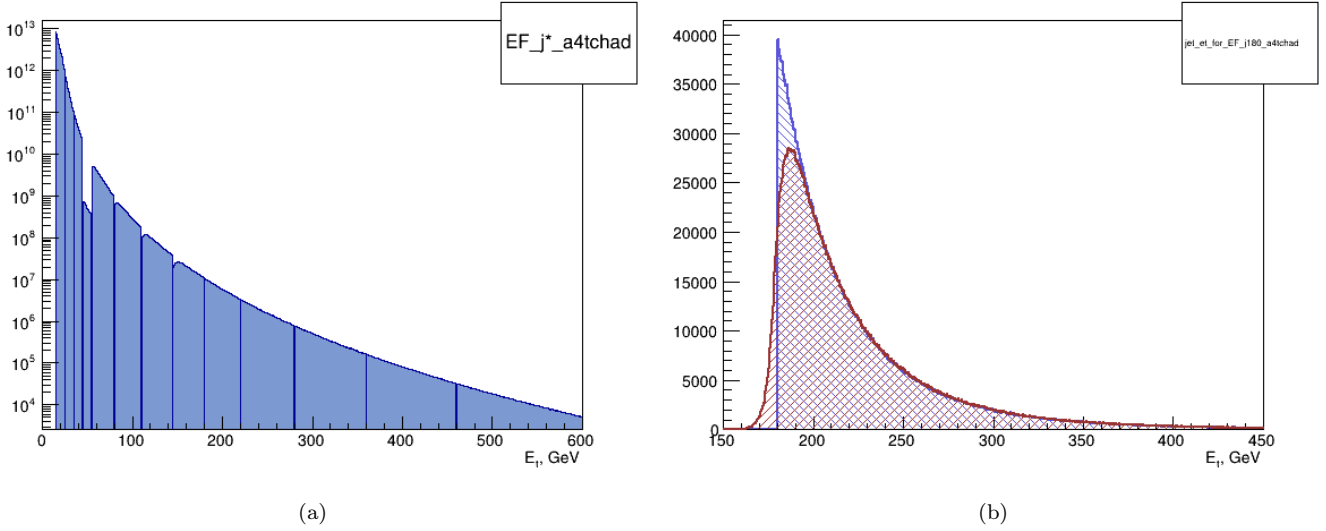


Рис. 11: (a) Общее распределение струй по триггерам, входящим в набор $EF_j * _a4tchad$, с учётом масштабирующего фактора. (b) Распределение струй по энергии E_T , прошедших триггер $EF_j180_a4tchad$ в электромагнитной шкале и после калибровки - синий и красный цвет соответственно.

библиотеки FastJet [11]. При этом на реконструированные струи дополнительно налагалось требование состоять не менее чем из 3-х треков и обладать поперечным импульсом большим 4 ГэВ. Предварительно треки разбиваются на группы по соответствию вершинам (если трек соответствует нескольким вершинам, то берётся первая попавшаяся). Распределения числа восстановленных трековых струй, ассоциированных с сопутствующими вершинами, показано на рисунке 10 (a). Распределение числа треков, составляющих восстановленные трековые струи приведено на рисунке 10 (b).

Эффективность семейства триггеров $EF_j * _a4tchad$

Для выделения событий с одной или большим числом зарегистрированных струй (здесь и далее в этом разделе подразумеваются калориметрические струи) используется набор триггеров $EF_j * _a4tchad$, включающий в себя следующие триггеры:

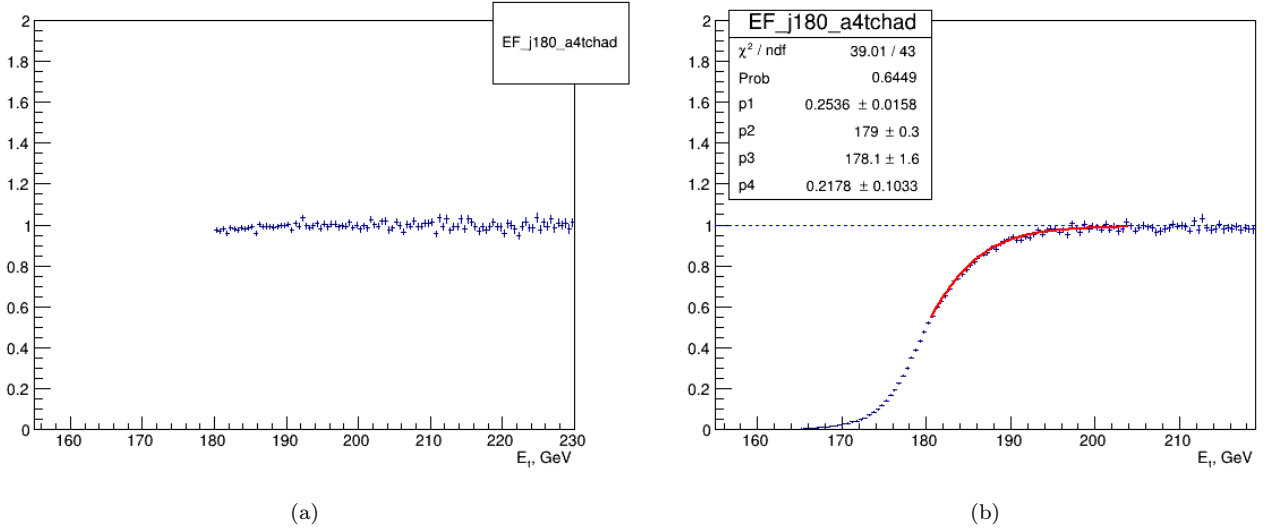


Рис. 12: Характерный вид распределения эффективности рассматриваемого семейства триггеров на примере $EF_j180_a4tchad$ в электромагнитной шкале (a) и после калибровки (b) энергии E_T струй. Фит произведён функцией 1.

$EF_j15_a4tchad$	$EF_j55_a4tchad$	$EF_j180_a4tchad$	$EF_j460_a4tchad$
$EF_j25_a4tchad$	$EF_j80_a4tchad$	$EF_j220_a4tchad$	
$EF_j35_a4tchad$	$EF_j110_a4tchad$	$EF_j280_a4tchad$	
$EF_j45_a4tchad$	$EF_j145_a4tchad$	$EF_j360_a4tchad$	

При этом по техническим причинам триггер $EF_j45_a4tchad$, входящий в рассматриваемый набор триггеров, из дальнейшего анализа пришлось исключить[20].

В обозначении приведённых триггеров символы EF означают, что данный триггер относится к уровню Event Filter, j - триггируемым объектом являются струи; следующее далее число определяет пороговый струи E_T , начиная с которой триггер срабатывает на эту струю, а $a4tc$ - указывает на алгоритм поиска над кластерами калориметра (antikt4 topo clusters).

С каждым из рассматриваемых триггеров ассоциирован контейнер, содержащий струи. Их распределение по энергии E_T , объединённое из всех контейнеров с учётом масштабирующих факторов показано на рисунке 11 (a). Область использования триггера определяется, как отрезок по энергии струи E_T от достижения данного триггера некоторой величины эффективности до достижения этой величины следующим по энергии триггером - при возможности предпочтительно

использовать триггеры с более высоким порогом по энергии, как обладающие меньшим масштабирующим фактором.

	p1	p2	p3	p4	Chi/NDF	Prob
j25	0.646 ± 326.432	23.444 ± 326.432	7.493 ± 1.691	0.024 ± 1.062	1.263	0.167
j35	0.696 ± 0.021	33.672 ± 0.036	-245.446 ± 145.740	2.000 ± 1.009	1.940	0.004
j80	0.452 ± 0.052	79.825 ± 0.207	-44.367 ± 117.365	2.000 ± 1.631	1.176	0.260
j110	0.421 ± 0.022	110.224 ± 0.283	107.646 ± 2.329	0.310 ± 0.079	1.237	0.144
j145	0.318 ± 0.026	145.220 ± 0.456	144.190 ± 1.268	0.410 ± 0.093	0.908	0.637
j180	0.254 ± 0.016	179.009 ± 0.303	178.082 ± 1.637	0.218 ± 0.103	0.907	0.645
j220	0.194 ± 0.005	219.052 ± 0.343	220.800 ± 0.776	0.020 ± 0.041	1.023	0.431
j280	0.157 ± 0.012	277.481 ± 0.525	278.860 ± 1.069	0.466 ± 0.183	1.128	0.235
j360	0.115 ± 0.005	355.988 ± 0.625	358.710 ± 0.684	0.646 ± 0.125	0.886	0.921
j460	0.097 ± 0.003	454.618 ± 0.484	457.815 ± 0.491	1.118 ± 0.106	0.063	1.000

Рис. 13: Таблица результатов фитирования распределений эффективностей триггеров функцией 1.

Эффективность триггера определяется, как отношения числа прошедших триггер струй к общему числу струй. На практике её можно определить, как отношение числа струй, прошедших триггер, к числу струй, прошедших триггер с меньшей пороговой энергией. В этом случае в интересующей нас области порога по энергии струи E_T начала работы рассматриваемого триггера стоящий ниже триггер уже имеет заведомо высокую эффективность. Пример вычисления эффективности в таком определении показан на рисунке 12 (а). В отсутствие масштабирующих факторов распределения струй из разных триггеров в точности бы повторяли друг друга, отличаясь лишь начальным уровнем энергии E_T .

	0.9	0.95	0.98	0.99
j25	26.863	28.037	29.554	30.726
j35	36.935	38.122	39.885	41.985
j80	85.060	87.145	91.393	93.000
j110	116.473	119.076	124.889	133.000
j145	153.851	157.475	166.068	169.000
j180	188.589	192.089	197.580	204.000
j220	230.461	234.351	239.353	242.500
j280	293.864	299.972	310.694	312.500
j360	378.496	386.880	401.804	425.534
j460	483.346	494.751	519.488	527.500

Рис. 14: Таблица значений энергий E_T струи, при которой эффективность триггеров достигает заданного значения. Энергия приведена в гигаэлектронвольтах.

С другой стороны данные триггеры используют информацию о струях из калориметра, откалиброванного в электромагнитной шкале, требующей пересчёта для корректного подсчёта вклада адронов и учёта ряда других эффектов [21]. После перекалибровки и перехода к связанной со струями энергетической шкале происходит размытие исходного распределения прошедших триггер струй по энергиям - рисунок 11 (b). Соответственно, вслед за изменением распределения струй меняется и вид эффективности триггера - рисунок 12 (b). Из-за смещения энергии выхода триггера на приемлемую для проведения анализа эффективность (90%-99%) необходимо установление точного вида поведения функции эффективности триггера вблизи порога. Для этого было произведено фитирование распределения

	0.9	0.95	0.98	0.99
j15	0.936	0.950	0.961	0.966
j25	0.367	0.284	0.219	0.193
j35	0.628	0.537	0.459	0.373
j80	0.573	0.525	0.437	0.422
j110	0.587	0.527	0.442	0.300
j145	0.505	0.454	0.323	0.313
j180	0.507	0.467	0.401	0.323
j220	0.580	0.540	0.502	0.461
j280	0.600	0.546	0.456	0.476
j360	0.618	0.553	0.457	0.304
j460	0.696	0.577	0.369	0.311

Рис. 15: Таблица доли струй с данного триггера, попавших в промежуток энергий E_T от достижения данным триггером некоторой эффективности до достижения данной эффективности следующим триггером. Энергия приведена в гигаэлектронвольтах.

эффективности триггеров с использованием следующей функции:

$$f(x) = \frac{1 + \frac{p_4}{p_3 - x}}{1 + e^{p_1 * (p_2 - x)}} \quad (1)$$

Пример результата её использования показаны на рисунке 12 (b). Таблица параметров фита по гистограммам эффективности всех триггеров приведена на рисунке 13.

После фитирования зная точный вид функции возможно решение обратной задачи нахождения энергии E_T струи, при которой достигается определённый уровень эффективности триггера. Таблица с найденными по функции 1 порогами для различных уровней эффективности приведены на рисунке 14.

Заключительная таблица процента струй от общего числа прошедших триггер, попадающих в промежуток между порогом достижения уровня эффективности данным триггером и порогом следующего триггера приведен на рисунке 15.

Из таблиц 14 и 15 прежде всего виден значительный сдвиг точки выхода триггера на рабочую эффективность. Так, 98-ми процентной эффективности триггер *EF_j220_a4tchad* достигает лишь при энергии струи E_T в 240 ГэВ. В свою очередь это сказывается на потере статистики, так как вследствие быстро падающего спектра распределения струй, значительная их часть сосредотачивается именно в области неэффективности триггера, к примеру, для триггера *EF_j220_a4tchad* только чуть больше 50% от всех ассоциированных с ним струй попало в рабочую область триггера, а при ужесточении требований на эффективность до 99% их число сократилось до 46%.

Значительное уменьшение доступной статистики из-за неэффективности триггеров, в значительной степени касающиеся струй низких энергий, принципиальное ограничения по энергии струй и искажение статистики триггером стали причинами на данном этапе предпочесть для дальнейшего анализа трековые струи.

Распределение в системе координат $\Delta\eta, \Delta\phi$

Для анализа корреляций между струями и заряженными частицами используются два набора переменных. Первый набор состоит из:

- $\Delta\eta = \begin{cases} \eta_{track} - \eta_{jet}, & \text{при } \eta_{jet} > 0 \\ \eta_{jet} - \eta_{track}, & \text{при } \eta_{jet} < 0 \end{cases}$
- $\Delta\phi = \phi_{track} - \phi_{jet}$

- разности между величинами псевдобыстроты и азимутального угла заряженных частиц и струй соответственно, определённых в системе координат, связанной с пучком, рисунок 16. $\Delta\phi$ определена в интервале $[-\frac{3\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$. Положительный знак $\Delta\eta$ при данном определении указывает на то, что частица по переменной η находится ближе к направлению пучка, нежели струя.

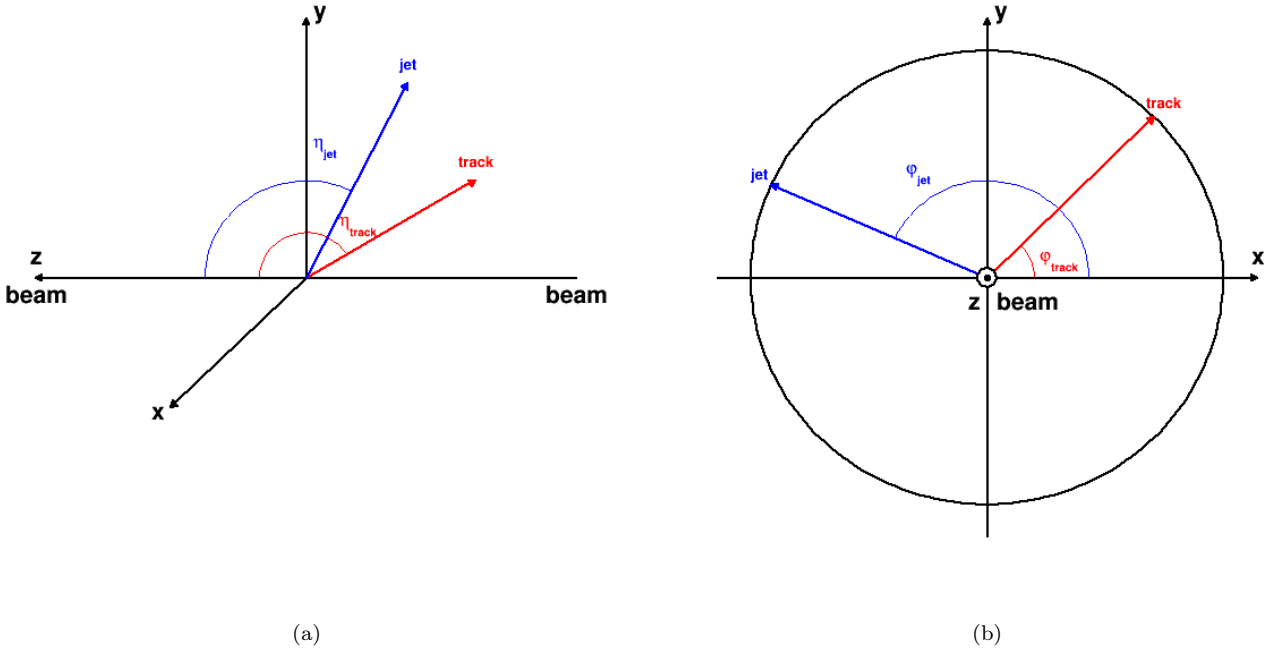


Рис. 16: Связанная с пучком система координат в эксперименте ATLAS, в которой задаётся первый набор переменных для анализа корреляций между струями и заряженными частицами.

Корреляционная функция представляет из себя распределение плотности заряженных частиц в пространстве выбранных переменных, нормированное на число событий с использованными струями:

$$\frac{1}{N_{event}} \frac{d^2 N}{d\Delta\eta d\Delta\phi} \quad (2)$$

Данная функция может быть определена отдельно для струй, лежащих в различных интервалах по $|\eta|$ и E_T - тогда N_{event} есть число струй (событий со струями) в выбранном интервале. Границы интервалов, используемых в анализе, следующие:

- $|\eta| : 0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5$
- $E_t : 4, 10, 20, 30, 60, 90, 120$ ГэВ

Общий вид распределения

Пример полученного распределения представлен на рисунке 17 (а). Распределение содержит следующие структуры:

- Центральный пик при $\Delta\eta = 0, \Delta\phi = 0$, образованный заряженными частицами струи.
- Структура ASR (Away Side Ridge), идущая вдоль всего диапазона $\Delta\eta$ при $\Delta\phi = -\pi$ и образованная частицами из струи отдачи, балансирующими по P_t лидирующую струю.
- Фоновая структура UE (Underlying event), на распределении имеющая вид равномерного зелёного плато. В UE входят заряженные частицы, являющиеся продуктами всех не связанных с рождением струй в жёстком взаимодействии процессов.
- Вклад от результатов взаимодействий в вершинах, сопутствующих рассматриваемой (Pile-up), которому отвечают две вертикальные жёлтые полосы, расположенные на краях распределения. Вид вклада сопутствующих вершин легко понять: треки, ассоциированные с несколькими вершинами, должны обладать значительной относительной продольной компонентой импульса и быть сконцентрированы в областях больших η ; напротив, струи скорее обладают значительным поперечным импульсом, что и определяет рост вклада треков из сопутствующих вершин с ростом величины $|\Delta\eta|$ до наступления естественного ограничения геометрии детектора.

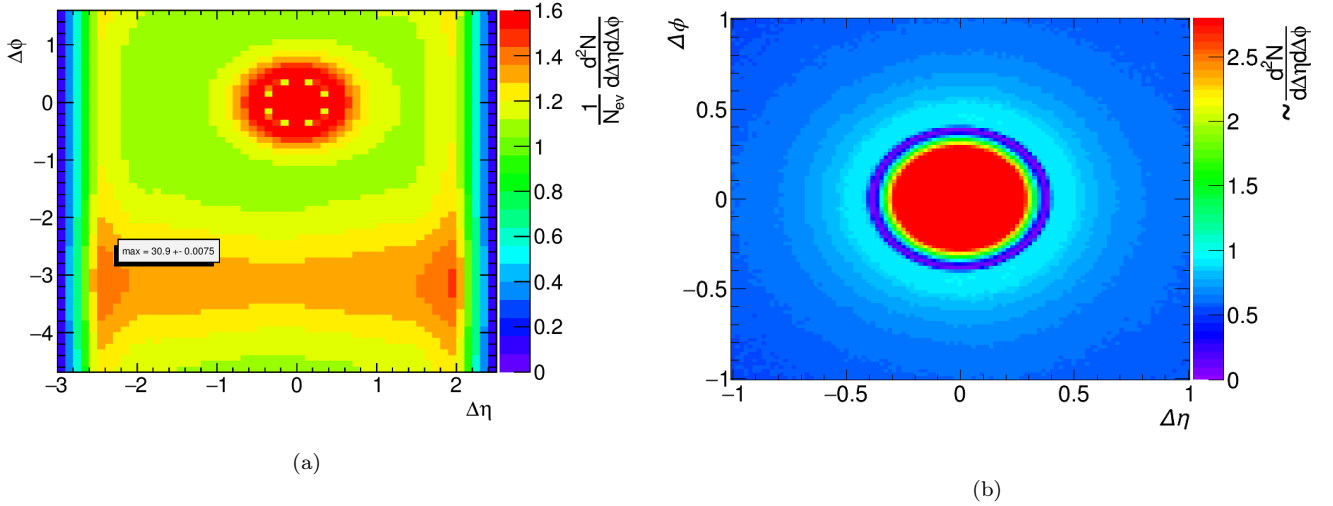


Рис. 17: (а) Распределение 2 для струй в интервале $|\eta| < 0.5$ и $4 \text{ ГэВ} < E_T < 10 \text{ ГэВ}$. (б) Более детальное представление структуры центрального пика.

Среди прочих структур центральный пик с амплитудой примерно 31.8 доминирует. На рисунке 17 (а) применено обрезание в 1.6 по z-оси для увеличения масштаба гистограммы. Также в его структуре видна область обеднения, имеющая форму узкого кольца с радиусом 0.4 (рисунок 17 (б)), что в точности соответствует величине параметра радиуса кластеризации в алгоритме поиска струй anti-kt [19], используемом в нашем анализе, и являющаяся артефактом данного алгоритма: оказавшиеся вблизи границы радиуса треки попадают в струи, из-за чего её восстановленная ось оказывается несколько смещена в сторону, удалённого трека, который, таким образом, выпадает из области кольца, обедняя его.

Все перечисленные выше доминирующие структуры хорошо известны - целью нашего анализа является исключение их для наблюдения более тонких эффектов, если подобные существуют.

Вклад структуры Pile-Up

Для точной оценки вклада структуры Pile-Up используется мнимая вершина. Её координата задаётся как координата триггируемой вершины из события, предшествующего рассматриваемому. Таким образом, пространственное распределение положения мнимой вершины оказывается равно распределению положения триггируемой вершины. Также для сохранения корректного числа сопутству-

ющих вершин из дальнейшей процедуры исключаются триггируемая вершина и все ассоциированные с ней треки. Распределение оставшихся треков относительно мнимой вершины по величине $z_0 * \sin \theta$ показано на рисунке 18 (а) зелёным цветом; распределение треков, ассоциированных с триггируемой вершиной - синим. Показанное распределение является заниженным, так как при исключении треков, ассоциированных с триггируемой вершиной, были также частью исключены треки, относящиеся к сопутствующим вершинам. Для перенормировки вводится следующий фактор:

$$\alpha = \frac{1}{1 - \frac{N_{evIn}}{N_{evTot}}} \quad (3)$$

где N_{evIn} - величина полного интеграла под зелёной линией, N_{evTot} - величина интеграла в области $|z_0 * \sin \theta| < 1.5$ мм (зелёная закрашенная область на рисунке). Исходно распределение после домножения на перенормировочный фактор α показано на рисунке 18 (а) красной линией. Результат вычитания полученного распределения из распределения треков, ассоциированных с триггируемой вершиной, показан на рисунке 18 (b).

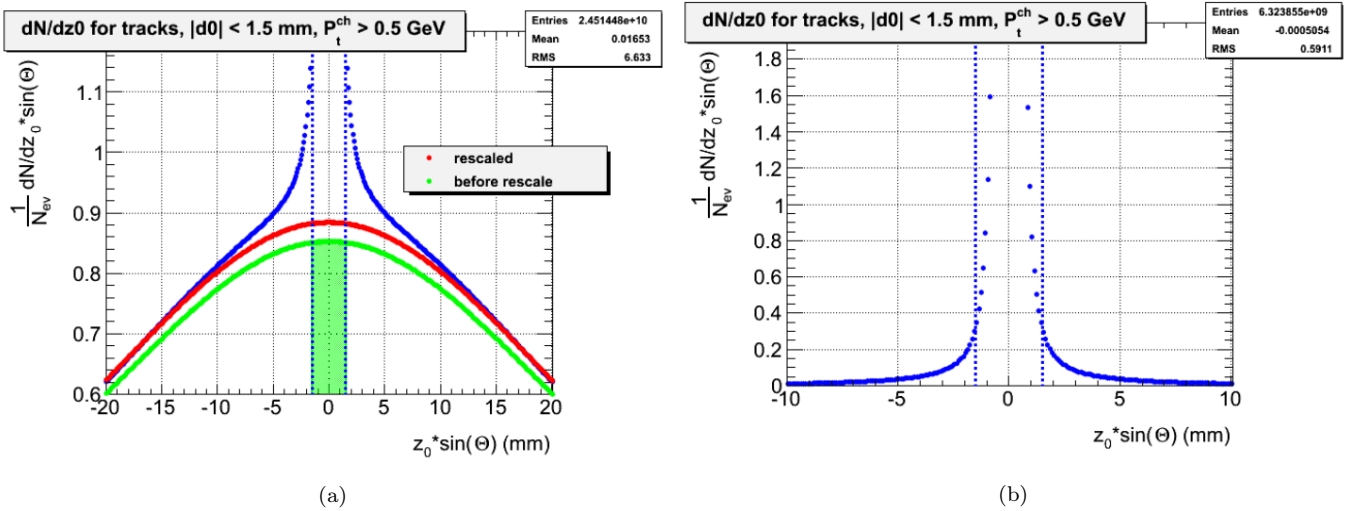


Рис. 18: (а) Распределение треков по величине $z_0 * \sin \theta$ относительно триггируемой вершины (синий цвет) и мнимой вершины до и после перевзвешивания (зелёный и красный цвета соответственно). (b) Разница между распределением треков относительно триггируемой вершины и относительно мнимой вершины после перевзвешивания.

Вклад структуры Pile-Up может быть подсчитан как $\frac{N_{evIn}}{1 - \frac{N_{evIn}}{N_{evTot}}}$, где значения N_{evIn} и N_{evTot} также вычислены по ячейкам гистограммы в связанной со стру-

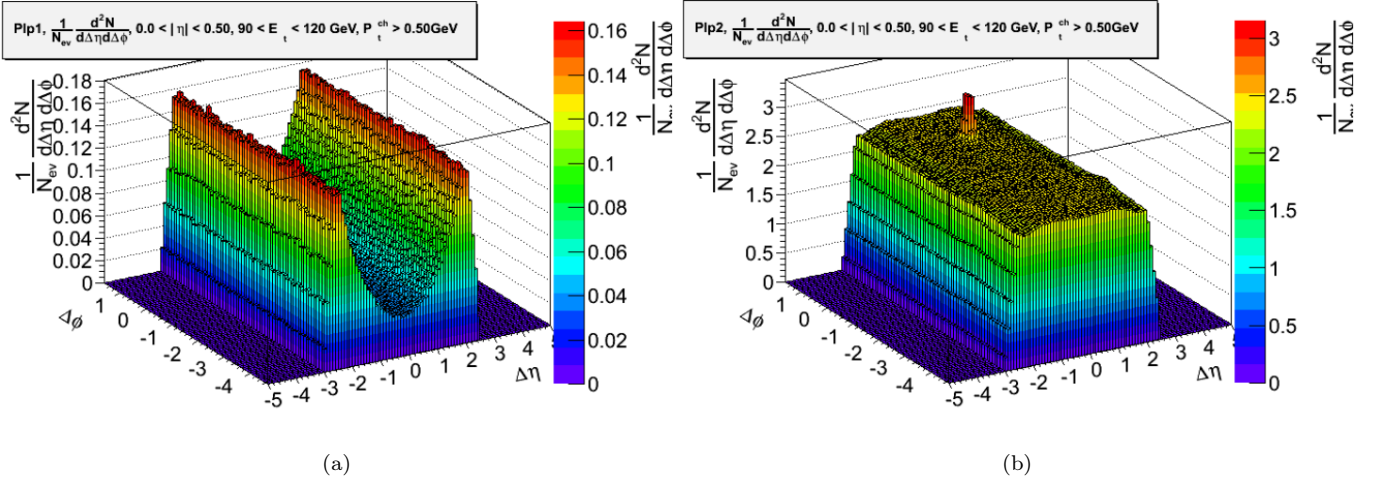


Рис. 19: (a) Величина полного интеграла распределения треков по величине $z_0 * \sin \theta$ относительно мнимой вершины до перевзвешивания в зависимости от координаты трека в системе $(\Delta\eta, \Delta\phi)$, связанной со струей. (b) Величина полного интеграла распределения треков по величине $z_0 * \sin \theta$ относительно триггируемой вершины в зависимости от координаты трека в системе $(\Delta\eta, \Delta\phi)$, связанной со струей.

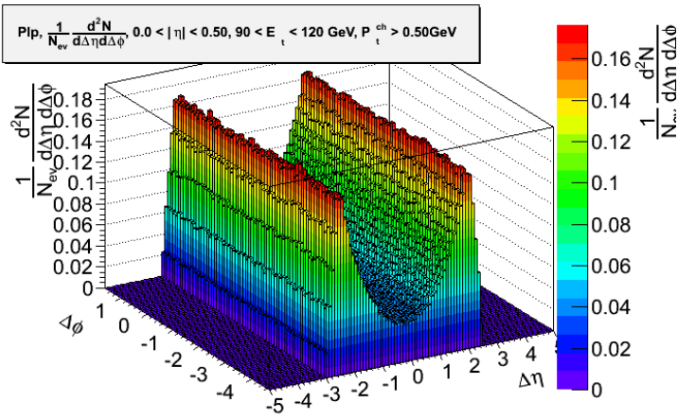


Рис. 20: Вклад структуры Pile-Up, полученный по формуле $h = h_a / (1 - \frac{h_a}{h_b})$, где h_a и h_b отвечают гистограммам на рисунке 19 (a) и (b) соответственно. Математические операции подразумеваются применяющимися к величинам по ячейкам гистограмм.

ёй системе координат $(\Delta\eta, \Delta\phi)$. Распределение для N_{evIn} и N_{evTot} показаны на рисунке 19 (a) и (b) соответственно. Финальное распределение, представленное на рисунке 20, получается из двух предыдущих по указанной ранее формуле и отвечает вкладу структуры Pile-Up в общее распределение 17.

Исключение структур UE и Pile-Up

Первым шагом является получение распределения треков, составляющих структуру UE. Так как структура UE радиально-симметрична относительно оси z , т.е. не зависит от $\Delta\phi$, то возможно экстраполяция UE из области, наименее искажённой вкладом структур ASR и центрального пика. Формальные шаги данной

процедуры следующие:

- выбираются треки, не попадающие в область превалирования центрального пика и структуры ASR $0 \pm \pi/3$ и $-\pi \pm \pi/3$
- каждый такой трек взвешивается на фактор $\frac{1}{3}$, отвечающий используемой доли от полного интервала по $\Delta\phi$
- из выбранных треков путём поворота на случайный угол вокруг оси струи строятся новые треки, причём в нашем случае из каждого трека создаётся шесть новых, для усреднения распределения во $\Delta\phi$
- множество всех этих треков, взвешенных также на фактор $\frac{1}{6}$, и даёт искомое равномерное по $\Delta\phi$ распределение

Использование именно случайного поворота треков, а не экстраполяции уровня множественности заряженных треков из выбранной области, обусловлено желанием сохранить эти треки отдельными объектами, что будет использоваться на последующих этапах анализа.

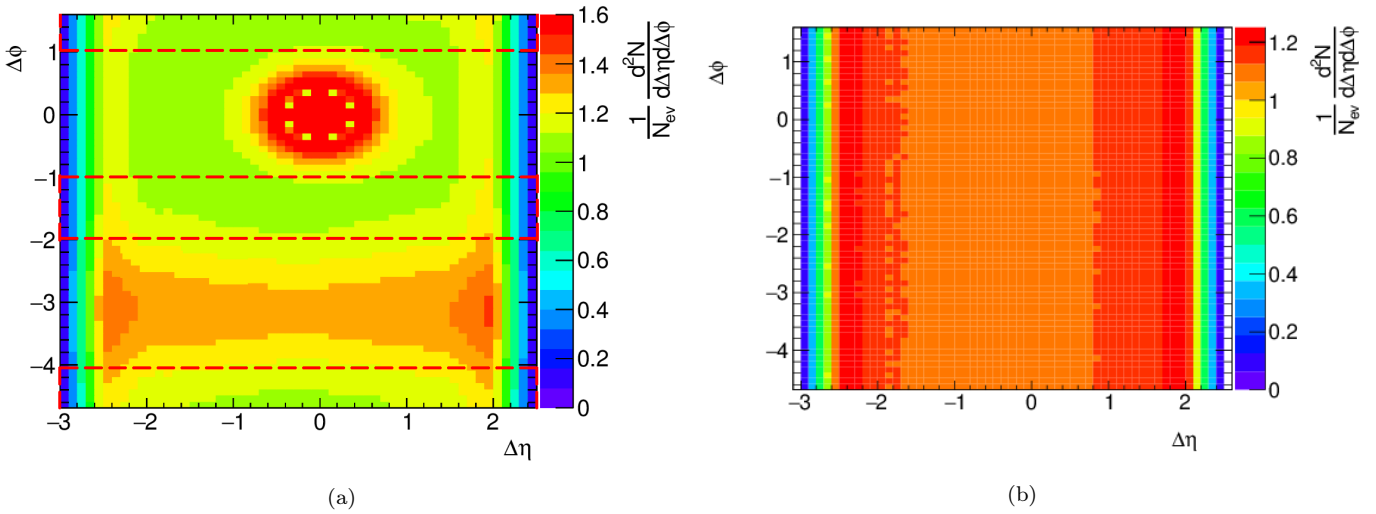


Рис. 21: (а) Гистограмма 17 (а) с выделенными красным пунктиром областями, использованными для восстановления структуры UE + Pile-Up. (б) Реконструированная структура UE + Pile-Up (для струй в интервале $|\eta| < 0.5$ и $4 \text{ ГэВ} < E_T < 10 \text{ ГэВ}$)

Результат работы описанного алгоритма представлен на рисунке 21 (в). Полученная структура является комбинацией UE и Pile-up структур, вследствие того, что последняя также радиально симметрична относительно оси z (см. раздел V). Регион, использовавшийся для экстраполяции на предыдущем шаге, всё ещё продолжает содержать хвосты доминирующих структур ASR и центрального

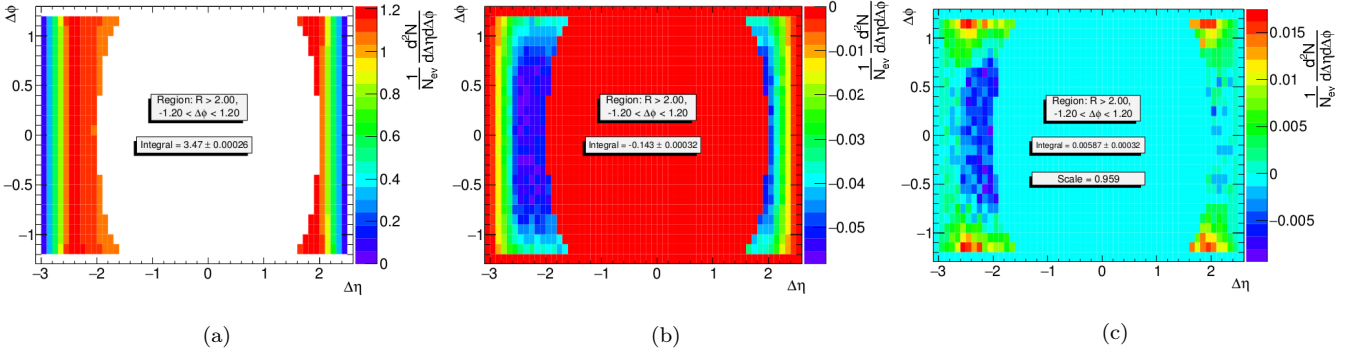


Рис. 22: (а) Плотность заряженных частиц относительно оси струи (для струй в интервале $|\eta| < 0.5$ и $4 \text{ ГэВ} < E_T < 10 \text{ ГэВ}$) в области $R > 2.0$ и $-1.2 < \Delta\phi < 1.2$. Это же распределение после вычитания структур UE и Pile-up до и после перенормировки - (b) и (c) соответственно.

пики. Для учёта их вклада производится перенормировка UE+Pile-up распределения выбранной по области наименьшего влияния ASR и центрального пика $R > 1.0$, $-1.2 < \Delta\phi < 1.2$, представленной на рисунке 22 (а). Результат вычитания UE+Pile-up распределения из данной области показан на среднем рисунке 22 - ожидаемо отрицательный, с полным интегралом $Int_b = -0.13 \pm 0.001$, указывающим на существующую переоценку вклада структуры UE. Поправка UE+Pile-up структур производится на фактор $S = 1 + \frac{Int_b}{Int_a} = 0.962$, где Int_a - полный интеграл по области наименьшего влияния. Результат вычитания с учётом фактора S представлен на рисунке 22 (с) - остаточная разница оказывается значительно меньше, попадая в интервал примерно от -0.015 до 0.015 , в сравнение с максимальным отклонением до -0.06 , присутствующем на рисунке 22 (b).

Исключение структуры ASR

Распределение 17 (а) после вычитания UE+Pile-Up показано на рисунке 23 слева. Структура ASR выглядит более контрастно и равномерно по $\Delta\eta$ - струи в данном интервале E_T слабо скоррелированы по псевдобыстроте со струями отдачи. Исключение из дальнейшего рассмотрения ASR производится путём наложения ограничений $|\Delta\phi| < 1.3$, результат его применения показан на рисунке 23 справа.

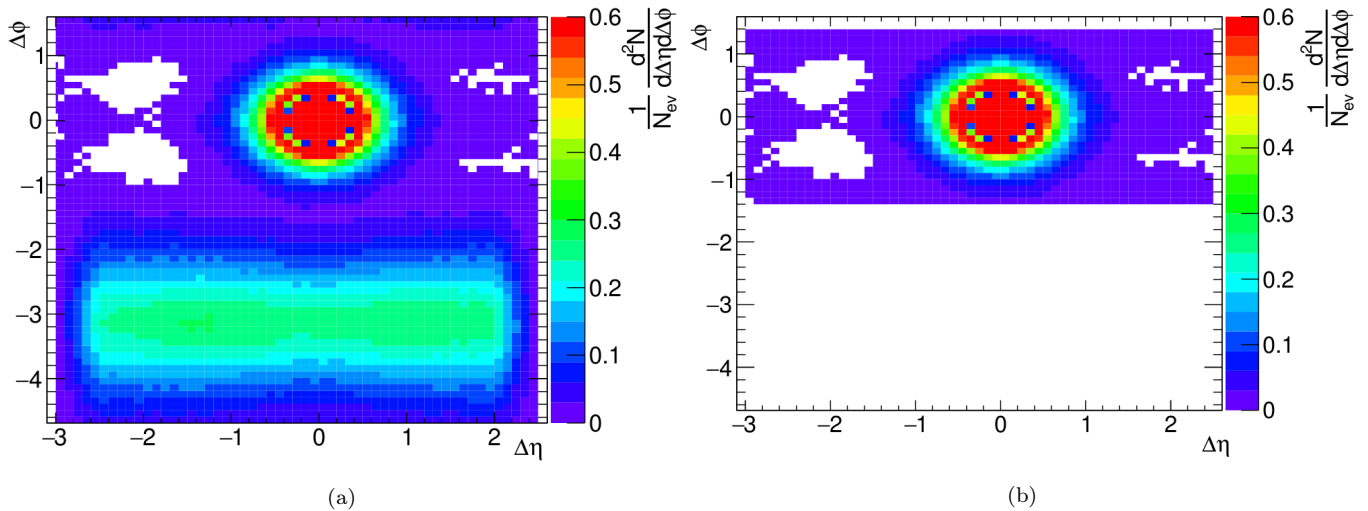


Рис. 23: (a) Распределение плотности заряженных частиц после вычитания структур UE и Pile-Up для интервала $|\eta| < 0.5$ и $4 \text{ ГэВ} < E_T < 10 \text{ ГэВ}$. (b) Это же распределение после наложения обрезания $|\phi| < 1.3$

Исключение центрального пика

Для исключения доминирующей радиально-симметричной части центрального пика используется метод вращения события: все треки в событии вращаются на случайный угол относительно оси струи; при этом радиально-симметричная часть распределения сохраняется - она может быть вычтена из исходного распределения для выделения радиально-несимметричной части. При этом при вращении радиально-несимметричная часть распределения оказывается размазанной по всему 2π -интервалу.

Исходное распределение (a), структура UE и Pile-Up (b) и результат вычитания второго из первого (c) показаны на рисунке 25. Соответствующие распределения после применения вращения событий показаны на рисунке 25 (d-f). Центральный пик практически не изменился, но структуры ASR, UE и Pile-Up претерпели значительную трансформацию. На данных гистограммах при каждом вращении есть две фиксированные точки. Первая соответствует трекам, направленным вдоль струи, и имеет координаты $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0, 0)$. Другая - трекам, направленным противоположно, и имеет координаты $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (-2|\eta_{jet}|, -\pi)$, где η_{jet} - псевдобыстрота струи в данном событии. Таким образом, вторая точка изменяет своё положение от события к событию. Примеры траекторий изменения положения треков в распределении 2 при 2π -вращении, с различными начальными положениями в системе координат $(\Delta\eta, \Delta\phi)$, приведены на рисунке 24.

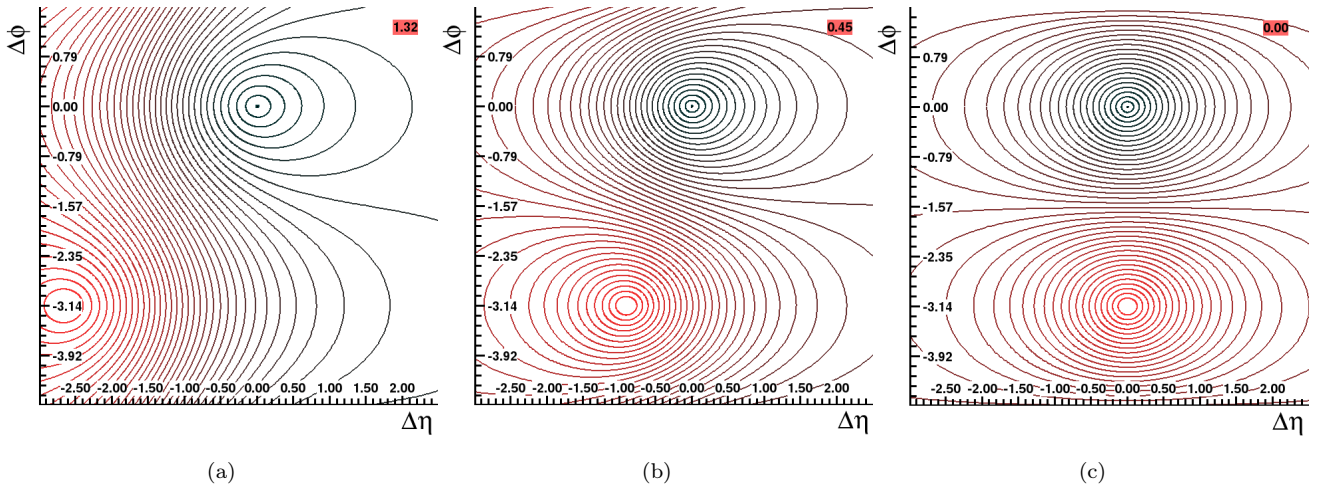


Рис. 24: Графики изолиний, образованных вращением треков с различным начальным положением в пространстве $(\Delta\eta, \Delta\phi)$ вокруг оси струи, для начальной псевдобыстроты струи $\eta = 1.32$, $\eta = 0.45$, $\eta = 0.00$ соответственно (a), (b) и (c)

Распределение для структур UE и Pile-Up, показанное на рисунке 25 (e), было получено в соответствии с алгоритмом, описанным в секции “Исключение структур UE и Pile-Up”, с тем отличием, что треки дополнительно вращались относительно оси струи. Распределение имеет два максимума при $\Delta\phi = \pm\frac{\pi}{2}$ и $\eta = -0.25$. Полученное после UE+Pile-Up вычитания распределение 25(f) содержит только радиально симметричный центральный пик и трансформировавшуюся структуру ASR. Часть треков из ASR с величиной $\Delta\eta$ близкой к нулю осталась после вращения вблизи данной оси, но часть с большими $|\Delta\eta|$ перенеслась в область центрального пика, скажая его структуру.

Следующий шаг - вычитание радиально-симметричной части центрального пика (25(f)) из начального распределения (25(c)). Результат показан на рисунке 26 (a, b). В области радиуса 0.4-0.5 видны отклонения, связанные с влиянием эффекта кольца обеднения - тем, что при повороте события данное кольцо трансформируется по более сложной траектории (рисунок 24), теряя свою структуру. В областях же меньшего радиуса видны флуктуации, связанные с тем, что в данной области при получении распределения вычитание проходило на область в исходных гистограммах с наибольшей амплитудой. Тем не менее, в областях $|\Delta\eta| > 0.5$ при $\Delta\phi = 0$ различимы две структуры превышения, симметрично располагающиеся по обе стороны от центрального пика. Они обладают значительной статистической значимостью и характеризуются двумя интегралами, подсчитан-

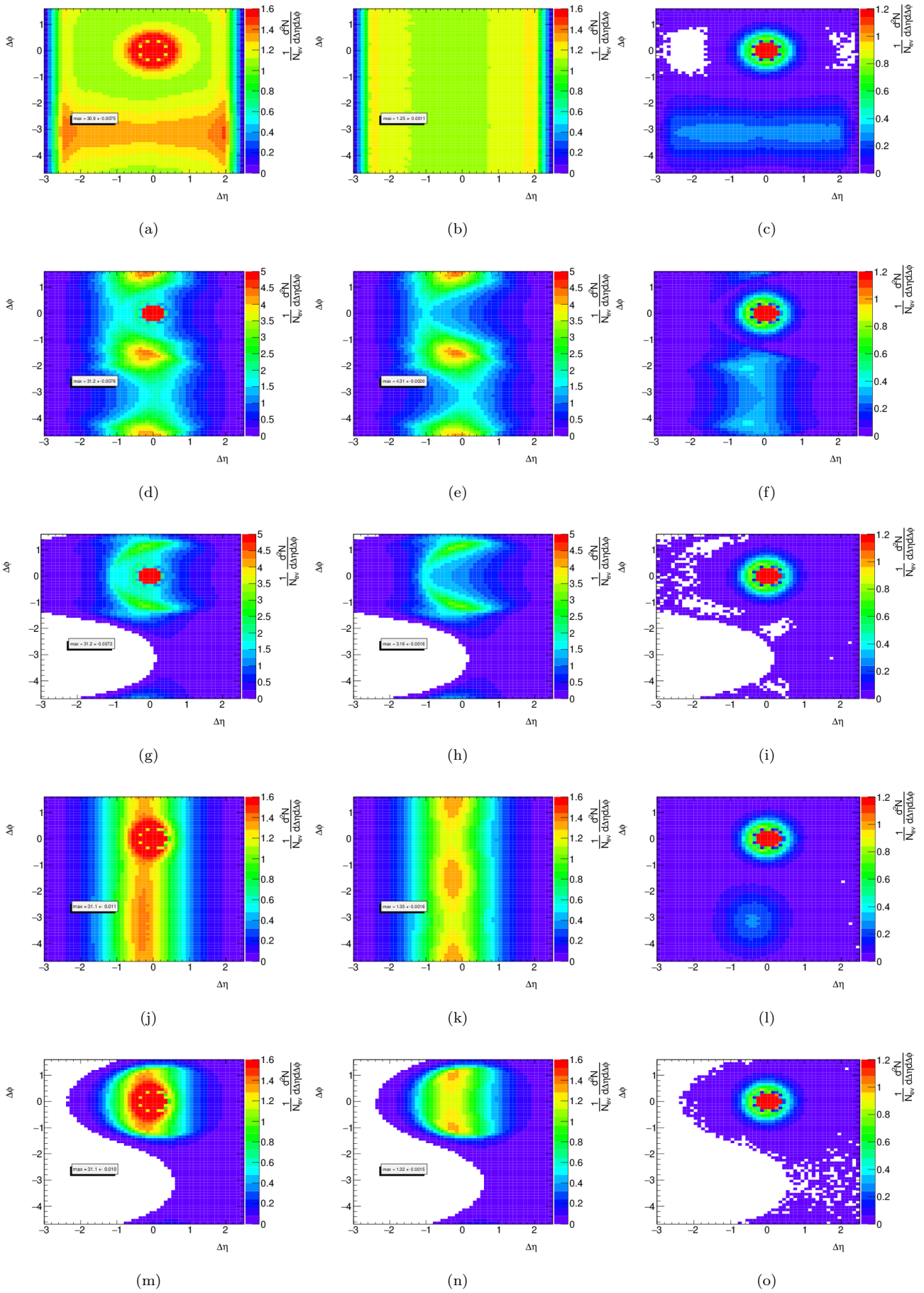
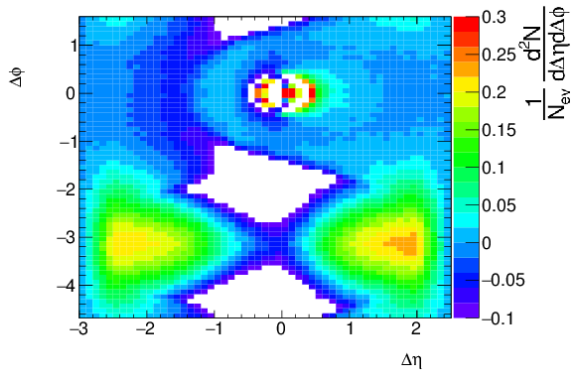
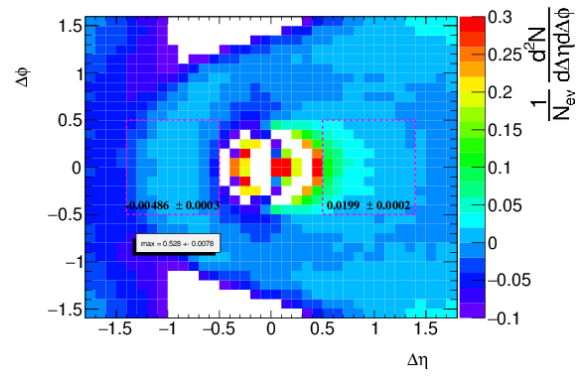


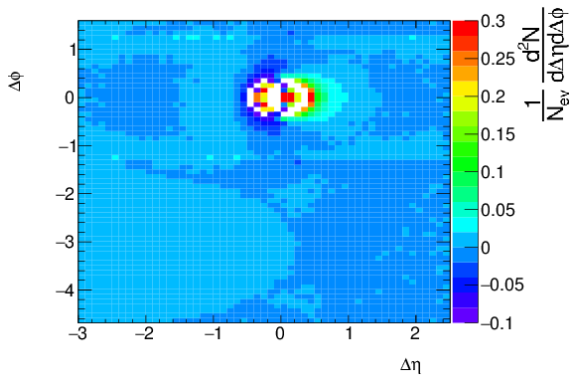
Рис. 25



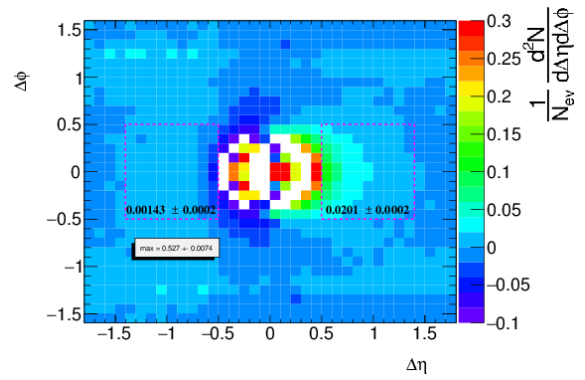
(a)



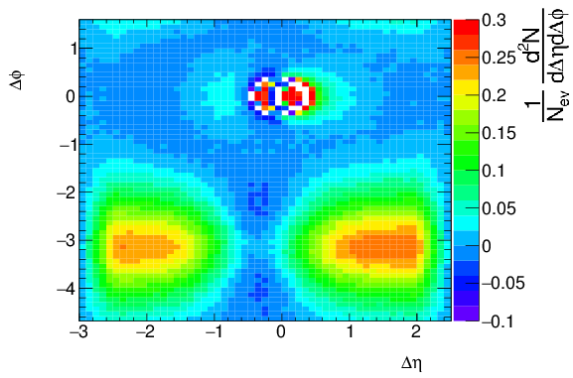
(b)



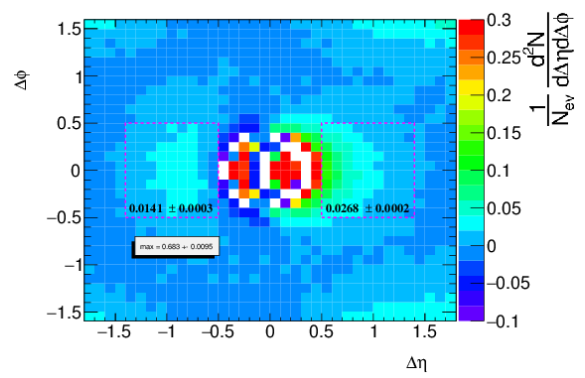
(c)



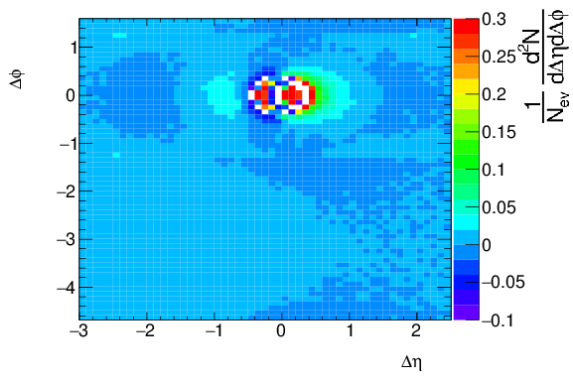
(d)



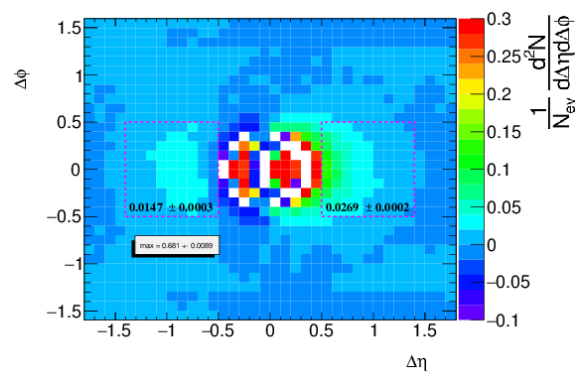
(e)



(f)



(g)



(h)

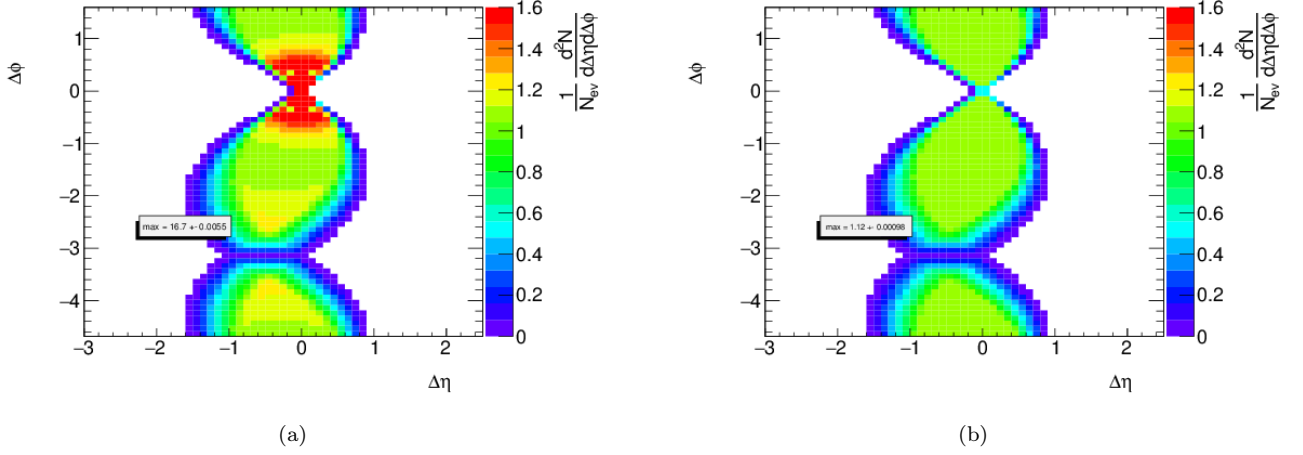


Рис. 27: Два сектора для восстановления радиально-симметричной части центрального пика (а) и структур UE и Pile-Up (b) для струй в интервале $|\eta| < 0.5$ и $4 \text{ ГэВ} < E_T < 10 \text{ ГэВ}$.

ными по области $|\Delta\phi| < 0.5$ и $0.5 < |\Delta\eta| < 1.5$. Значения интегралов приведено на гистограммах.

Структура ASR после вращения привносит свой вклад в распределение вблизи центрального пика и величину интегралов. Поэтому на следующей серии рисунков 25(g-i) и 26(c,d) будут показаны распределения плотности заряженных частиц относительно оси струи, аналогичные демонстрировавшимся ранее, но только с наложением обрезания по $\Delta\eta$, описанном в секции “Исключение структуры ASR”. Помимо ASR данное ограничение удалило часть структур UE и Pile-Up (для сравнения 25 (e) и (h)), а центральный пик на финальных распределениях 26(c,d) оказался менее искажённым.

Но, как было отмечено ранее, при вращении события радиально-несимметричная часть центрального пика, будучи равномерно размазанной относительно оси струи, уменьшают величину действительной амплитуды радиально-несимметричной части в исходном распределении. Для учёта данного эффекта используется тот факт, что радиально-симметричные объекты могут быть восстановленными из любого углового сегмента распределения. Алгоритм выделения области центрального пика для экстраполяции удобно параметризовать в терминах переменных ϕ_{TJ} и η_{TJ} и будет обсуждён в следующей главе. Вид же выбранных областей в текущих координатах $(\Delta\eta, \Delta\phi)$ показан на рисунке 27. Результаты с восстановленными из выделенных областей распределениями приведены на рисунках 25(j-l) и 26(e,f).

Наконец, аналогичные результаты с применением обрезания структуры ASR показаны на рисунках 25(m-o) и 26(g,h). В обоих случаях значения интегралов по найденным в центральном пике радиально-несимметричным структурам остаются практически одинаковыми, вследствие того, что при выборе области для экстраполяции структура ASR уже оказалась в значительной степени исключённой.

Подводя итог, на серии итоговых распределений 26(a-h) выделена радиально-несимметричная структура в области центрального пика. В следующей главе будет рассмотрен другой метод получения и оценки данной структуры.

Распределение в системе координат η_{TJ}, ϕ_{TJ}

Второй набор переменных для анализа корреляций между струями и заряженными частицами состоит из переменных η_{TJ}, ϕ_{TJ} - псевдобыстроты и азимутального угла треков в системе координат, связанной со струей (рисунок 28), а не в стандартной системе координат эксперимента ATLAS. Причём в качестве начала отсчёта для ϕ_{TJ} для струй $\eta > 0$ ($\eta < 0$) берётся положение проекции вектора $(0, 0, 1)$ (и $(0, 0, -1)$, соответственно) в плоскости, ортогональной оси струи - $\phi_{TJ} = 0$ всегда указывает на направление пучка, ближайшего к оси струи.

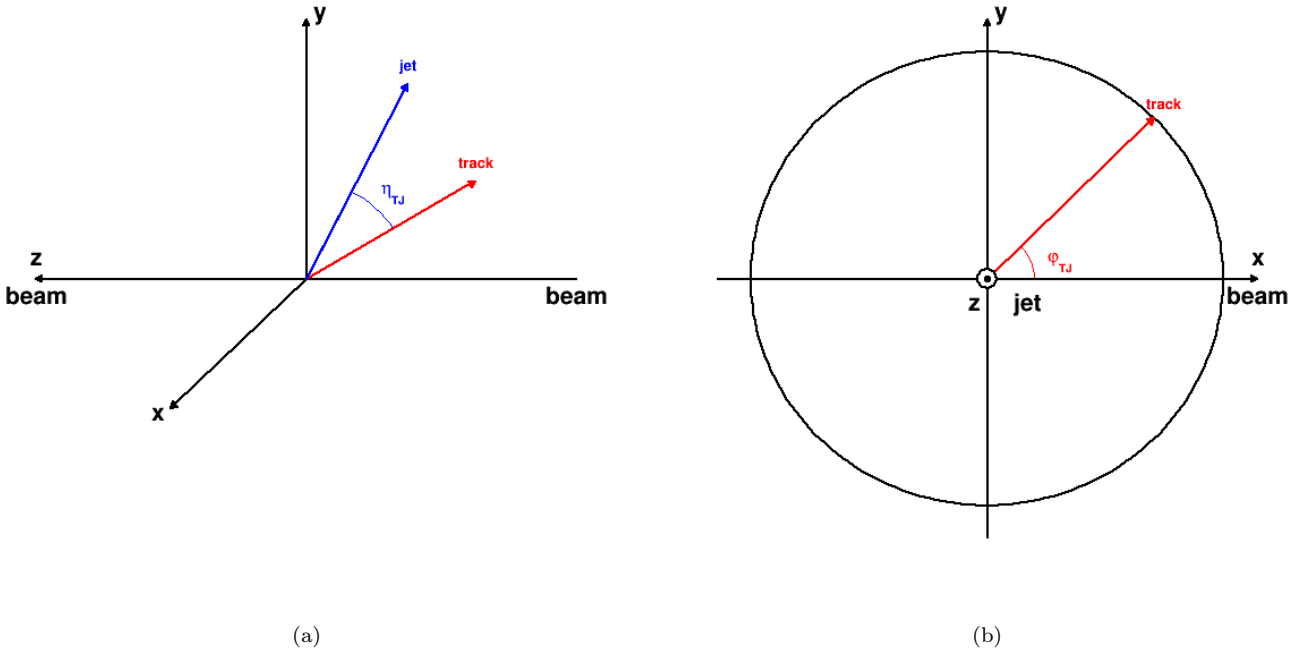


Рис. 28: Система координат, связанная с осью струи, в которой задаётся второй набор переменных для анализа корреляций между струями и заряженными частицами.

Распределение корреляционной функции (2) в данном наборе координат содержит аналогичные структуры, ранее присутствовавшие на распределении в первом наборе координат структура (рисунок 17), видоизменяя их вид:

- Структура UE в новом наборе координат имеет вид двух раздвоенных пиков при $\phi_{TJ} = 0$ и $\phi_{TJ} = -\pi$, доминирующих среди прочих структур (рисунок 29 (a) и выделенная структура UE на рисунке 30 (b)). Расщепление пиков обусловлено ограничением, накладываемым аксептансом детектора.

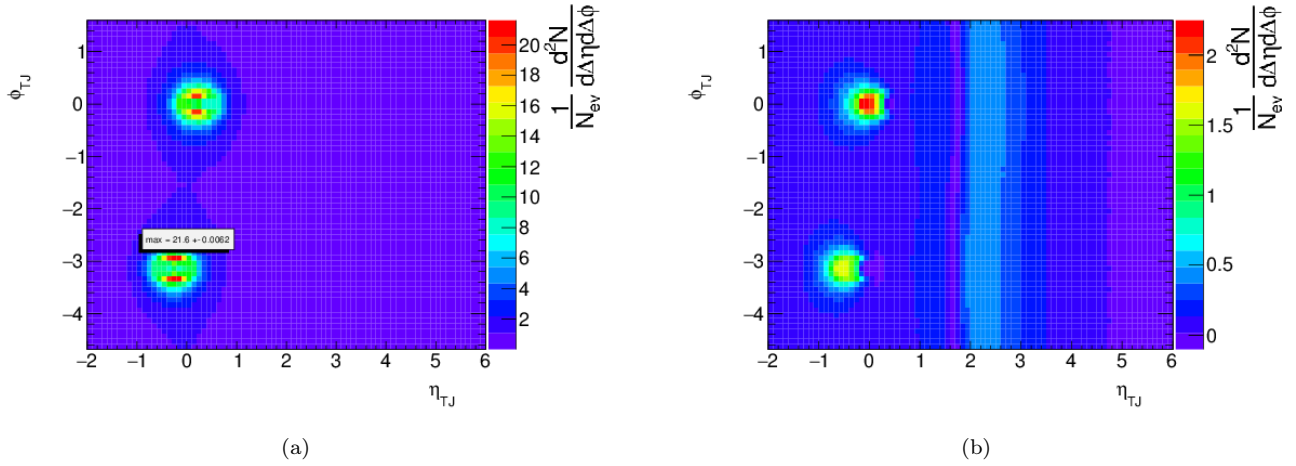


Рис. 29: (а) Общий вид распределения 2 в наборе координат (η_{TJ}, ϕ_{TJ}) для струй в интервале $|\eta| < 0.5$ и 4 ГэВ $< E_T < 10$ ГэВ. (б) Это же распределение после исключения структур UE и Pile-Up

При $|\eta| > 2.5$ заряженные частицы не реконструируются. Центры зон с нулевым аксептансом располагаются точно при $\phi_{TJ} = 0$ и $\phi_{TJ} = -\pi$, но смещаются по переменной η_{TJ} , так как величина псевдобыстроты струи меняет своё значение в интервале $|\eta_{jet}| < 0.5$ от события к событию, расщепляя таким образом пики. Для больших величин η_{jet} ($1.5 < |\eta_{jet}| < 2.5$), когда струя располагается значительно ближе к краю рабочей области детектора, область с нулевым аксептансом выражена более отчётливо (рисунок 30 (а)).

- После исключения структур UE и Pile-Up по аналогии с тем, как это было описано в предыдущей главе, на распределении (рисунок 29 (б)) проявилась структура ASR - два пика, также располагающихся на координатах $\phi_{TJ} = 0$ и $\phi_{TJ} = -\pi$ и на порядок уступающих в амплитуде структуре UE. Так как частицы, составляющие ASR, всегда находятся за областью нулевого аксептанса относительно струи, вследствие чего пики структуры ASR всегда сдвинуты в сторону меньших η_{TJ} относительно пиков структуры UE.
- Центральный пик в данном наборе координат развёрнут по всему диапазону ϕ_{TJ} и уже различим на рисунке 29 (б) после вычитания структур UE и Pile-Up. Более детально после исключения структуры ASR центральный пик представлен на рисунке 31 (а) - в его структуре без исключения радиально-симметричной части пика видно превышения над уровнем в районе $\phi_{TJ} = 0$.

Таким образом выбранный набор координат в противоположность первому позволяет стянуть структуры UE, не являющуюся предметом нашего непосред-

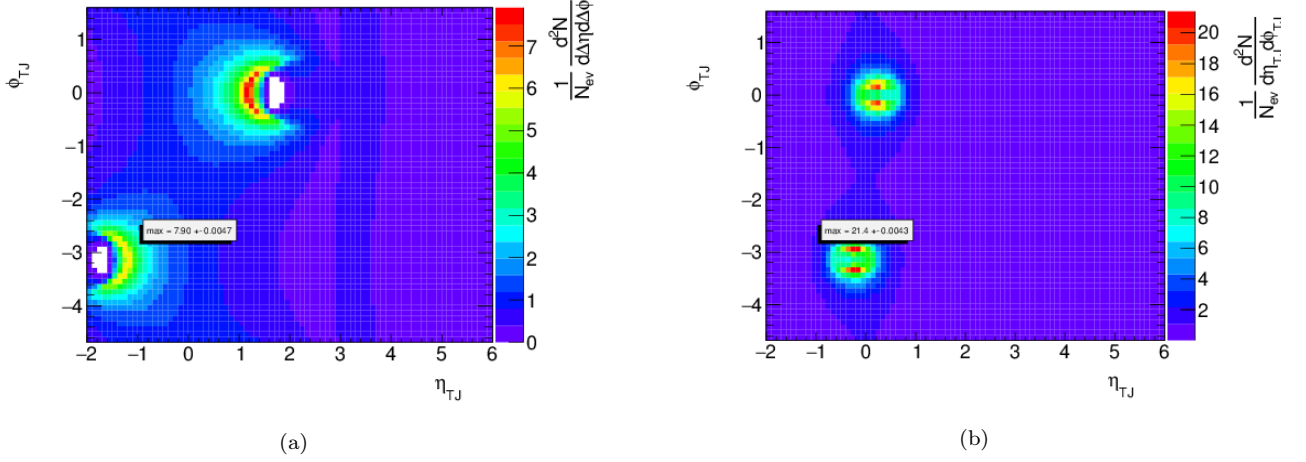


Рис. 30: (a) Общий вид распределения 2 в наборе координат (η_{TJ}, ϕ_{TJ}) для струй в интервале $1.5 < |\eta| < 2.0$ и $4 \text{ ГэВ} < E_T < 10 \text{ ГэВ}$. (b) Распределение структуры UE в наборе координат (η_{TJ}, ϕ_{TJ}) для струй в интервале $|\eta| < 0.5$ и $4 \text{ ГэВ} < E_T < 10 \text{ ГэВ}$.

ственного изучения, и развернуть интересующую нас структуру центрального пика. Другим достоинством переменных η_{TJ}, ϕ_{TJ} является удобство при изучении структуры центрального пика: радиально-симметричные структуры располагаются равномерно по ϕ_{TJ} при любых значениях η_{TJ} и любые отклонения указывают на наличие радиально-несимметричной части.

После исключения структур UE, Pile-Up и ASR следует исключение радиально-симметричной части центрального пика, аналогичное производившемуся в предыдущем разделе:

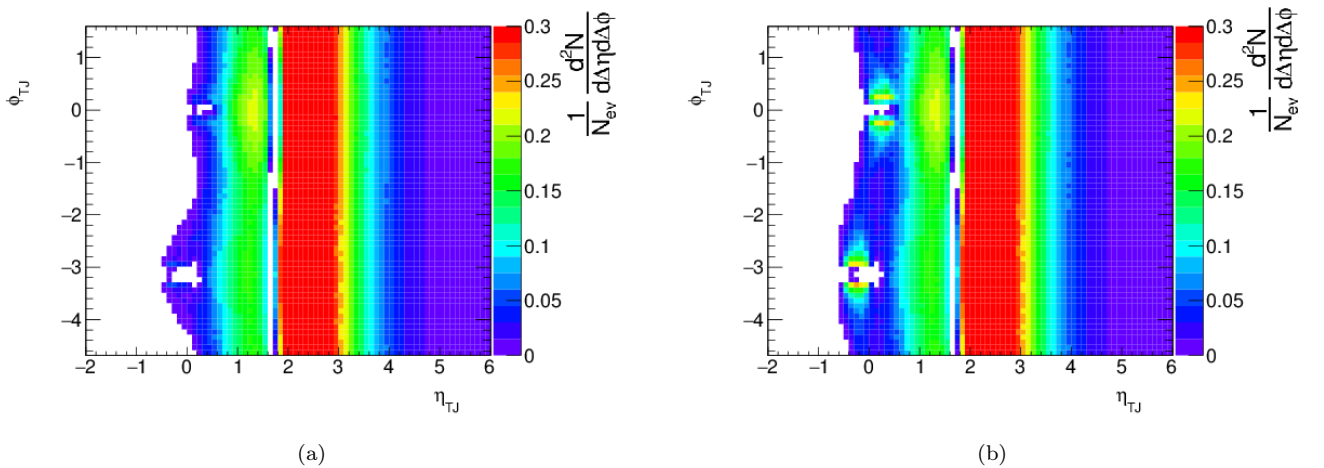


Рис. 31: (a) Общий вид распределения 2 в наборе координат (η_{TJ}, ϕ_{TJ}) для струй в интервале $|\eta| < 0.5$ и $4 \text{ ГэВ} < E_T < 10 \text{ ГэВ}$ после исключения структур UE, Pile-Up и ASR с применённым ограничением на последнюю $\Delta\phi < 1.3$ (a) и $\Delta\phi < 1.8$ (b)

- Посредством обрезаний $|\phi_{TJ}| < \frac{\pi}{4}$ и $|\phi_{TJ} - \pi| < \frac{\pi}{4}$ исключаются области пика, содержащие его радиально-несимметричную часть, а также области из восстановленных структур UE и Pile-Up - рисунок 32
- По оставшимся областям путём вращения треков относительно оси струи производится восстановление радиально-симметричной части структуры центрального пика и структур UE и Pile-Up - рисунок 33
- Производится вычитание структур UE и Pile-Up из восстановленной радиально-симметричной части центрального пика - рисунок 34 (а)
- Производится вычитание очищенной от вклада структур UE и Pile-Up радиально-симметричной части центрального пика из полной и также очищенной от вклада структур UE и Pile-Up структуры центрального пика - рисунок 34 (b)

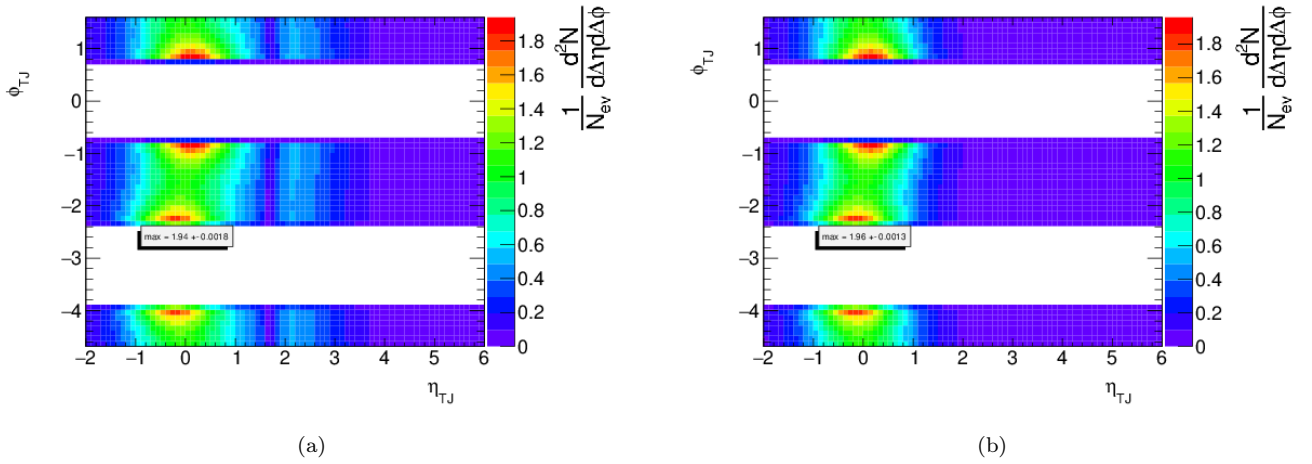


Рис. 32: Области части пика, выбранные для восстановления его полной радиально-симметричной части, (а) и структур UE и Pile-Up (b) для струй в интервале $|\eta| < 0.5$ и $4 \text{ ГэВ} < E_T < 10 \text{ ГэВ}$.

На рисунке 34 (b) выделены две структуры превышения над уровнем в районе $\phi_{TJ} = 0$ и $\phi_{TJ} = -\pi$ при небольших η_{TJ} . Их наличие означает избыток заряженных частиц. В представлении в данном наборе координат структуры более заметны в сравнение с набором координат $(\Delta\eta, \Delta\phi)$, где они искажаются флуктуациями в структуре доминирующего центрального пика.

Результаты, полученные для струй с $|\eta| < 0.5$ и для различных интервалов по E_T , представлены на рисунке 35. Структуры радиально-несимметричной части центрального пика присутствуют на каждом из интервалов и величины описы-

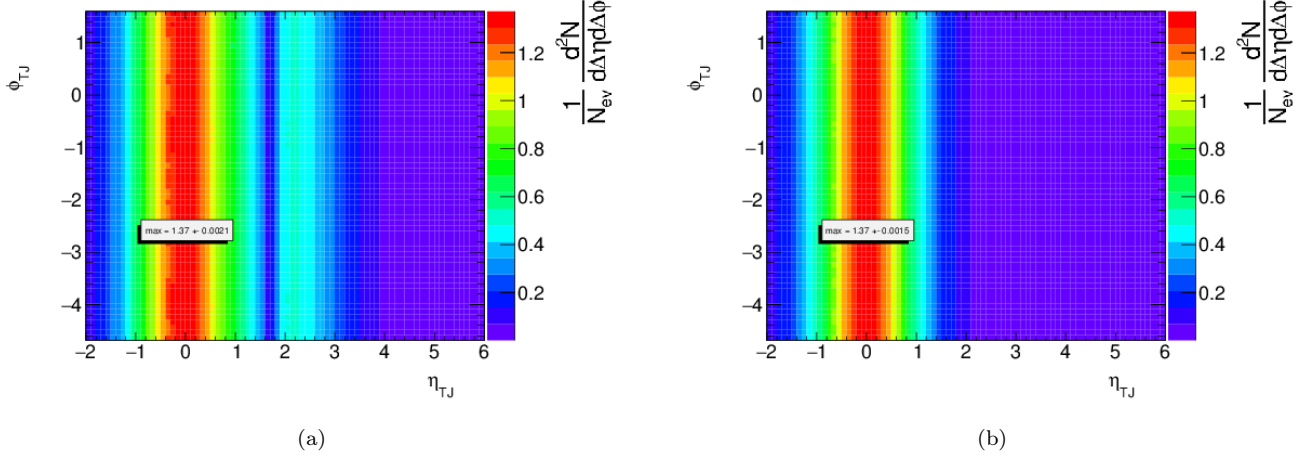


Рис. 33: Восстановленная радиально-симметричная часть центрального пика (a) и структуры UE и Pile-Up (b) для струй в интервале $|\eta| < 0.5$ и $4 \text{ ГэВ} < E_T < 10 \text{ ГэВ}$.

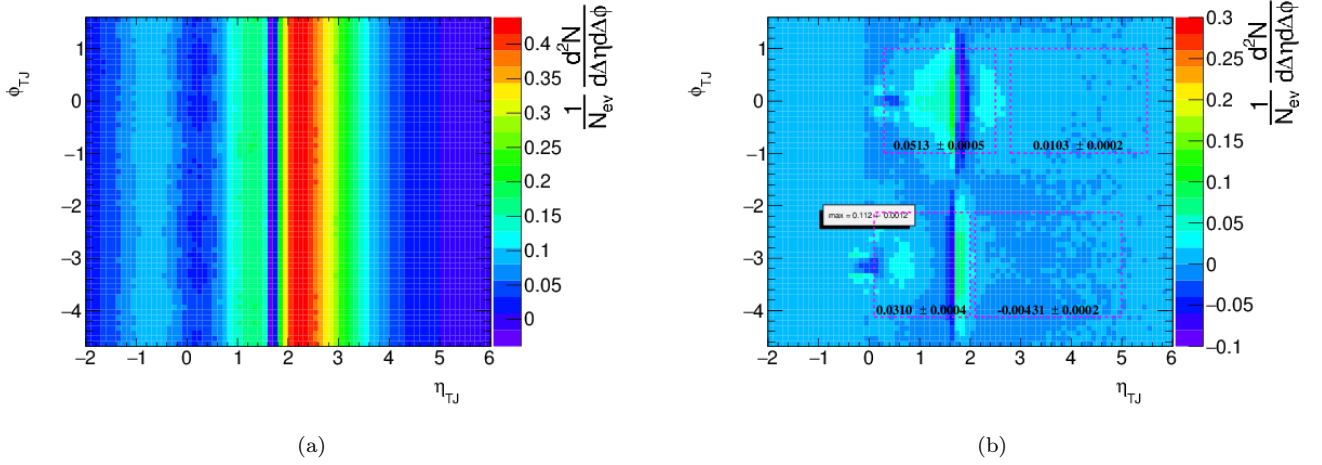


Рис. 34: Восстановленная радиально-симметричная часть центрального пика после вычитания структур UE и Pile-Up (a) и радиально-несимметричная часть центрального пика (b) для струй в интервале $|\eta| < 0.5$ и $4 \text{ ГэВ} < E_T < 10 \text{ ГэВ}$.

вающих их интегралов увеличиваются с ростом E_T . Но при больших энергиях ($E_t > 20 \text{ ГэВ}$) появляются два дополнительных региона истощения, расположенных при больших η_{TJ} . Для описания всех присутствующих структур используются четыре интеграла. Области интегралов Int_1, Int_3 (Int_2, Int_4) ограничены по ϕ_{TJ} по ± 1 около 0 ($-\pi$). По величине η_{TJ} используются следующие границы (0.3, 2.5), (0.1, 2.0), (2.8, 5.5), (2.1, 5.0) для интегралов $Int_1 - Int_4$ соответственно. Искажения, вызванные кольцом обеднения, дают наибольший вклад для струй с малыми E_T , уменьшаются с ростом E_T , но остаются значительными на всех выбранных интервалах.

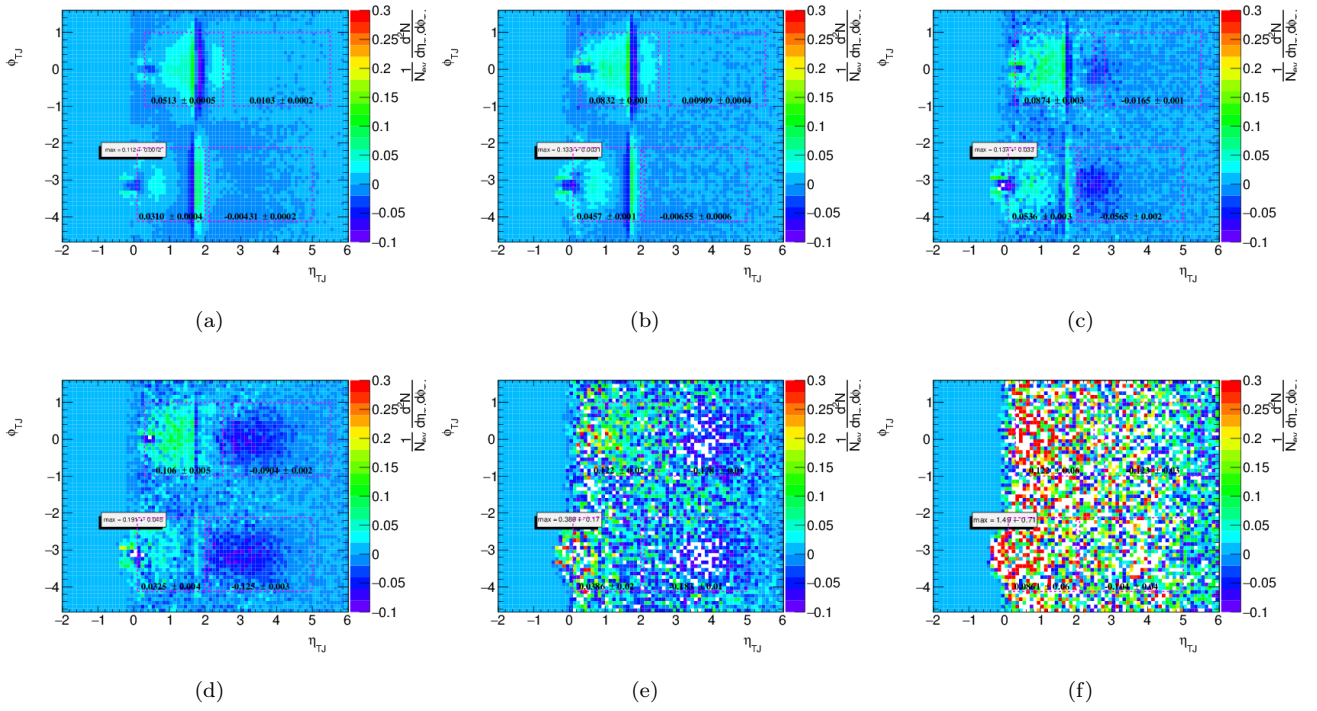


Рис. 35: Итоговое распределение плотности заряженных частиц для струй с $|\eta| < 0.5$ и $4 < E_T < 10$ ГэВ (a), $10 < E_T < 20$ ГэВ (b), $20 < E_T < 30$ ГэВ (c), $30 < E_T < 60$ ГэВ (d), $60 < E_T < 90$ ГэВ (e), $90 < E_T < 120$ ГэВ (f)

E_t	Int_1	Int_2	Int_3	Int_4
$4 - 10 GeV$	0.0513 ± 0.0005	0.0310 ± 0.0004	0.0103 ± 0.0002	-0.00431 ± 0.0002
$10 - 20 GeV$	0.0832 ± 0.001	0.0457 ± 0.001	0.00909 ± 0.0004	-0.00655 ± 0.0006
$20 - 30 GeV$	0.0874 ± 0.003	0.0536 ± 0.003	-0.0165 ± 0.001	-0.0565 ± 0.002
$30 - 60 GeV$	0.106 ± 0.005	0.0325 ± 0.004	-0.0904 ± 0.002	-0.125 ± 0.003
$60 - 90 GeV$	0.122 ± 0.02	0.0386 ± 0.02	-0.178 ± 0.01	-0.183 ± 0.01
$90 - 120 GeV$	0.122 ± 0.06	0.0861 ± 0.06	-0.123 ± 0.03	-0.104 ± 0.04

Таблица VI.1: Величины интегралов для различных интервалов струй по E_T .

Заключение

В данной работе проведён поиск нецентрально-симметричных дальнедействующих корреляций между струями частиц и заряженными частицами, для чего использовались распределения плотности заряженных частиц в двух наборах переменных. Этот поиск проведён на фоне гораздо более сильных тривиальных корреляций (струя - частицы струи, струя - частицы струй отдачи), а также фона от некоррелированных частиц UE+pile-up. Эти фоновые вклады были последовательно вычтены, используя центральную симметрию распределения частиц относительно оси рассеянной струи (для частиц струи), а также относительно оси pp-взаимодействия (для частиц UE). Поиск проводился в различных ограниченных интервалах E_T и $|\eta|$ струи, причём в данном исследовании упор сделан на область относительно низких значений E_T .

Используемая методика требует очень высокой статистической обеспеченности данных, но число записанных на AOD триггированных струй с небольшими E_T недостаточно. Поэтому взаимодействия, вызвавшие срабатывание триггера браковались, а в качестве сигнальных событий использовались остальные (около 20 событий в каждом столкновении протонных банчей/сгустков, записанные как одно событие) “побочные” взаимодействия (pile-up). Эти взаимодействия дают абсолютно неискажённую триггером выборку и имеют очень большую статистику (около 10^{10}) достаточную для проведения анализа для струй с небольшими E_T . Использовались трековые струи, восстановленные только из заряженных частиц, т.к. их легко ассоциировать с вершинами взаимодействий. Для исследования струй с большими E_T необходимо использование триггируемых событий, специально настроенных на струи с большими E_T , что планируется в дальнейшем.

Для трековых струй с $|\eta| < 0.5$ и в различных интервалах E_T (до 120 ГэВ) обнаружен избыток заряженных частиц в виде двух широких пиков в плоскости реакции при $\phi_{TJ} = 0$ и $\phi_{TJ} = -\pi$ при небольших положительных значениях η_{TJ} (1.4). Это положение соответствует периферии струи или UE, или же частицам расположенным между струёй и UE. Этот избыток присутствует во всех 6 доступных интервалах по E_T струи (хотя последний интервал 90-120 ГэВ уже очень хорошо обеспечен статистически) и увеличивается с ростом E_T .

Величина интеграла от плотности заряженных частиц в выделенных областях варьируется в пределах 0.1 – 0.3 частицы на событие/струю.

Все приведённые в работе ошибки измерения являются чисто статистическими. Систематические погрешности процедур вычитания их превосходят и находятся на уровне примерно 5%.

Широкие пики при $\phi_{TJ} = 0$ ($-\pi$) в терминах переменных $\Delta\eta$, $\Delta\phi$ соответствуют области $\Delta\phi=0$ (плоскость реакции) и положительным (отрицательным) $\Delta\eta$, распространяясь до довольно больших $|\Delta\eta| \sim 1.5$, т.е. ведут себя аналогично дальнедействующим корреляциям заряженных частиц в CMS NSR эффекте. Хотя эти эффекты не обязательно имеют одну и ту же природу.

Для трековых струй с $E_T > 30$ ГэВ в области сравнительно больших $\eta_{TJ} \sim 3-4$ в плоскости реакции $\phi_{TJ} = 0$ ($-\pi$) наблюдается некоторый статистически значимый недостаток заряженных частиц. Эта область соответствует частицам внутри струи, и это означает отклонение распределения плотности частиц внутри струи от точной радиальной симметрии.

Все результаты являются предварительными и ещё не проходили процедуру утверждения внутри сотрудничества АТЛАС.

В заключении, хотелось бы выразить благодарность А.М. Зайцеву, А.А. Мищенко и А.Г. Мягкову за полезные обсуждения, а также А.В. Рыжову за ряд полезных замечаний.

Литература

- [1] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], “Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC,” JHEP **1009** (2010) 091 [arXiv:1009.4122 [hep-ex]].
- [2] Л.Н. Смирнова, “Эксперимент ATLAS Большого адронного коллайдера: учебное пособие,” - М.: Университетская книга, 2014. - 248 с.
- [3] L. Evans and P. Bryant, “LHC Machine,” JINST **3** (2008) S08001.
- [4] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider,” JINST **3** (2008) S08003.
- [5] G. Duckeck *et al.* [ATLAS Collaboration], “ATLAS computing: Technical design report,” CERN-LHCC-2005-022, ATLAS-TRD-017.
- [6] I. Bird, K. Bos, N. Brook, D. Duellmann, C. Eck, I. Fisk, D. Foster and B. Gibbard *et al.*, “LHC computing Grid. Technical design report,” CERN-LHCC-2005-024.
- [7] Worldwide LCG Computing Grid, <http://wlcg-public.web.cern.ch/tier-centres>
- [8] T. Maeno *et al.* [ATLAS Collaboration], “Overview of ATLAS PanDA workload management,” J. Phys. Conf. Ser. **331** (2011) 072024.
- [9] Brun R., Rademakers F., “ROOT: An object oriented data analysis framework,” Nuclear Instrument and Method. A389 (1997) 81-86.
- [10] CLHEP project, <http://proj-clhep.web.cern.ch/proj-clhep/>
- [11] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, “FastJet User Manual,” Eur. Phys. J. C **72** (2012) 1896 [arXiv:1111.6097 [hep-ph]].
- [12] CLHEP - HEP Random, <http://proj-clhep.web.cern.ch/proj-clhep/manual/UserGuide/Random/Random.html>
- [13] F. James, “A review of pseudorandom number generators”, Comp. Phys. Comm. **60** (1990) 329

- [14] ATLAS luminosity public results, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>
- [15] ATLAS Vertex reconstruction plots, <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/IDTRACKING/\PublicPlots/ATL-COM-PHYS-2012-474/>
- [16] [ATLAS Collaboration], “Performance of the ATLAS Inner Detector Track and Vertex Reconstruction in the High Pile-Up LHC Environment,” ATLAS-CONF-2012-042, ATLAS-COM-CONF-2012-014.
- [17] G. Aad, P. Behera, W. H. Bell, U. Bitenc *et al.*, “Track Reconstruction Efficiency in $\sqrt{s}=7$ TeV Data for Tracks with $p_T > 100$ MeV,” ATL-PHYS-INT-2010-112.
- [18] F. Akesson, T. Atkinson, M. J. Costa, M. Elsing, S. Fleischmann, A. Gaponenko, W. Liebig and E. Moyses *et al.*, “ATLAS tracking event data model,” ATL-SOFT-PUB-2006-004.
- [19] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, “The Anti-k(t) jet clustering algorithm,” JHEP **0804** (2008) 063 [arXiv:0802.1189 [hep-ph]].
- [20] AtlasJetMetOnCallExpert2012, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/AtlasJetMetOnCallExpert2012>
- [21] T. Barillari (on behalf of the ATLAS Collaboration), “Jet Energy Scale Uncertainties in ATLAS,” 2012 J. Phys.: Conf. Ser. 404 012012