

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени
М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«АНАЛИЗ РОЖДЕНИЯ W БОЗОНОВ В РР СОУДАРЕНИЯХ
НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ»**

Выполнил студент
213М группы
Шоркин Роман Андреевич

подпись студента

Научный руководитель:
профессор Смирнова Лидия Николаевна

подпись научного руководителя

Допущена к защите _____

Зав. кафедрой _____
подпись зав.кафедрой

Москва
2021

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	3
ГЛАВА 1. СОВРЕМЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ W БОЗОНА	6
1.1. W бозон Стандартной модели	6
1.2. Современные исследования W	7
ГЛАВА 2. ДЕТЕКТОР ATLAS БАК	16
2.1. Большой адронный коллайдер.....	16
2.2. Эксперимент ATLAS	16
ГЛАВА 3. ПРОЕКТ ОТКРЫТЫХ ДАННЫХ ATLAS (OPEN DATA).....	22
3.1. Описание проекта.....	22
3.2. Описание данных при энергии столкновения 8 ТэВ.....	24
3.3. Описание данных при энергии столкновения 13 ТэВ.....	25
ГЛАВА 4. РЕКОНСТРУКЦИЯ И ОТБОР СОБЫТИЙ.....	27
4.1 Реконструкция событий	27
4.1 Отбор событий для анализа	28
ГЛАВА 5. КИНЕМАТИКА ЛЕПТОНОВ ОТ РАСПАДА W БОЗОНА. ХАРАКТЕРИСТИКИ СОПУТСТВУЮЩИХ СТРУЙ	30
5.1. Поперечный импульс заряженных лептонов	30
5.2. Недостающая поперечная энергия	32
5.3. Число струй в событии	34
5.4. Поперечный импульс лидирующей струи.....	35
5.5. Разность азимутальных углов между лептоном от распада W и лидирующей струей	36
5.6. Поперечная масса W бозона	38
5.7. Аппроксимация поперечной массы	40
ГЛАВА 6. ЗАРЯДОВАЯ АСИММЕТРИЯ ЛЕПТОНОВ ОТ РАСПАДА W БОЗОНА	44
6.1. Зарядовая асимметрия в событиях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.....	44
6.2. Зарядовая асимметрия в событиях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.....	46
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	47
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	49

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель физики элементарных частиц является самой современной общепринятой теорией, описывающей электромагнитные, сильные и слабые взаимодействия фундаментальных частиц. Все частицы Стандартной модели – 12 фермионов (6 кварков и 6 лептонов), 4 вида векторных калибровочных бозонов (8 глюонов, фотон, а также W^+ , W^- и Z бозоны) и скалярный бозон Хиггса – были обнаружены экспериментально. Предсказания данной теории подвергались и продолжают подвергаться многократным экспериментальным проверкам.

Свойства всех частиц Стандартной модели изучаются и уточняются на многих современных ускорительных экспериментах, в том числе на Большом адронном коллайдере. Одной из частиц, которой уделено повышенное внимание, является W бозон. W и Z бозоны были предсказаны в 1960-х годах в рамках электрослабой теории. Они были экспериментально открыты на протонном суперсинхротроне SPS в ЦЕРНе в 1983 г.

Масса W бозона составляет 80.379 ± 0.012 ГэВ¹. W бозон обладает спином $S = 1$. Существуют два типа W бозонов, различающиеся по электрическому заряду – W^+ и W^- .

W бозон занимает важное место в Стандартной модели (СМ). Исследование его массы позволяет уточнить другие параметры Стандартной модели, а также дает ограничение на вклад физики за ее пределами. Парциальные сечения каналов рождения заряженных векторных бозонов с распадом на лептоны позволяют проверить лептонную универсальность. Дифференциальные сечения рождения W являются одним из основных источников информации о структурной функции протона, знание которой необходимо для моделирования процессов, происходящих при соударениях на Большом адронном коллайдере.

¹ P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020)

Распад W бозона идет по двум основным каналам: адронному – на две струи адронов, и лептонному – на заряженный лептон и соответствующее нейтрино. Вероятности этих распадов представлены в таблице 1¹.

Таблица 1. Основные моды распада W бозонов

W^+ DECAY MODES			
W^- modes are charge conjugates of the modes below.			
	Mode	Fraction (Γ_i/Γ)	Confidence level
Γ_1	$\ell^+ \nu$	[a] $(10.86 \pm 0.09) \%$	
Γ_2	$e^+ \nu$	$(10.71 \pm 0.16) \%$	
Γ_3	$\mu^+ \nu$	$(10.63 \pm 0.15) \%$	
Γ_4	$\tau^+ \nu$	$(11.38 \pm 0.21) \%$	
Γ_5	hadrons	$(67.41 \pm 0.27) \%$	

Как видно из таблицы 1, 67% W бозонов распадаются по адронному каналу. Распад идет с образованием струй адронов, образуемых кварками и антикварками. Выделение этих распадов затруднено фоном инклюзивного рождения струй. Тем не менее, изучение адронного канала распадов важно для исследования процессов более высокого порядка квантовой хромодинамики, поиска эффектов новой физики, а также для исследования процессов с рождением топ кварка.

Лептонный канал распада более перспективен для исследования характеристик самого W бозона, а также лептонной универсальности и более высоких порядков электрослабой теории. Основная трудность исследования в данном случае состоит в наличии нейтрино среди продуктов распада, которое не может быть зарегистрировано детекторами.

Современные исследования W бозона ведутся на Большом адронном коллайдере (БАК). Определение характеристик W бозонов – одна из основных задач детекторов общего назначения ATLAS и CMS.

Целью данной работы является получение и исследование основных наблюдаемых, используемых при регистрации $W^\pm$ бозонов, свойств событий с

совместным рождением W и струй, и зарядовой асимметрии лептонов от распада $W^\pm$ бозонов в проекте открытых данных ATLAS.

Актуальность работы:

Дифференциальные распределения и зарядовая асимметрия лептонов от распада W бозонов используются для проверки и настройки структурных функций протона, знание которых, в свою очередь, необходимо для точного моделирования процессов, происходящих при протон-протонных столкновениях. Одним из основных каналов, в котором можно экспериментально исследовать эти свойства в эксперименте ATLAS является канал $W \rightarrow l\nu$. Для восстановления W бозона в этом канале необходимо высокоточное измерение кинематических характеристик лептона, а также недостающего поперечного импульса E_T^{miss} , соответствующего поперечному импульсу нейтрино. В данной работе исследуются различные кинематические распределения заряженного лептона и E_T^{miss} в событиях с мюоном, электроном, а также различным числом сопутствующих струй в конечном состоянии. Последний процесс важен для проверки СМ и поиска эффектов новой физики за её пределами. Увеличение энергии pp соударений расширяет пределы такого поиска. Проведено сравнение экспериментальных данных и результатов моделирования событий методом Монте-Карло, соответствующих энергии столкновения протонов в 8 и 13 ТэВ.

Структура работы:

Дипломная работа состоит из введения, 6 глав и заключения. Во введении представлены цель и актуальность работы. В первой главе кратко изложена роль W бозона в Стандартной модели и приведены основные направления современных исследований его свойств. Во второй главе приводится описание детектора ATLAS БАК. В главах с третьей по шестую представлены результаты исследования. В заключении приведены основные выводы работы.

ГЛАВА 1. СОВРЕМЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ W БОЗОНА

1.1. W бозон Стандартной модели.

W бозон является заряженным переносчиком слабого взаимодействия¹. Это взаимодействие занимает особое место в Стандартной модели. Отличительными чертами слабого взаимодействия являются:

- “Слабость” взаимодействия – вероятность слабых процессов во много раз ниже вероятности сильных или электромагнитных;
- Малый радиус взаимодействия – $2 \cdot 10^{-3}$ фм;
- Процессы, идущие по слабому каналу, характеризуются отклонениями от законов сохранения зарядовой C и пространственной P четностей, а также их комбинации CP;
- В слабых процессах с участием W бозонов не сохраняется аромат кварков;
- Слабое взаимодействие – единственное, в котором принимают участие нейтрино.

В 1960-х годах С. Вайнберг, Ш. Глэшоу и А. Салам разработали электрослабую теорию, объединяющую электромагнитное и слабое взаимодействия. Согласно этой теории, заряженные слабые токи есть обмен $W^{\pm}$ бозонами, а нейтральные токи – Z бозонами, подобно тому, как электромагнитные токи есть обмен фотонами. При этом малость радиуса и вероятности слабого взаимодействия объясняются большой массой переносчиков. Электрослабая теория является $SU(2) \times U(1)_Y$ симметричной. Это означает, что все бозоны этой теории обязаны быть безмассовыми. Однако, в реальном мире безмассовым является только фотон. Масса W и Z бозонов появляется благодаря спонтанному нарушению симметрии, которое

¹ Любимов А., Киш Д. “Введение в экспериментальную физику частиц” Москва, 2001, С. 170

обеспечивается механизмом Хиггса. Спонтанное нарушение приводит к тому, что симметрия становится $U(1)_{em}$.

При малых энергиях, когда квадрат четырехимпульса W бозона q^2 мал по сравнению с квадратом его массы m_W^2 , слабое взаимодействие с его участием можно рассматривать как точечное. В пространственном смысле это означает, что W бозон проходит расстояние, малое по сравнению с длинами волн частиц, участвующих во взаимодействии. Диаграмма Ферми для такого случая (четырёхфермионное взаимодействие) представлена на рисунке 2а.

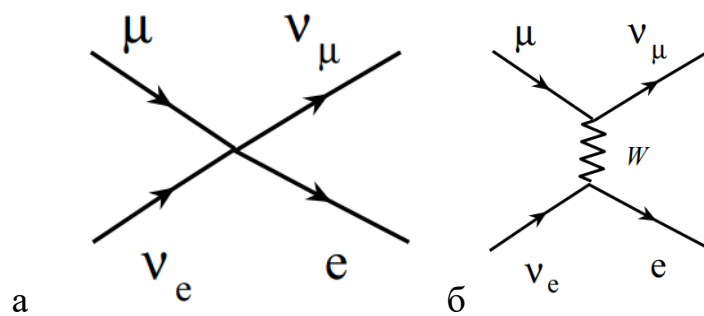


Рисунок 1. Четырёх-лептонное взаимодействие а) узел б) обмен промежуточным бозоном

При энергиях БАК векторные бозоны перестают быть виртуальными и могут рождаться как реальные частицы. Диаграмма распада мюона с промежуточной линией W бозона приведена на рисунке 2б.

1.2. Современные исследования W .

Исследования характеристик W и Z бозонов являются одной из основных задач Большого адронного коллайдера (LHC). Первые эксперименты по наблюдению векторных бозонов были выполнены на SPS, LEP и Тэватроне. W и Z бозоны были впервые зарегистрированы на специально построенном для этого протон-антипротонном коллайдере SPS ($Sp\bar{p}S$) в ЦЕРНе. W бозоны рождались в $u\bar{d}$ и $d\bar{u}$ -столкновениях, а Z бозоны – в $d\bar{d}$ и $u\bar{u}$ столкновениях. Основным источником кварков являлись протоны, антикварков – антипротоны. При этом наблюдалась угловая асимметрия продуктов распада W : положительно заряженные лептоны, являясь правыми, летели по спину W^+ ,

то есть по пучку антипротонов, а отрицательно заряженные – по пучку протонов. Эта асимметрия, а также большой поперечный импульс заряженных лептонов, была одним из основных критериев наблюдения W бозонов. В проведенном на $S\bar{p}pS$ эксперименте UA-1 впервые наблюдались W бозоны, а эксперимент UA-2 подтвердил существование Z бозона.

Начиная с 2010 года, основным инструментом исследования тяжелых векторных бозонов, а также многих других фундаментальных частиц, является Большой адронный коллайдер. Высокая энергия столкновения пучков и светимость коллайдера позволяют получать очень большую статистику событий с рождением W и Z бозонов. Так, при энергии столкновения $\sqrt{s} = 7$ ТэВ было зарегистрировано $7.8 \cdot 10^6$ событий с распадом W на μ и ν и $5.9 \cdot 10^6$ событий с распадом на электрон и ν^1 . При $\sqrt{s} = 8$ ТэВ было зарегистрировано 10^8 W бозонов, а при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ сечение их рождения в pp -соударениях выросло в 6 раз. Зависимость от энергии сечения рождения W бозонов на адронных коллайдерах показана на рис.2.

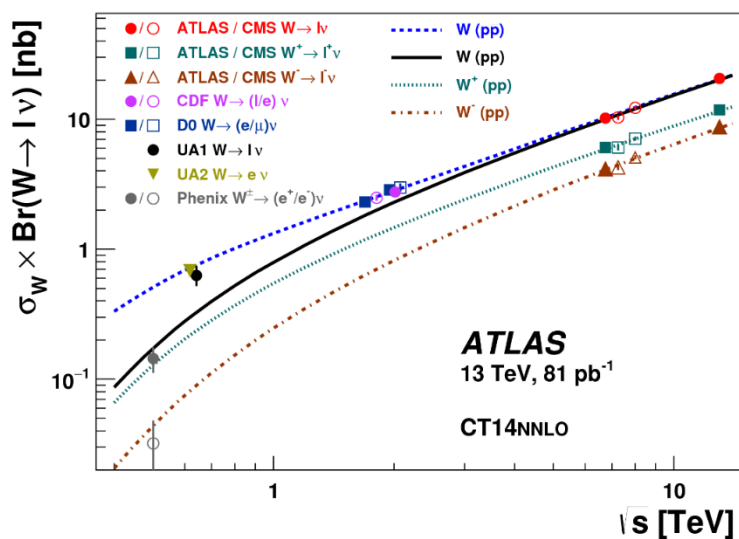


Рисунок 2. Зависимость сечения рождения W бозона с его распадом по лептонному каналу от энергии столкновения протонов

¹ ATLAS Collaboration “Measurement of $W^\pm W^\pm$ and ZZ -boson production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector”, 2016, Phys. Lett. B 759 (2016) 601

Исследование массы W дает информацию о параметрах смешивания и ограничение на вклад физики за пределами СМ. Масса W бозона m_W в низшем порядке электрослабой теории выражается как функция от массы Z бозона m_Z , постоянной тонкой структуры α и постоянной Ферми G_μ

$$m_W^2 \left(1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2} \right) = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_\mu} (1 - \Delta r) \quad (1)$$

Формула (1) демонстрирует связь массы W бозона m_W и других параметров Стандартной модели. Здесь Δr – параметр для учета поправок высших порядков теории. В частности, параметр Δr особенно чувствителен к массам топ-кварка и бозона Хиггса. В расширенных теориях Δr учитывает вклад от дополнительных частиц и взаимодействий. Таким образом, измерение массы W бозона и сравнение результатов с теоретическими предсказаниями позволяет наложить ограничения на физику за пределами СМ. В настоящий момент эти ограничения зависят от точности экспериментального измерения m_W . Данные о массе W бозона из разных экспериментов, а также теоретическое предсказание, представлены на рис. 3.

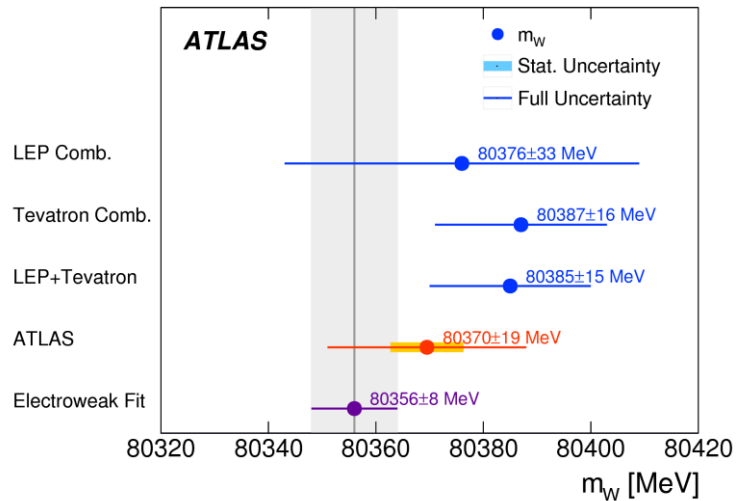


Рисунок 3. Результаты измерения массы W бозона, полученные различными экспериментами¹

¹ ATLAS Collaboration. “Measurement of the W-boson mass in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS detector”, Eur. Phys. J. C 78 (2018) 110

Парциальные сечения каналов рождения заряженных векторных бозонов с распадом на лептоны позволяют проверить лептонную универсальность. Эксперименты на LEP и LHC установили высокую точность выполнения лептонной универсальности в распадах W и Z бозонов. Однако данные первого сеанса Большого адронного коллайдера, полученные в эксперименте LHCb, а также на В-фабриках Belle в КЕКВ и BaBar в РЕР-II, демонстрируют отклонение от предсказаний Стандартной модели для лептонной универсальности в распадах В-мезонов¹. Эти отклонения составили 4.1 сигма, что не позволяет говорить о подтвержденном нарушении Стандартной модели, однако привлекает большое внимание к этой проблеме.

Дифференциальные сечения рождения W являются одним из основных источников информации о структурной функции протона, знание которой необходимо для моделирования процессов, происходящих при соударениях на коллайдере. Структурная функция протона – это функция распределения партонов, кварков и глюонов в составе протона. Помимо валентных кварков u и d в его состав также входят более тяжелые s , c и b кварки. Дифференциальное сечение рождения W бозонов при протон-протонных соударениях напрямую зависит от распределения этих более тяжелых кварков. Вклады взаимодействий различных кварков из состава протона в дифференциальное распределение рождения W бозонов по быстроте² в интервале от $y = -5$ до $y = 5$ продемонстрированы на рисунке 4³. Хорошо видно, что в области высоких быстрот оно зависит от распределения валентных u и d кварков, а в области низких быстрот – от распределения s и $\bar{s}$ кварков и антикварков.

¹ G. Ciezarek, M. F. Sevilla et al. “A challenge to lepton universality in B -meson decays” Nature, 2017

² Быстрота y частицы с энергией E и импульсом p определяется, как $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p}{E-p} \right)$.

Псевдобыстрота определяется, как $\eta = -\ln \left(\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right)$, где θ – угол между импульсом частицы и осью пучка.

³ K. Lohwasser. “ W and Z production and constraints on proton structure from ATLAS”, 2012.

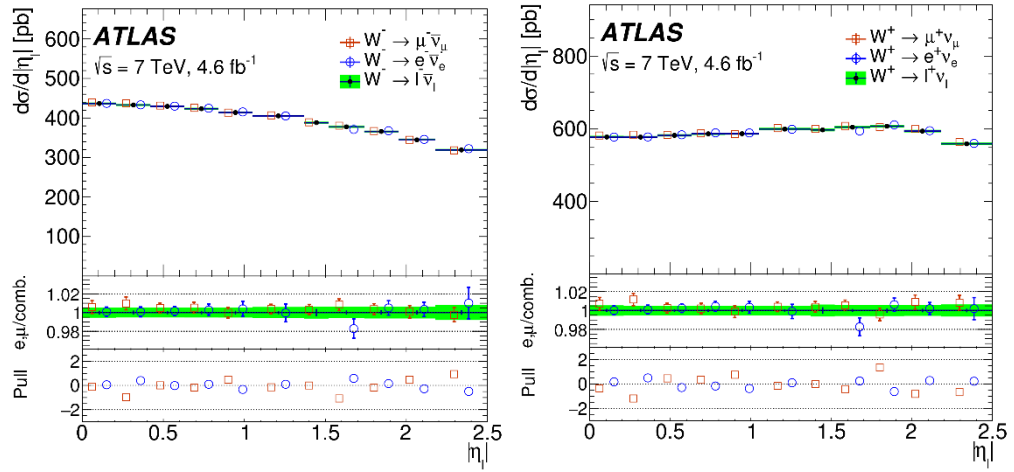


Рисунок 4. Дифференциальное сечение рождения W^- (слева) и W^+ (справа), измеренное по распаду на лептонные каналы

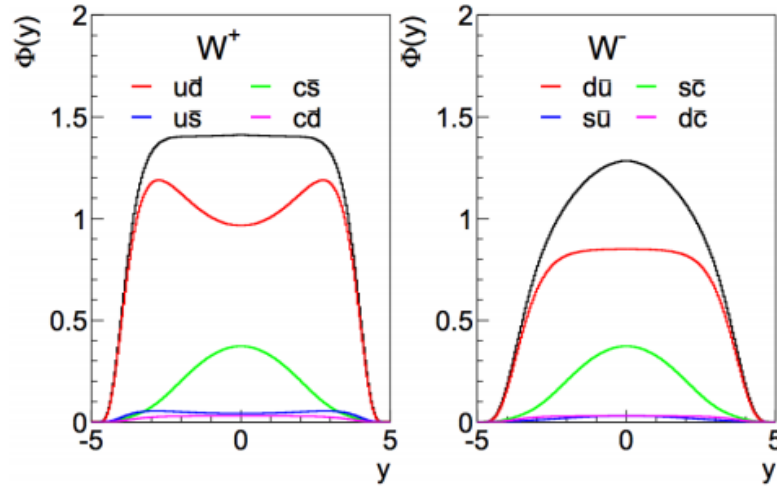


Рисунок 5. Вклад различных пар кварков в дифференциальное сечение рождения W бозонов в pp взаимодействиях при энергии 7 ТэВ¹

Исследование зарядовой асимметрии лептонов-продуктов распада W бозонов на протон-протонных, протон-антипротонных и протон-электронных ускорителях также является источником информации о структурной функции протона. Зарядовая асимметрия лептонов определяется как

$$A_L(|\eta|) = \frac{\sigma_{W^+}(|\eta|) - \sigma_{W^-}(|\eta|)}{\sigma_{W^+}(|\eta|) + \sigma_{W^-}(|\eta|)} \quad (2)$$

¹ ATLAS Collaboration. “Measurement of the W Charge Asymmetry in the $W \rightarrow \mu\nu$ Decay Mode in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector” Phys.Lett. B698 (2011) 325-345

Асимметрия заряда W бозона в основном чувствительна к распределению валентных кварков и антикварков, так как доминирующим механизмом рождения является процесс $u\bar{d}(\bar{u}d) \rightarrow W^{+(-)}$. Информация о зарядовой асимметрии, полученная на Большом адронном коллайдере, дополняет информацию об инклюзивном сечении глубокого неупругого рассеяния, полученную на электрон-протонном коллайдере HERA. Данные HERA не накладывают строгих ограничений на отношение u к d кваркам в области малой переменной x (здесь x – доля импульса протона, которую несет партон). Точные измерения зарядовой асимметрии W бозонов, выполненные на БАК, с другой стороны, позволяют значительным образом улучшить понимание структурной функции протона и квантовой хромодинамики в области доли импульса партона $10^{-3} \lesssim x \lesssim 10^{-1}$.

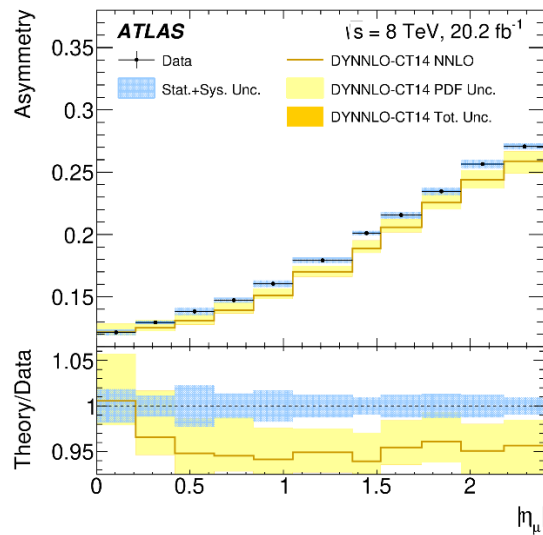


Рисунок 6. Зависимость зарядовой асимметрии мюонов от распада W бозона от модуля их псевдобыстроты¹

Одним из методов исследования механизмов рождения W является исследование его поляризации². Как было сказано выше, основными

¹ ATLAS Collaboration. “Measurement of the cross-section and charge asymmetry of WW bosons produced in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS detector”, 2019, Eur. Phys. J. C 79 (2019) 760

² ATLAS Collaboration. “Measurement of polarization of W boson produced with large transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ATLAS experiment”, 2012, Eur. Phys. J. C72 (2012) 2001

процессами, приводящими к рождению W с малыми поперечными импульсами на адронных коллайдерах, являются $u\bar{d}$ и $d\bar{u}$ -столкновения. В случае LHC основной вклад в поперечный импульс W вносят кварки, несущие импульс протона. Поэтому траектория W согласуется с траекторией кварка. В приближении безмассовых кварков кварки обладают левой спиральностью, а антикварки – правой. В результате W бозоны с большой быстротой имеют преобладающе левое состояние. В случае малых быстрых и поперечных импульсов возможны смешанные состояния, так как возрастает вероятность того, что антикварк несет большую долю импульса. При высоких же поперечных импульсах основной вклад в рождение W вносят следующие процессы, в том числе с участием глюона:

$$ug \rightarrow W^+ d \quad u\bar{d} \rightarrow W^+ g \quad g\bar{d} \rightarrow W^+ \bar{u}$$

Учитывая природу глюона, простые соображения, приведенные выше, более не работают. При высоких поперечных импульсах вклад в рождение W дают более сложные механизмы и появляется возможность состояния с продольной поляризацией. Это состояние особенно интересно, так как оно напрямую связано с ненулевой массой векторных бозонов.

Результаты исследований поляризации W на Большом адронном коллайдере согласуются с предсказаниями, сделанными генераторами. На рисунке 8 изображены результаты для величин $f_L - f_R$ и f_0 . Здесь f_L и f_R – доли левых и правых W бозонов, а f_0 – доля поперечно поляризованных W бозонов.

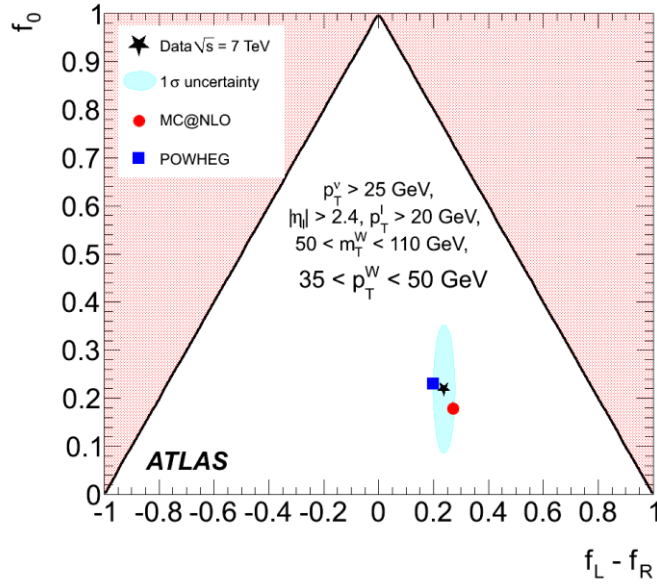


Рисунок 7. Измеренные значения величин f_0 и $f_L - f_R$ для $35 < p_T^W < 50$ ГэВ в сравнении с их теоретическими предсказаниями¹

Не менее важно исследование редких процессов — ассоциированного рождения W и бозона Хиггса, парного рождения векторных бозонов и других. Эти процессы важны как для проверки существующей электрослабой теории, так и для поиска новой физики.

Так, процессы с рождением пары массивных векторных бозонов (так называемые двухбозонные процессы) позволяют проверить электрослабую теорию Стандартной модели, в частности структуру взаимодействия в трех-бозонной вершине. Также исследование этих процессов является важной проверкой высших порядков квантовой хромодинамики. Изменение спектра W бозонов в области высоких поперечных импульсов в двухбозонных событиях может служить указанием на существование новых тяжелых частиц и физики за пределами Стандартной модели².

¹ ATLAS Collaboration. “Measurement of polarization of W boson produced with large transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ATLAS experiment”, 2012, Eur. Phys. J. C 72 (2012) 2001

² ATLAS Collaboration. “Measurement of $WW/WZ \rightarrow \ell\nu qq'$ production with the hadronically decaying boson reconstructed as one or two jets in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with ATLAS, and constraints on anomalous gauge couplings” Eur. Phys. J. C 77 (2017) 563

Исследование конечных состояний с тремя бозонами $WV\gamma$, где V – векторный бозон (W или Z), позволяет проверить неабелеву структуру электрослабого сектора Стандартной модели, который предсказывает четырех-бозонные вершины¹.

Рассеяние векторных бозонов $VV \rightarrow VV$ (где V – это W , Z или γ) – ключевой процесс для проверки $SU(2) \times U(1)_Y$ калибровочной симметрии электрослабой теории, которая определяет самодействие векторных бозонов.

¹ ATLAS Collaboration. “Study of $WW\gamma$ and $WZ\gamma$ production in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV and search for anomalous quartic gauge couplings with the ATLAS experiment” Eur. Phys. J. C 77 (2017) 646

ГЛАВА 2. ДЕТЕКТОР ATLAS БОЛЬШОГО АДРОННОГО КОЛЛАЙДЕРА

2.1. Большой адронный коллайдер.

ЦЕРН – Европейский центр ядерных исследований, в котором ведутся исследования фундаментальной структуры вселенной. Основной задачей ЦЕРН является изучение базовых компонентов материи – элементарных частиц. Ускоритель сталкивает частицы на скоростях, близких к скоростям света. Целью этого эксперимента является изучение природы взаимодействия частиц¹.

Большой адронный коллайдер (БАК) – ускоритель заряженных частиц на встречных пучках, предназначенный для разгона протонов, тяжелых ионов (ионов свинца) и изучения продуктов, рожденных в результате соударений. БАК построен на территории ЦЕРНа, около Женевы, на границе Швейцарии и Франции. Ускоритель расположен под землей на глубине от 50 до 75 метров, протяженность основного кольца ускорителя составляет 26 659 м. На БАК работают 4 основных детектора: ATLAS и CMS – детекторы общего назначения, на ALICE исследуется кварк-глюонная плазма в столкновениях тяжелых ионов свинца, на LHCb осуществляется исследование распадов В – адронов.

2.2. Эксперимент ATLAS.

Основным элементом, определяющим внешний вид и размеры (длина 43 м, диаметр 22 м) детектора ATLAS является сверхпроводящая магнитная система, которая используется для измерения импульсов заряженных частиц посредством искривления треков частиц в магнитном поле, создаваемой этой системой. Магнитная система состоит из соленоида во внутренней части и трех тороидов во внешней области. Сами детекторы располагаются

¹ Л.Н. Смирнова. “Детектор ATLAS Большого адронного коллайдера”. Москва, 2010

следующим образом: ближе всего к центру соударения находится внутренний трековый детектор, он окружен калориметрами, а во внешней части находятся мюонные камеры. Система имеет цилиндрическую симметрию вокруг оси соударения пучков.

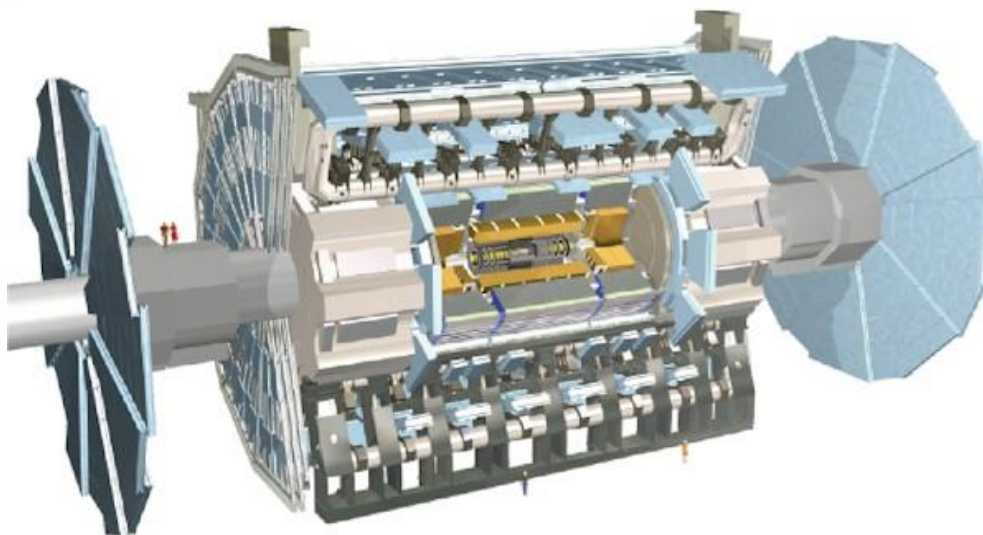


Рисунок 8. Общий вид детектора ATLAS

Внутренний детектор располагается в непосредственной близости к области соударений протонов высоких энергий внутри магнитного поля соленоида величиной 2 Т. Его задача – прецизионное измерение координат и импульсов заряженных частиц, а также вершин взаимодействий. Импульсы заряженных частиц измеряются выше порога 0,5 ГэВ/с в области псевдобыстрот $|\eta| < 2,5$.

Ближе всего к области столкновений располагаются 4 слоя пиксельных кремниевых детекторов и 8 слоев микроstriповых кремниевых детекторов (SCT). Пиксели обеспечивают пространственное разрешение 10 мкм по (R – ϕ) и 115 мкм по продольной оси Z. По центру они размещены на цилиндрах с осями вдоль направления пучков, а на краях – на дисках, перпендикулярных пучку. Задача микроstriповых детекторов – измерение координат четырех пространственных точек. Они располагаются подобно пикселям, на цилиндрах и дисках.

Пиксели и микростриповые кремниевые детекторы составляют дискретную трековую систему Внутреннего детектора. Её дополняет «непрерывная» трековая система, состоящая из тонких дрейфовых трубок диаметром 4 мм, расположенных близко друг к другу, и позволяющая зарегистрировать до 36 координат пересечения частицей трубок. В пространстве между трубками размещены мелко структурированные пластиковые материалы, которые обеспечивают переходное излучение заряженных частиц при пересечении ими этого множества слоев. Фотоны переходного излучения регистрируются дрейфовыми трубками наряду с сигналами от ионизационных потерь. Поэтому эта трековая система именуется детектором переходного излучения (TRT). Эффективная регистрация переходного излучения позволяет разделять треки адронов и электронов.

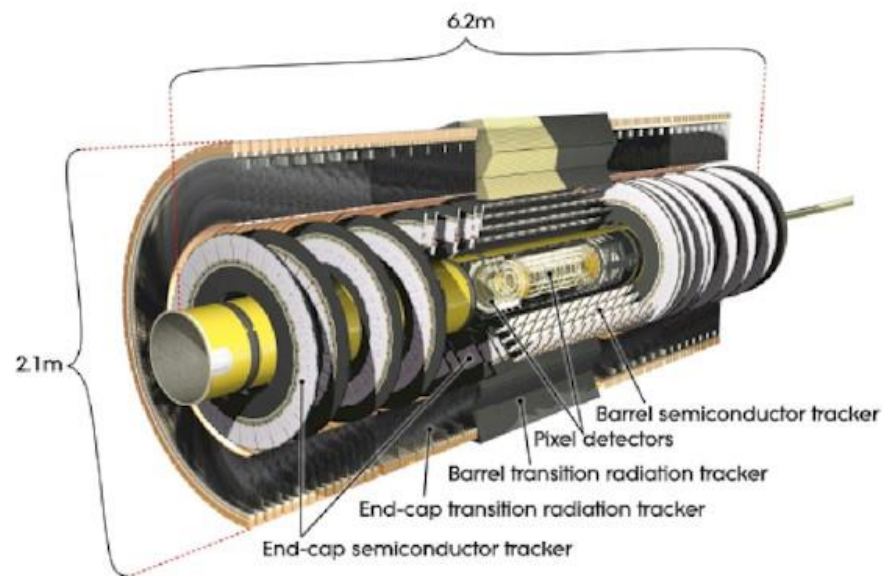


Рисунок 9. Внутренний детектор эксперимента ATLAS

Все калориметры детектора ATLAS являются составными. Они перекрывают область псевдобыстрот $|\eta| < 4,9$. Электромагнитный калориметр (ЕМ) имеет высокую степень сегментирования в области псевдобыстрот, перекрываемых Внутренним детектором, для прецизионного измерения электронов и фотонов. Радиальная структурированность остальных калориметров обеспечивает необходимое разрешение при измерении струй и недостающей энергии E_T^{miss} .

Полная толщина ЕМ калориметра детектора ATLAS составляет $> 22 X_0$ в центральной части (барреле) и $> 24 X_0$ в торцевых частях. Толщина адронного калориметра составляет $9,7 \lambda_{вз}$ в барреле и $10 \lambda_{вз}$ на торцевых участках. Вместе с толщиной механических креплений $1,3 \lambda_{вз}$ это составляет необходимые $11 \lambda_{вз}$ для эффективного поглощения фона мюонов и надежного измерения недостающей энергии.

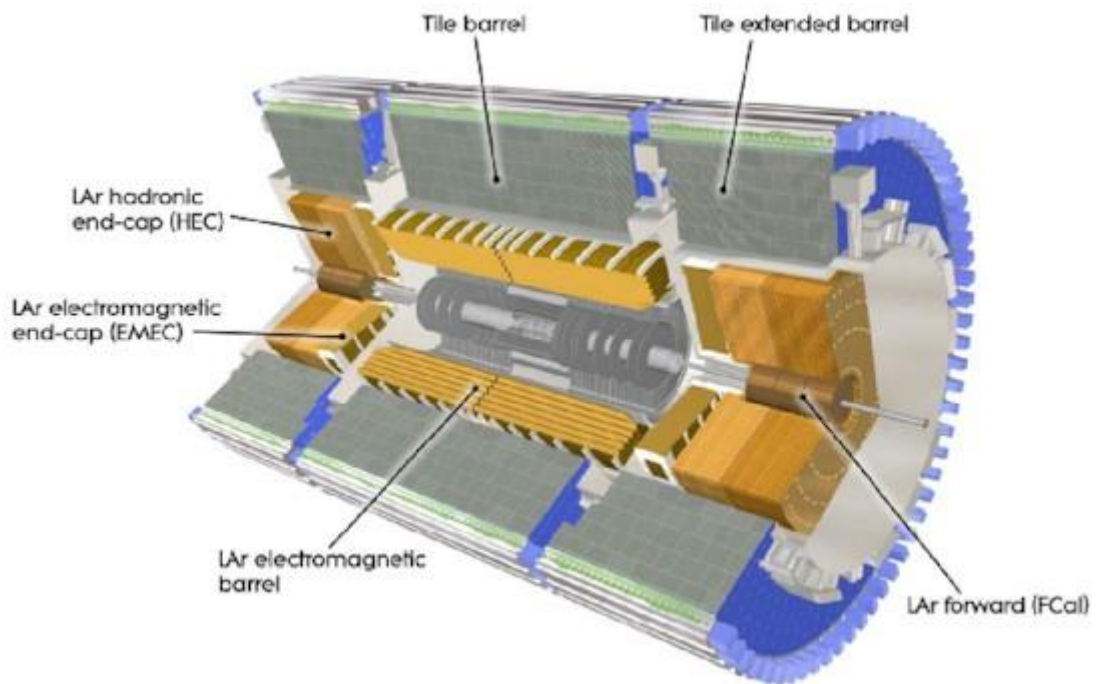


Рисунок 10. Калометрическая система эксперимента ATLAS

Мюонный спектрометр предназначен для измерения импульсов мюонов с псевдобыстротой $|\eta| < 2,7$. При $|\eta| < 1,4$ мюоны измеряются в центральном тороиде с воздушными зазорами, в которых размещены камеры спектрометра. Перпендикулярность магнитного поля направлению мюонов обеспечивает минимально возможное снижение разрешения за счет многократного рассеяния. В центральной области камеры размещены в виде трёх цилиндрических слоёв, ось которых параллельна направлению протонных пучков. На торцах и в переходной области они размещены на трёх плоскостях, перпендикулярных направлению пучка протонов.

Измерения координат практически во всей области псевдобыстрот проводятся с помощью прецизионных мониторируемых дрейфовых трубок (MDT). В области $1,4 < |\eta| < 1,6$, где существенно больше плотность потока частиц и высокий радиационный фон, измерения осуществляются с помощью многопроволочных пропорциональных камер с сегментированным на стрипы считывания катодом (CSC). Два типа камер (RPC и TGC) обслуживают систему триггера и перекрывают область $|\eta| < 2,4$. Их задачей является определение времени пересечения сгустков протонов в области соударений, точные измерения поперечных импульсов в пороговых областях для запуска триггера и определение координат треков мюонов в направлении, перпендикулярном измерениям прецизионных камер.

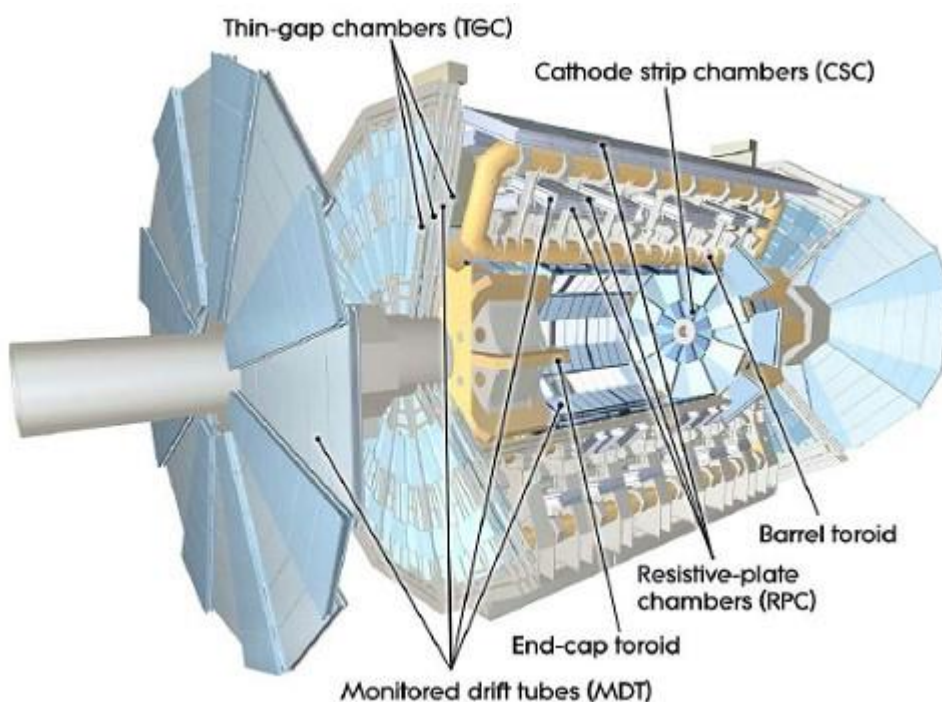


Рисунок 11. Мюонные камеры детектора ATLAS

В период длинной остановки коллайдера с 2018 года по 2021–2022 гг. детектор ремонтируется и модернизируется. Устанавливаются дополнительные элементы детекции мюонов – Новые Малые Кольца¹ (New Small Wheels), включающие в себя микроструктурные газовые детекторы

¹ I. Manthos et. al., “The Micromegas Project for the ATLAS New Small Wheel”, 2018, *AIP Conf. Proc.* 2075 (2019) 080010

MICROMEGAS (MICRO-MESh Gaseous Structure) и стриповые камеры с узким зазором. Установка новых детекторов – одна из фаз подготовки ATLAS к работе в условиях БАК высокой светимости (HL-LHC). В этот период детектор доступен для посещения. Во время организованной НИИЯФ МГУ ознакомительной поездки я смог увидеть детектор в разобранном состоянии. На фото (рис. 12), полученном при посещении детектора, представлен его вид во время установки одного из новых колец.

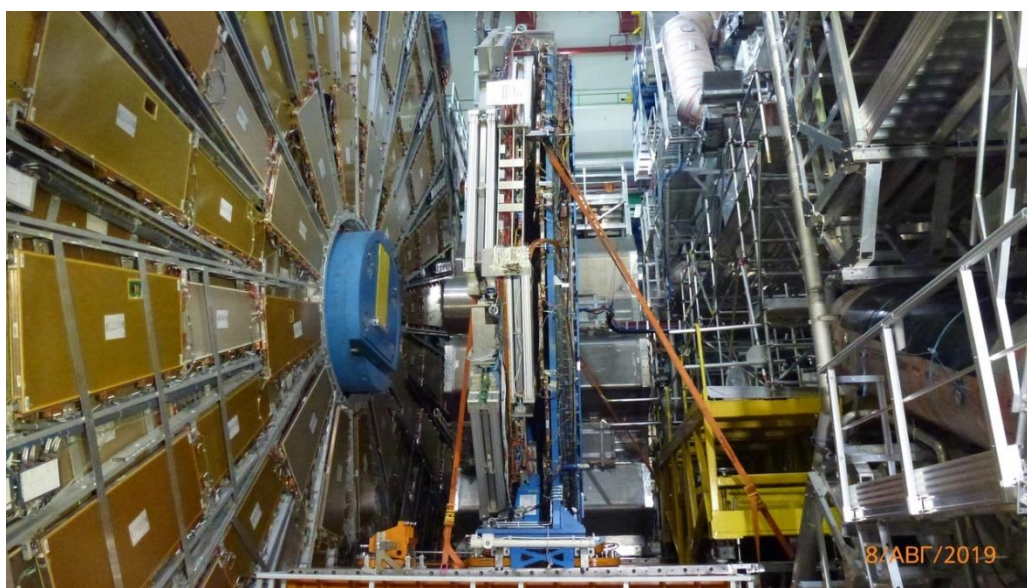


Рисунок 12. Детектор ATLAS во время обновления

ГЛАВА 3. ПРОЕКТ ОТКРЫТЫХ ДАННЫХ ATLAS (OPEN DATA).

3.1. Описание проекта

20 января 2014 года ЦЕРНом был запущен проект Open Data Portal – интернет-портал, где представлен открытый доступ к данным, полученным экспериментами Большого адронного коллайдера. Этот проект направлен на то, чтобы данные экспериментов стали доступными как для исследовательского сообщества, так и в образовательных целях.¹ Свои данные открыли эксперименты БАК ATLAS, CMS, ALICE, LHCb, а также нейтринный эксперимент OPERA. Наряду с данными в открытый доступ выкладывается программное обеспечение для работы с ними, а также инструкции для новых пользователей.

Остановимся на части проекта, посвященной данным с детектора ATLAS. Эксперимент выкладывает в открытый доступ некоторую часть из полного комплекта полученных данных. Эта часть богата на события с интересными с точки зрения физики процессами, однако не достаточно для создания самостоятельной публикации. Данные предоставляются в упрощенных форматах для образовательных и ознакомительных целей. Вместе с данными предоставляются программные пакеты и среды для работы с ними.

Портал ATLAS Open Data состоит из нескольких секций²:

Приложения. В данной секции пользователю предоставляется набор приложений для “онлайн” и “оффлайн” анализа данных и продуктов симуляции Монте-Карло, относящихся к физике высоких энергий. Для

¹ CERN News Website. CERN makes public first data of LHC experiments, Geneva, 2014 URL: <https://home.cern/news>

² ATLAS Experiment Outreach, URL: <http://opendata.atlas.cern>

исследования строения и особенностей детектора ATLAS Большого адронного коллайдера представлена его 3D модель (рис. 13).

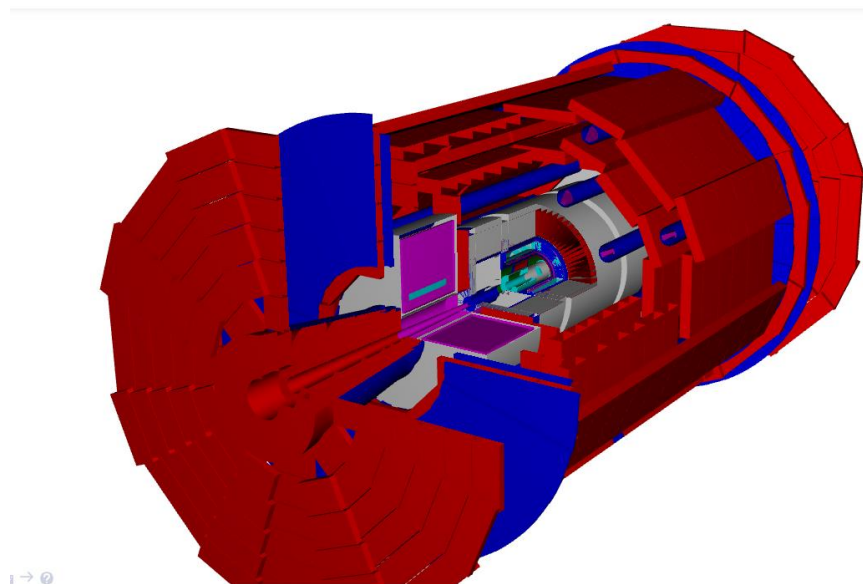


Рисунок 13. Снимок 3D модели детектора ATLAS

Представлены примеры физических анализов, реализованные в браузере при помощи технологии Jupyter Notebooks. Также представлена возможность анализа гистограмм, полученных на основе реальных и смоделированных данных. Всё это сопровождается пояснительной документацией.

Данные. В данном разделе пользователь может скачать наборы реальных и смоделированных данных, соответствующих энергиям столкновения 8 ТэВ (светимостью 1 фб⁻¹) и 13 ТэВ (светимостью 10 фб⁻¹). К данным прилагается документация, описывающая смоделированные процессы, а также доступные для анализа характеристики событий.

Программное обеспечение. В данной секции представлено программное обеспечение, реализующее примеры физических анализов. Пользователь может ознакомиться с основными особенностями анализа в физике высоких энергий при помощи Jupyter Notebooks. Код более подробного и детального анализа написан в средах Python и C++ и доступен для скачивания. Также предоставлены виртуальные машины с предустановленными программными пакетами, необходимыми для исполнения кода анализа.

3.2. Описание данных при энергии столкновения 8 ТэВ¹

События, отобранные для проекта ATLAS Open Data, отвечающие энергии столкновения протонов 8 ТэВ, принадлежат 14 сеансам набора данных из периода D работы коллайдера в 2012 году. Интегральная светимость предоставляемых данных составляет 1.00 ± 0.02 фб⁻¹. Данные сопровождаются результатами симуляции процессов Стандартной модели.

Все доступные для публичного использования данные удовлетворяют следующим критериям:

- регистрация событий произведена в период корректной работы всех компонентов детектора;
- события со струями, не имеющими соответствующих энергетических кластеров в калориметрах, отбрасываются. Данные струи могут возникнуть по причине неудовлетворительного качества пучка или взаимодействия атмосферных ливней с веществом детектора;
- первичная вершина взаимодействия должна иметь не менее четырех соответствующих ей треков;
- события удовлетворяют лептонному триггеру с требованием на поперечный импульс лептона $p_T > 25$ ГэВ.

Важной особенностью данных является их специализация для образовательных целей. Она выражается в следующих упрощениях:

- Отсутствие методов оценки систематических погрешностей;
- Не оптимальное качество описания свойств W бозона в событиях с рождением W в сопровождении струй;
- Используются данные о множественности столкновений протонов при взаимодействии пучков в детекторе и профиль положения

¹ The ATLAS Collaboration. “Review of ATLAS Open Data 8 TeV datasets, tools and activities”, 2018, Report ATL-OREACH-PUB-2018-001

вершин за весь период получения данных в 2012 году, в то время как данные соответствуют ограниченному числу сеансов работы из периода D 2012 года.

3.3. Описание данных при энергии столкновения 13 ТэВ¹

События, отобранные для проекта ATLAS Open Data, отвечающие энергии столкновения протонов 13 ТэВ, принадлежат 61 сеансу набора данных из первых четырех периодов работы коллайдера в 2016 году. Изначальный набор данных содержит примерно $270 \cdot 10^6$ событий столкновения протонов. После применения всех требований к качеству пучка и качеству работы всех необходимых элементов детектора, предоставленный набор данных отвечает $10.06 \pm 0.37 \text{ фб}^{-1}$ интегральной светимости. Наложение событий (“pile-up”) оказывает влияние на качество реконструкции событий. В данном наборе данных количество наложенных событий при пересечении пучков лежит в области от 8 до 45.

Набор данных сопровождается результатами симуляции различных физических процессов Стандартной модели методом Монте-Карло. Реконструкция смоделированных и настоящих данных произведена одним и тем же алгоритмом.

Отобранные данные удовлетворяют критериям качества, обеспечивающим корректную работу всех компонентов детектора. Помимо этого события должны содержать хотя бы одну вершину с двумя и более треками с поперечным импульсом $p_T > 0.4 \text{ ГэВ}$.

Если событие содержит несколько вершин, вершина с наибольшей суммой квадратов поперечных импульсов ассоциирующихся с ней треков выбирается в качестве первичной вершины. Треки сигнального лептона должны

¹ The ATLAS Collaboration, “Review of the 13 TeV ATLAS Open Data release”, 2020, Report ATL-OREACH-PUB-2020-001

ассоциироваться с главной вершиной события: продольный прицельный параметр z_0 должен удовлетворять требованию $|z_0 \sin \theta| < 0.5$ мм, где θ – полярный угол трека. Значимость поперечного прицельного параметра $|d_0|/\sigma(d_0)$ не должна превышать 5 для электронов и 3 для мюонов.

Набор симулированных процессов Стандартной модели включает в себя события с рождением $t\bar{t}$, одиночного топ-кварка, W/Z бозонов в сопровождении струй, двух бозонов (WW, WZ, ZZ), а также бозона Хиггса Стандартной модели.

Важно заметить, что предоставляемый набор данных имеет сугубо образовательные цели, что выражается в следующих упрощениях:

- Поправочные коэффициенты для эффективностей реконструкции различных объектов рассчитаны только для объектов, удовлетворяющим вышеперечисленным требованиям предварительного отбора. Это может привести к неправильным поправочным коэффициентам для объектов, определение которых задается пользователем.
- Отсутствие оценки вклада событий со многими струями на основе данных.

ГЛАВА 4. РЕКОНСТРУКЦИЯ И ОТБОР СОБЫТИЙ

4.1 Реконструкция событий.

Кандидаты в электроны реконструированы из изолированных энергетических кластеров в электромагнитном калориметре, которым соответствует трек во внутреннем детекторе. Они должны удовлетворять следующим требованиям:

- их псевдобыстрота должна лежать в интервале $|\eta_{\text{кластер}}| < 2.47$
Кандидаты, лежащие в переходной области между элементами калориметра $1.37 < |\eta_{\text{кластер}}| < 1.52$ исключены;
- поперечный импульс кандидатов должен превышать 5 ГэВ для событий с энергией столкновения протонов в 8 ТэВ или 7 ГэВ для событий с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ;
- должны быть удовлетворены мягкие¹ критерии идентификации и изоляции.

Кандидаты в мюоны реконструируются посредством комбинирования треков из внутреннего детектора и мюонного спектрометра. Они должны удовлетворять следующим требованиям:

- их псевдобыстрота должна лежать в интервале $|\eta_{\text{мюон}}| < 2.5$;
- поперечный импульс кандидатов должен превышать 5 ГэВ для событий с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ или 7 ГэВ для событий с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ;
- должны быть удовлетворены мягкие критерии идентификации и изоляции.

События с хотя бы одним электроном или мюоном должны удовлетворять лептонному триггеру (одно из следующих условий):

¹ The ATLAS Collaboration. “Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at $\sqrt{s}=13$ TeV”, 2016, Eur. Phys. J. C76 (2016) 292

- “низкий” энергетический порог $p_T > 26$ ГэВ и жесткие изоляционные критерии (для событий с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ);
- “высокий” энергетический порог $p_T > 50$ ГэВ и мягкие изоляционные критерии (для событий с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ);
- энергетический порог $p_T > 25$ ГэВ и изоляционные критерии (для событий с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ);

Струи реконструируются из трехмерных топологических энергетических кластеров в электромагнитном и адронном калориметрах при помощи анти- k_t алгоритма с параметром радиуса $R=0.4$. После энергетической калибровки они должны удовлетворять следующим требованиям:

- энергетический порог $p_T > 25$ ГэВ ($\sqrt{s} = 8$ ТэВ) или $p_T > 20$ ГэВ ($\sqrt{s} = 13$ ТэВ);
- модуль псевдобыстроты струи ограничен $|\eta_{\text{струя}}| < 2.5$;
- дополнительные требования к качеству вершины для кандидатов с $p_T < 60$ ГэВ и $|\eta_{\text{струя}}| < 2.4$ (только для событий с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ).

4.2. Отбор событий для анализа.

События для анализа прошли первичную обработку по критериям, описанным в пункте 4.1.

Для отбора событий с рождением W бозона были введены следующие специальные условия:

1. Наличие единственного лептона с поперечным импульсом $p_T > 25$ ГэВ ($\sqrt{s} = 8$ ТэВ) или $p_T > 35$ ГэВ ($\sqrt{s} = 13$ ТэВ);
2. Отсутствующая (потерянная) поперечная энергия $E_T^{\text{miss}} > 30$ ГэВ. Это требование обусловлено наличием среди продуктов распада недетектируемого нейтрино;

3. Реконструированная поперечная масса W бозона должна превышать $m_T^W > 30 \text{ ГэВ}$ ($\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$) или $m_T^W > 60 \text{ ГэВ}$ ($\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$).
4. Полный поперечный импульс всех частиц, исключая кандидат в лептон, в конусе с $\Delta R_\eta = 0.2$ вокруг трека кандидата не должен превышать 15% ($\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$) или 10% ($\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$) от поперечного импульса кандидата.
5. Полная поперечная энергия всех частиц, исключая кандидат в лептон, в конусе с $\Delta R_\eta = 0.3$ вокруг трека кандидата не должна превышать 15% ($\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$) или 10% ($\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$) от поперечной энергии кандидата.

Поперечная масса W бозона рассчитывается по формуле:

$$m_T^W \sqrt{2p_T^l E_T^{miss} [1 - \cos(\Delta\phi(p_T^l, E_T^{miss}))]}.$$

Здесь p_T^l – поперечный импульс лептона; E_T^{miss} – недостающая поперечная энергия (принимается как поперечный импульс нейтрино); $\Delta\phi$ – разность азимутальных углов между ними.

Основными источниками фона для отобранных $pp \rightarrow W + X \rightarrow l\nu + X$ событий являются события с рождением одиночного Z бозона и пары ZZ , лептоны от процесса Дрелла-Яна, ошибочная идентификация адрона как лептона, лептоны от полулептонных распадов адронов, и, в случае канала $W \rightarrow e\nu$, рождение электрон-позитронных пар. Вклад последних трех фонов подавляется используемыми критериями отбора событий.

ГЛАВА 5. КИНЕМАТИКА ЛЕПТОНОВ ОТ РАСПАДА W БОЗОНА. ХАРАКТЕРИСТИКИ СОПУТСТВУЮЩИХ СТРУЙ

5.1. Поперечный импульс заряженных лептонов.

Получены распределения характеристик лептонов от его распада W бозона. Распределения по поперечному импульсу p_T приведены на рис. 14. Они демонстрируют высокое качество моделирования кинематических характеристик лептонов. Расхождения заметны в области высоких поперечных импульсов. Данное распределение позволяет оценить относительный вклад различных процессов рождения W, а также фон от рождения Z и процесса Дрелла-Яна, в широком диапазоне поперечных импульсов лептонов.

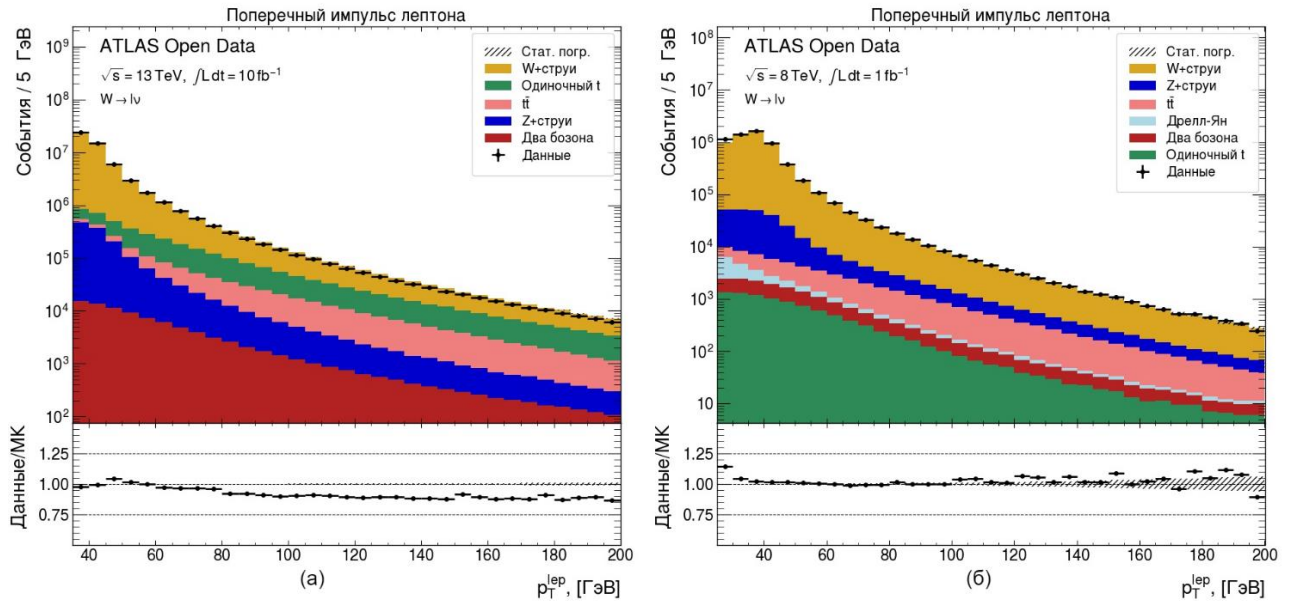


Рисунок 14. Распределение лептонов от распада W бозона по поперечному импульсу. а) в событиях с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ; б) в событиях с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ

Сравнение распределений по p_T лептонов (рис. 14), полученных при энергиях столкновения $\sqrt{s} = 13$ ТэВ (а) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (б) указывает на возрастание относительного вклада процессов с рождением одиночного топ-кварка и пары топ-кварков в инклюзивный спектр W и, соответственно, в спектр лептонов с увеличением энергии столкновения протонов. Качество описания реальных данных симулированными процессами при низких p_T

($p_T < 40$ ГэВ) улучшено в новых данных. Недостаточно хорошее описание процессов с множественным рождением сопутствующих струй в области средних и высоких p_T ($p_T > 60$ ГэВ) при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ приводит к большему различию между данными и результатами моделирования в этих областях по сравнению с отношением, наблюдаемым для событий при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

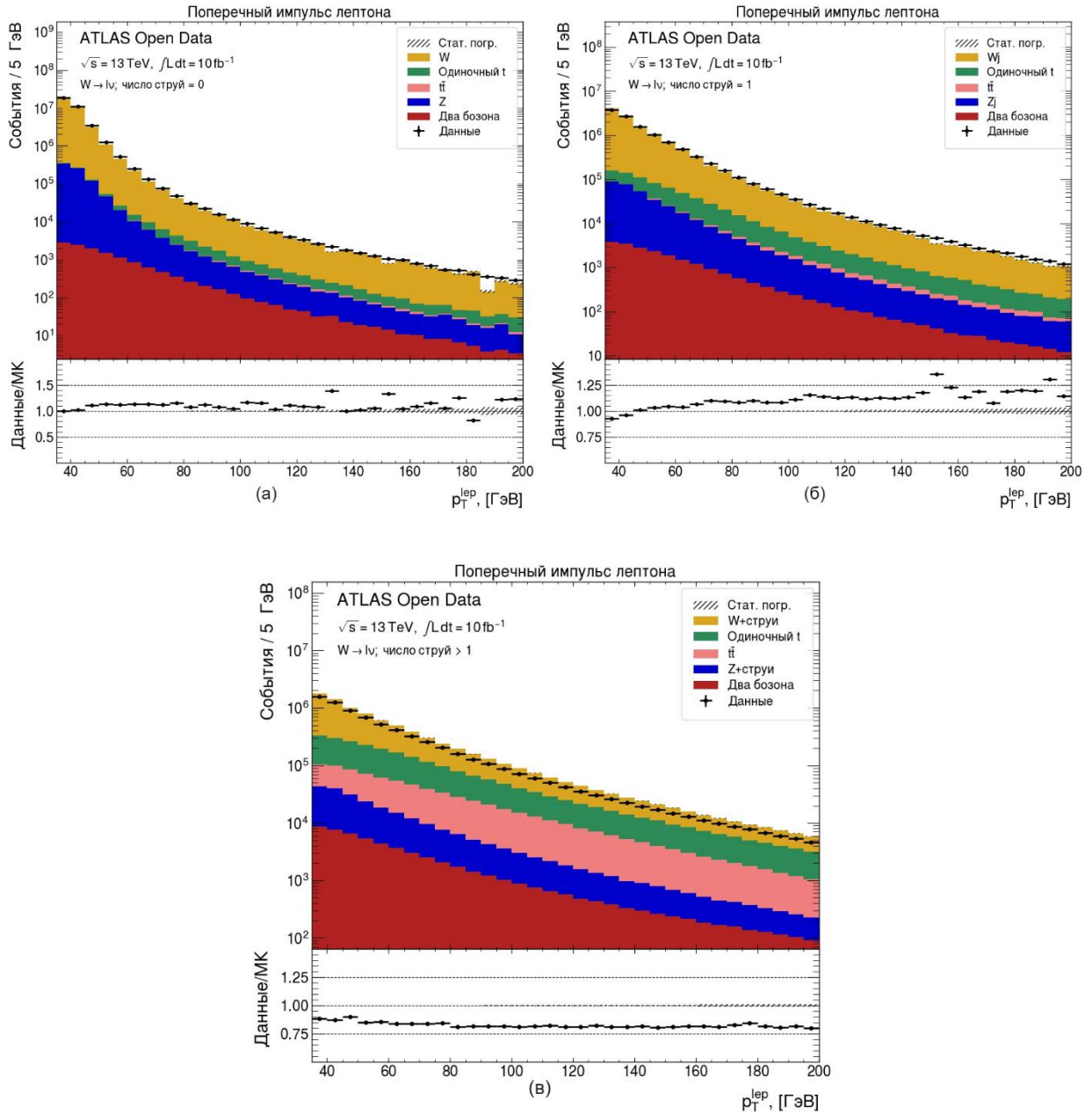


Рисунок 15. Распределение лептонов от распада W бозона по поперечному импульсу. а) события без струй; б) события с 1 струей; в) события с более чем 1 струей

Сравнение распределений по поперечному импульсу лептона, полученных при различном количестве сопутствующих струй (рис. 15) демонстрирует ухудшение качества моделирования процессов Стандартной модели методом Монте-Карло при увеличении числа сопутствующих W струй. При увеличении числа струй (рис. 15б, 15в) распределение по p_T становится более пологим. Распределение по p_T лептонов в событиях с множеством струй (рис. 15в) указывает на возрастающий вклад процессов с рождением пары топ-кварков $t\bar{t}$.

5.2. Недостающая поперечная энергия.

В процессе анализа были построены распределения по недостающей поперечной энергии в событии. Они представлены на рис. 16. Распределения по E_T^{miss} для событий при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ (а) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (б) демонстрируют ряд сопоставимых особенностей. Согласие между данными и моделированными процессами уменьшается с увеличением E_T^{miss} (и соответствующем увеличением вклада $t\bar{t}$ -процессов). Присутствует различие между данными и Монте-Карло в области малых $E_T^{miss} < 50$ ГэВ для событий с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

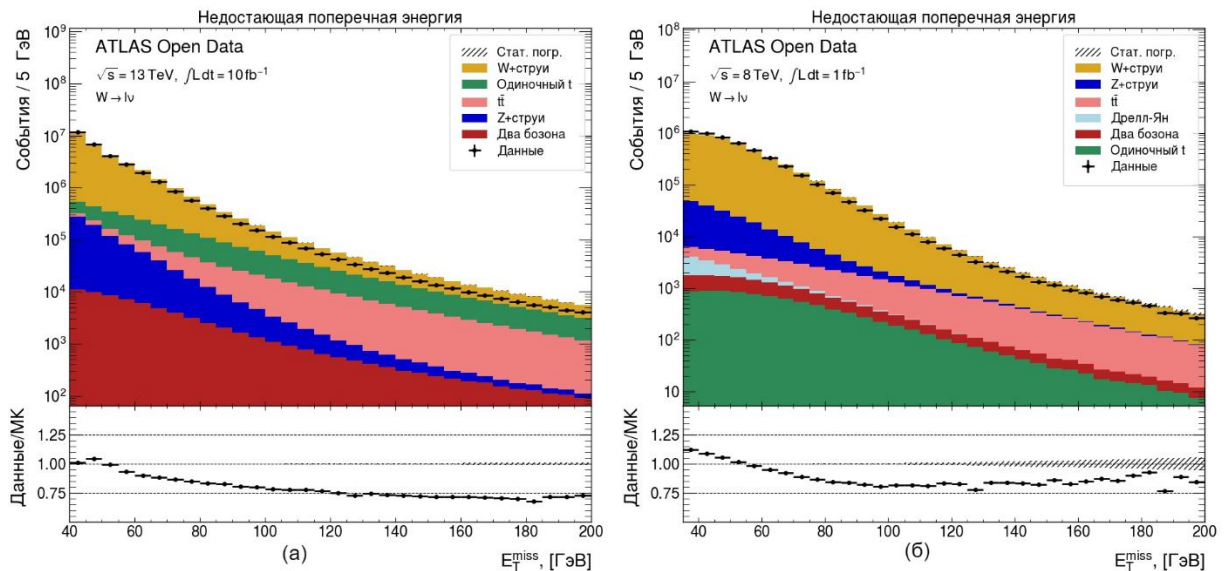


Рисунок 16. Распределение по недостающей поперечной энергии. а) при энергии столкновения $\sqrt{s} = 13$ ТэВ; б) при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ

Полученные распределения по недостающей поперечной энергии для событий с энергией столкновения протонов $\sqrt{s} = 13$ ТэВ (рис. 16а) демонстрируют ухудшение качества моделированных данных в областях, где присутствует вклад от процессов с рождением пары $t\bar{t}$. Это подтверждается сравнением распределений, полученных при разном количестве сопутствующих струй (рис. 17).

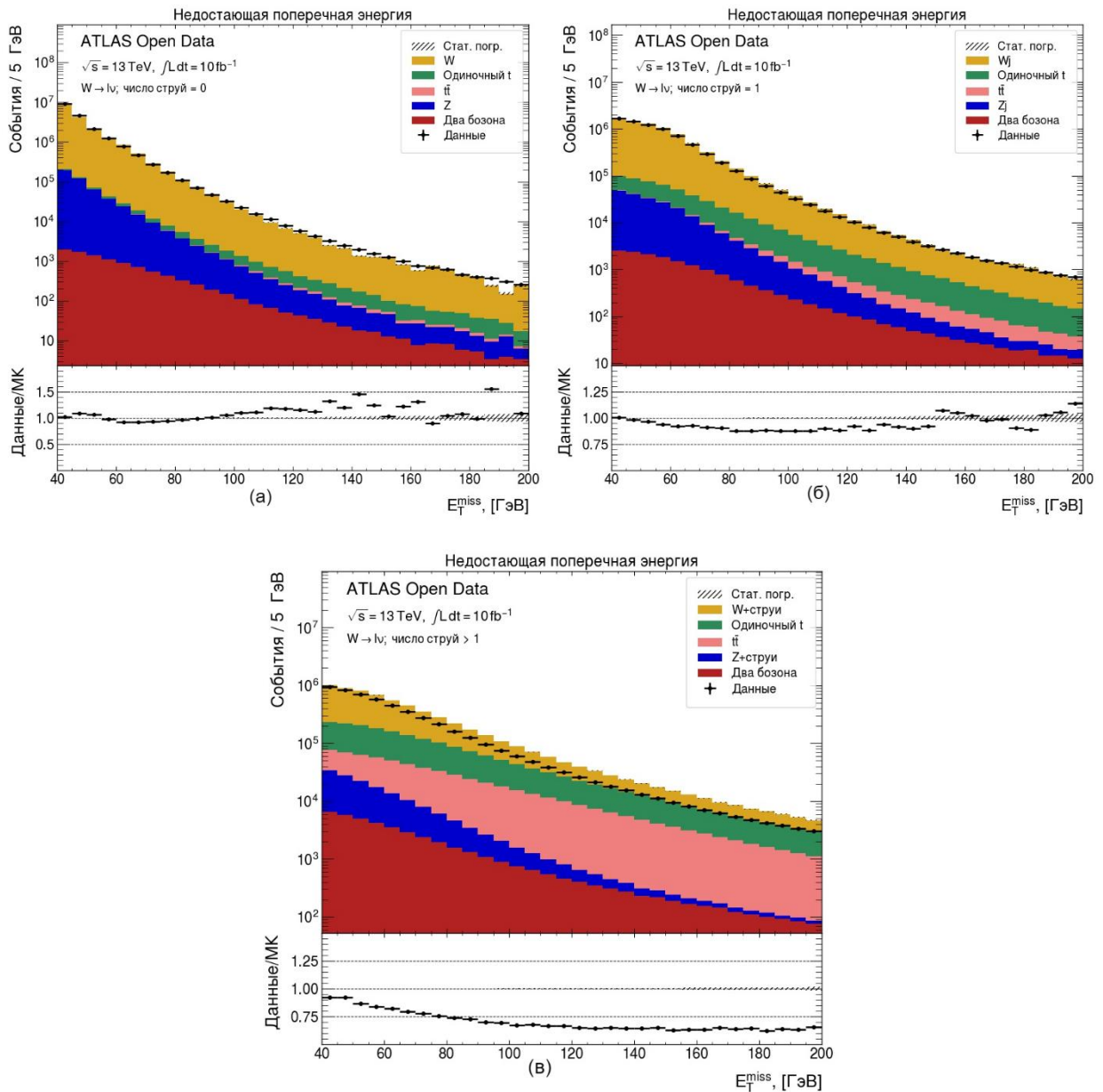


Рисунок 17. Распределение по недостающей поперечной энергии. а) события без струй; б) события с 1 струей; в) события с более чем 1 струей

При сравнении данных распределений наблюдаются эффекты, сходные с описанными в пункте 5.1. Возрастающая роль вклада от сложных для моделирования процессов с рождением $t\bar{t}$ приводит к заметному отклонению от единицы отношения данных и расчетных распределений в области $E_T^{miss} > 60$ ГэВ для событий с множественными струями (рис. 17в).

5.3. Число струй в событии

Как было замечено выше, в событиях с множеством струй заметно значительное расхождение между данными и моделированными процессами. Распределения по числу струй в событии (рис. 18) указывают на то, что в моделированном наборе данных с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ присутствует больше событий с тремя и более струями, нежели в наборе реальных данных при той же энергии (расхождение достигает 25% для событий с 5 и более струями).

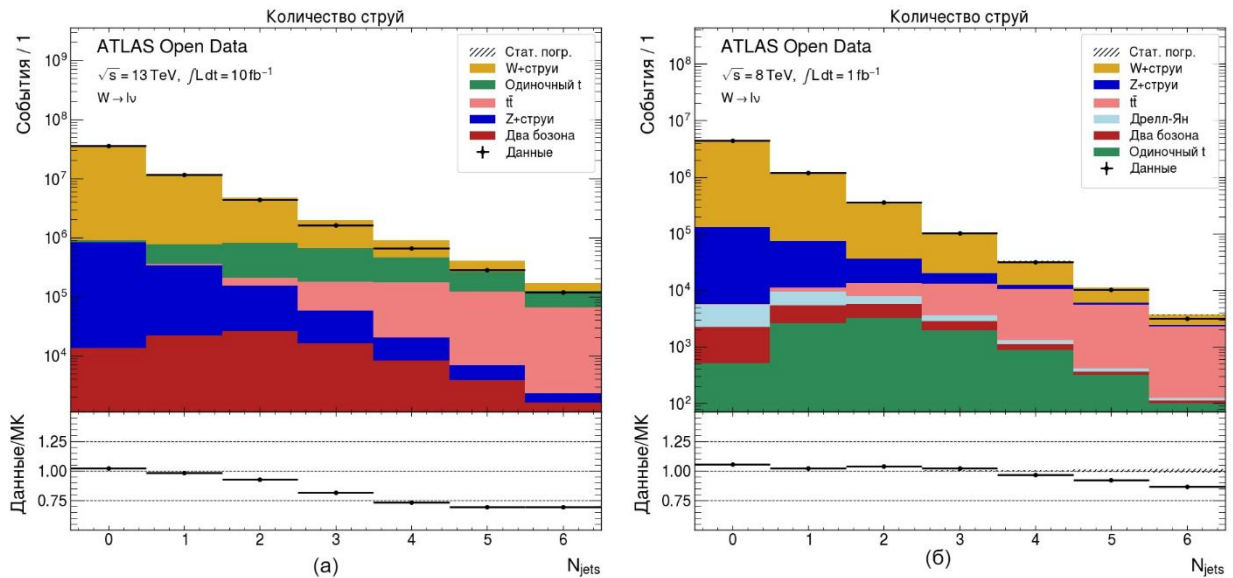


Рисунок 18. Распределение событий с рождением W по числу струй. а) при энергии столкновения $\sqrt{s} = 13$ ТэВ; б) при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ

Для сравнения вкладов событий с разным числом струй в распределения, полученные при разных энергиях столкновения, было построено отношение распределений по числу струй в событии. Результат приведен на рис. 19. Отношения числа событий растет при увеличении числа струй. Это означает, что при увеличении энергии столкновения протонов увеличивается

относительный вклад сложных для моделирования событий с множеством струй. Это подтверждается сравнением рассчитанного среднего числа струй в событии: $\bar{N}_{\text{струй}} = 0.55092 \pm 0.00013$ для событий с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и $\bar{N}_{\text{струй}} = 0.39868 \pm 0.00031$ для событий с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

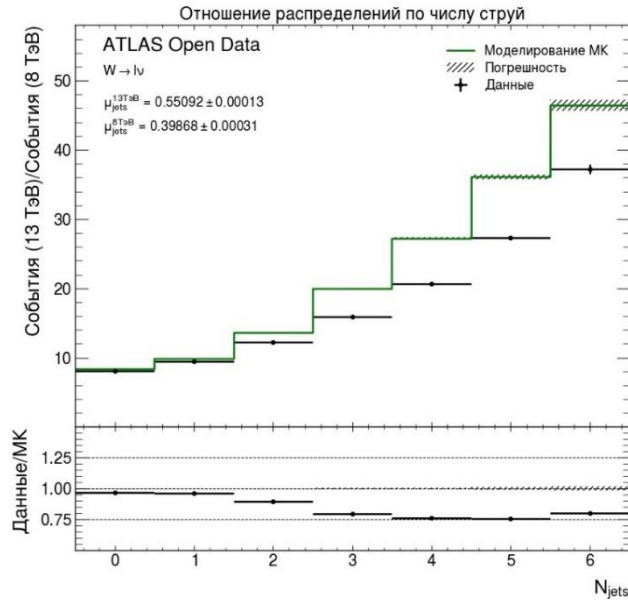


Рисунок 19. Отношение распределений по числу струй в событиях с рождением W

5.4. Поперечный импульс лидирующей струи.

В рамках анализа для событий с наличием струй были построены распределения по поперечному импульсу лидирующей струи. В качестве лидирующей была выбрана струя с наибольшим поперечным импульсом.

Отмечается визуальное совпадение формы распределений между двумя наборами событий, полученными при разных энергиях. Видно, что лидирующие струи от распада пары $t\bar{t}$ имеют поперечный импульс $p_T^{\text{jet}} > 40$ ГэВ. Удовлетворительное качество моделирования кинематики лидирующей струи выражается в постоянстве отношения данных к Монте-Карло (рис. 20а).

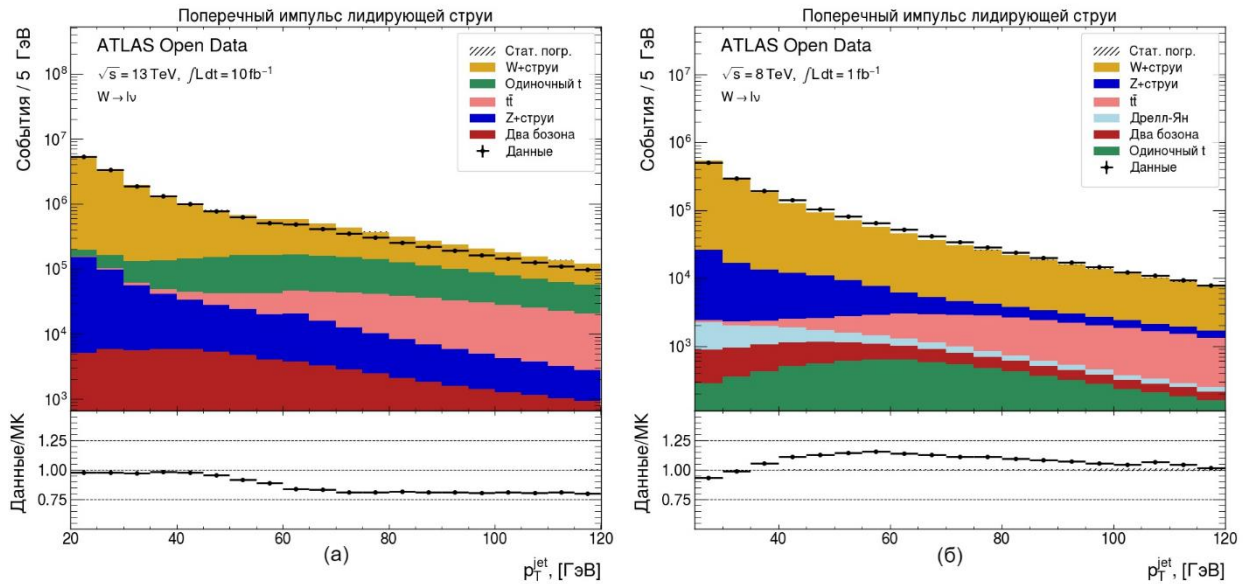


Рисунок 20. Поперечный импульс лидирующей струи в событиях с распадами W . а) при энергии столкновения $\sqrt{s} = 13$ ТэВ; б) при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ

5.5. Разность азимутальных углов между лептоном от распада W и лидирующей струей

В процессе анализа была рассчитана разность между азимутальными углами лептона от распада W и лидирующей струи. Для обоих наборов данных (рис. 21) данное распределение имеет минимум, соответствующий совпадению азимутальных углов. Максимум распределения для событий с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ соответствует разности в $\sim 3\pi/4$, в то время как для событий с меньшей энергией максимум распределения соответствует разлету в противоположные стороны.

Общий вид модельного и реального распределения для набора данных, отвечающего $\sqrt{s} = 13$ ТэВ (рис. 21а), совпадает. Для распределения, соответствующего $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (рис. 21б), наблюдается разница между Монте-Карло и данными в области больших $|\Delta\phi| > 0.8\pi$.

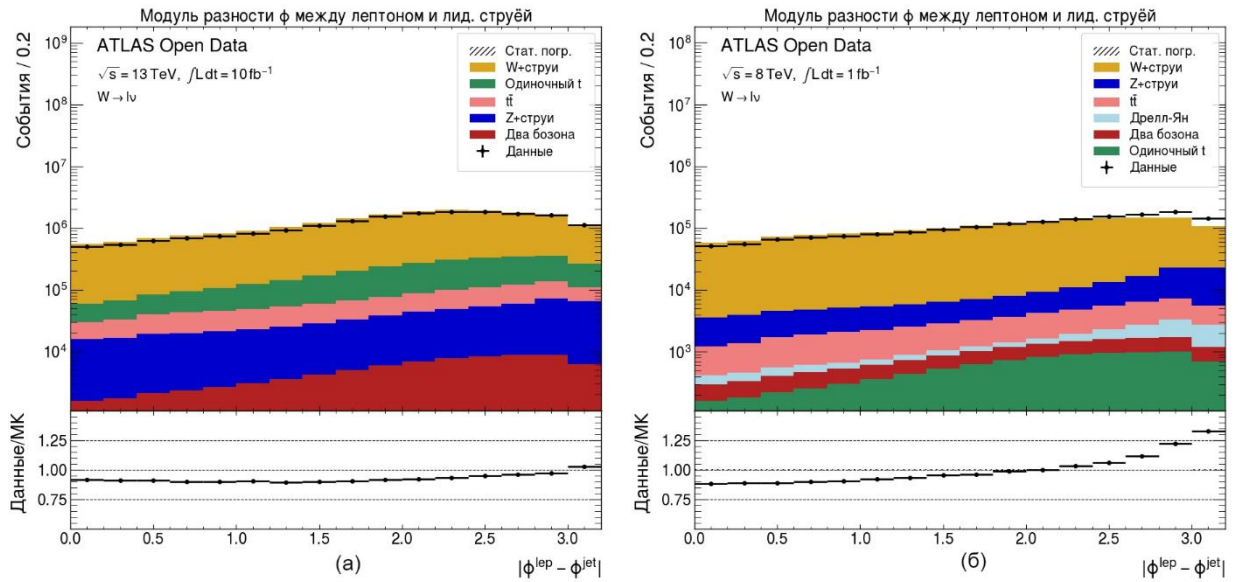


Рисунок 21. Модуль разности азимутальных углов лидирующей струи и лептона от распада W . а) при энергии столкновения $\sqrt{s} = 13$ ТэВ; б) при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ

Предполагая, что в отобранных для анализа событиях E_T^{miss} возможно отождествить с поперечным импульсом нейтрино, был рассчитан азимутальный угол W бозона. Данное предположение основано на значительной минимальной величине E_T^{miss} , используемой в качестве одного из критериев отбора событий. Вклад в E_T^{miss} от некомпенсированных частиц из других источников пренебрежимо мал.

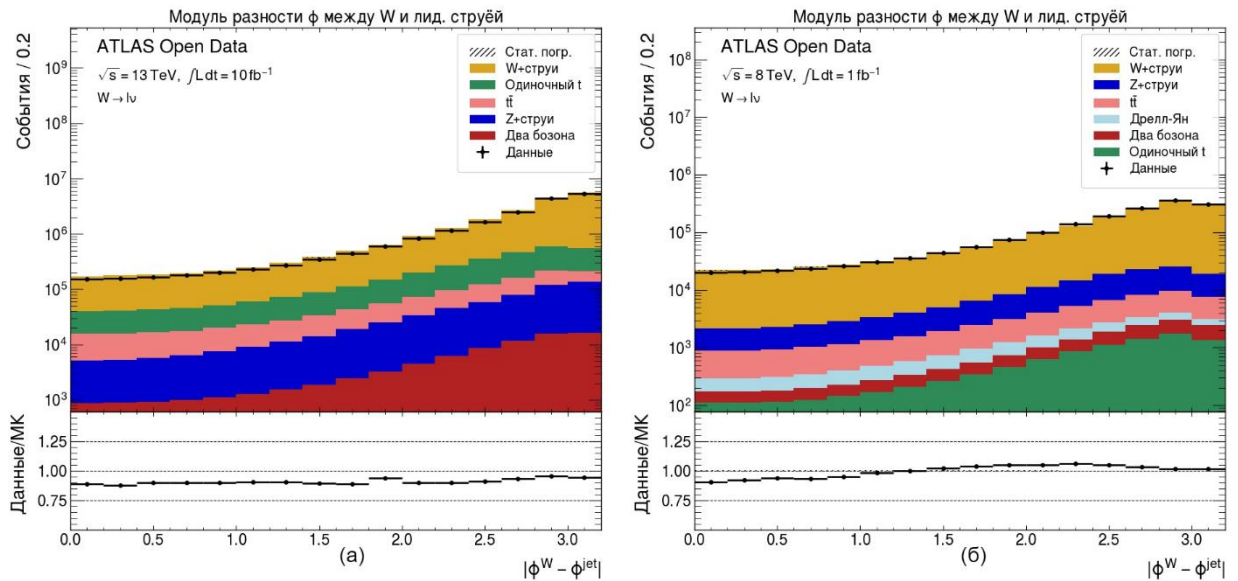


Рисунок 22. Модуль разности азимутальных углов лидирующей струи и W . а) при энергии столкновения $\sqrt{s} = 13$ ТэВ; б) при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ

На рис. 22 представлены распределения по разности между азимутальным углом лидирующей струи и предполагаемым азимутальным углом W бозона. Данные распределения имеют минимум при нулевой разности углов и максимум при разности, близкой к π . Поперечные импульсы W бозона и лидирующей струи преимущественно компенсируют друг друга в азимутальной плоскости.

5.6. Поперечная масса W бозона.

Ввиду наличия нерегистрируемого нейтрино среди продуктов распада W бозона по лептонному каналу, прямое измерение массы W в данном канале невозможно. Доступной для измерения является лишь поперечная масса. Поперечная масса не может превышать реальную массу и равна ей только в случае совпадения псевдобыстроты нейтрино и заряженного лептона от распада. Измерение реальной массы W бозона производится методом шаблонов.

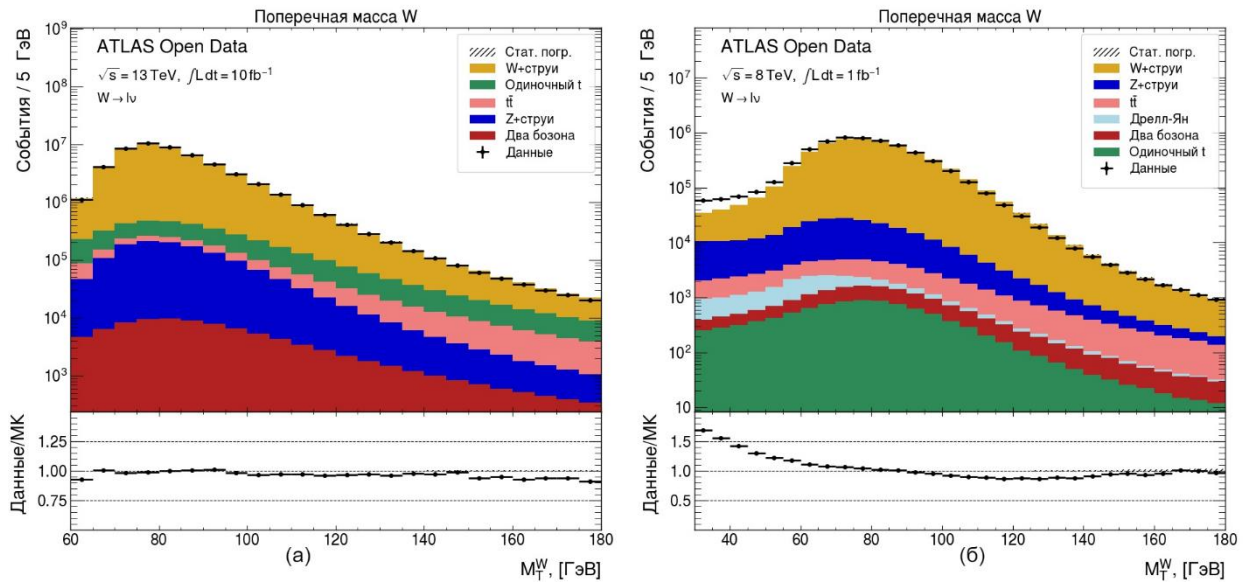


Рисунок 23. Распределения по поперечной массе W бозона. а) при энергии $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$; б) при энергии $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$

На рис. 23 приведены распределения по поперечной массе, полученные при энергиях столкновения $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ (а) и $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$ (б). Распределения

схожи в общей области $m_T^W > 60$ ГэВ. Как и распределение по недостающей поперечной энергии, распределение по поперечной массе W бозона для $\sqrt{s} = 8$ ТэВ демонстрирует расхождение между реальными и моделированными данными в области малых $m_T^W < 60$ ГэВ.

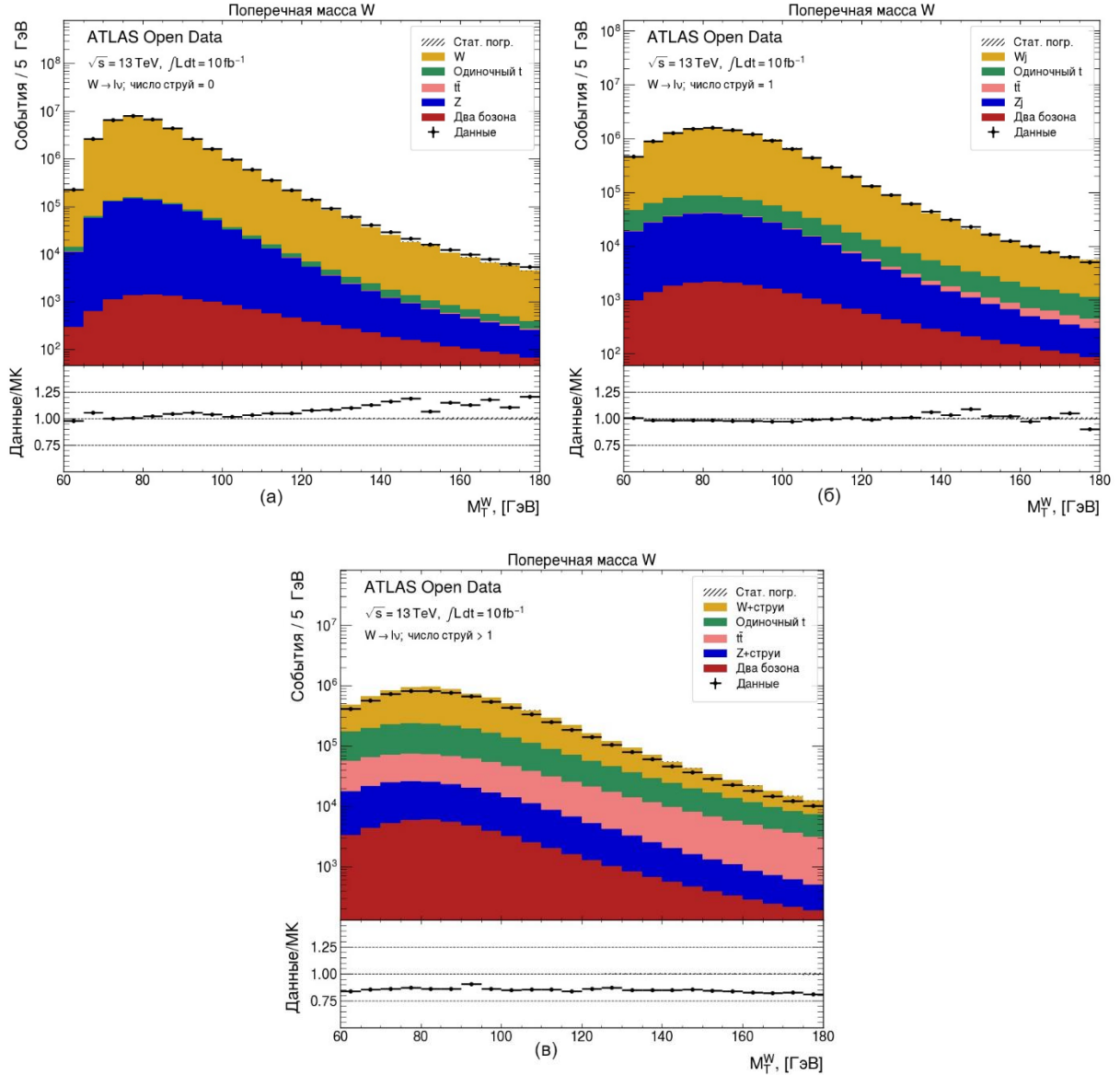


Рисунок 24. Распределения по поперечной массе W бозона. а) события без струй; б) события с 1 струей; в) события с более чем 1 струей

Сравнение распределений по m_T^W , полученных для событий с разным числом струй, приведено на рис. 24. Заметно изменение формы распределения в зависимости от числа сопровождающих W бозон струй. События без струй практически не имеют вклада от процессов с участием топ кварка, поскольку

его основной канал распада $t \rightarrow Wb$ (96% от полной ширины¹) характеризуется наличием b -струи.

На рис. 25 представлены распределения по m_T^W , полученные для мюонов и для электронов. Между ними наблюдается визуальное согласие. Экспериментальные и модельные данные согласуются в пределах 10%.

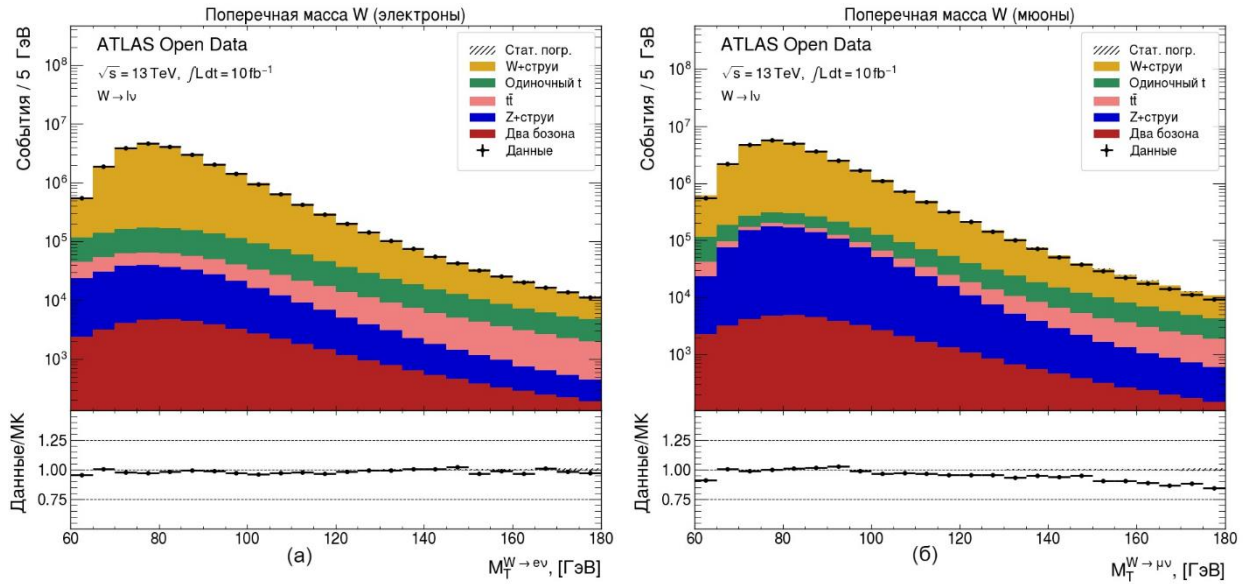


Рисунок 25. Распределения по поперечной массе W бозона. а) для электронов; б) для мюонов

5.7. Аппроксимация поперечной массы.

Распределения по поперечной массе W бозона были аппроксимированы для получения среднего значения m_T^W . Для аппроксимации был использован программный пакет `zfit`². В качестве функции аппроксимация была выбрана сумма двух двойных Crystal Ball-функций. Двойная функция Crystal Ball представляет собой распределение Гаусса, переходящее в степенные функции при удалении от пика. Функция имеет 6 варьируемых параметров и выражается следующей формулой:

¹ M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018) and 2019 update

² Jonas Eschle, Albert Puig Navarro, Rafael Silva Coutinho, Nicola Serra, “zfit: scalable pythonic fitting”, 2020

$$f(x; \mu, \sigma, \alpha_L, n_L, \alpha_R, n_R) = \begin{cases} A_L \cdot \left(B_L - \frac{x - \mu}{\sigma}\right)^{-n_L}, & \frac{x - \mu}{\sigma} < \alpha_L \\ \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right), & \alpha_L \leq \frac{x - \mu}{\sigma} \leq \alpha_R \\ A_R \cdot \left(B_R - \frac{x - \mu}{\sigma}\right)^{-n_R}, & \frac{x - \mu}{\sigma} > \alpha_R \end{cases} \quad (3)$$

где

$$A_{L/R} = \left(\frac{n_{L/R}}{|\alpha_{L/R}|}\right)^{n_{L/R}} \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha_{L/R}|^2}{2}\right),$$

$$B_{L/R} = \frac{n_{L/R}}{|\alpha_{L/R}|} - |\alpha_{L/R}|.$$

Результаты представлены на рис. 26. Точками обозначены данные, цветными кривыми – функции распределения вероятности, полученные на основе суммирования аппроксимаций модельных распределений, черной кривой – сумма всех моделей. Наблюдается визуальное соответствие данных и полученных функций распределения вероятности.

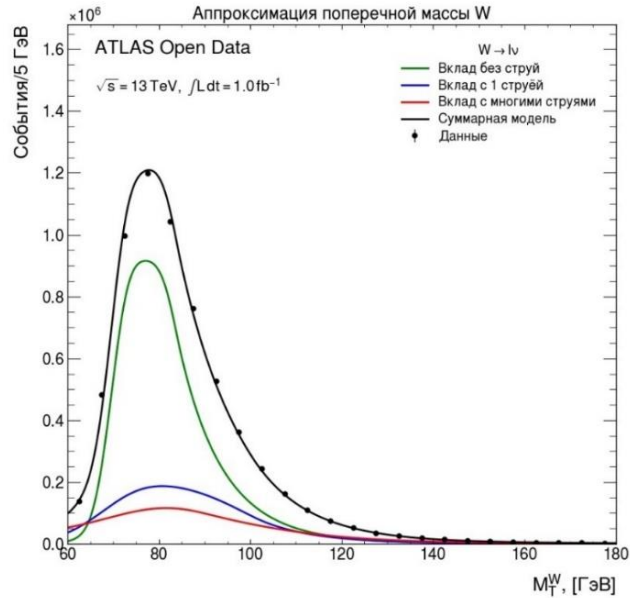


Рисунок 26. Аппроксимация распределения по поперечной массе W .

Расчет функции распределения выполнялся для событий с поперечной массой $m_T^W \in [60; 180]$ ГэВ. Ввиду трудностей, связанных с аппроксимацией

большого объема данных, расчеты выполнялись для 10% от полной статистики.

Для нескольких вкладов были рассчитаны значения средней поперечной массы W в событиях с различным числом струй.

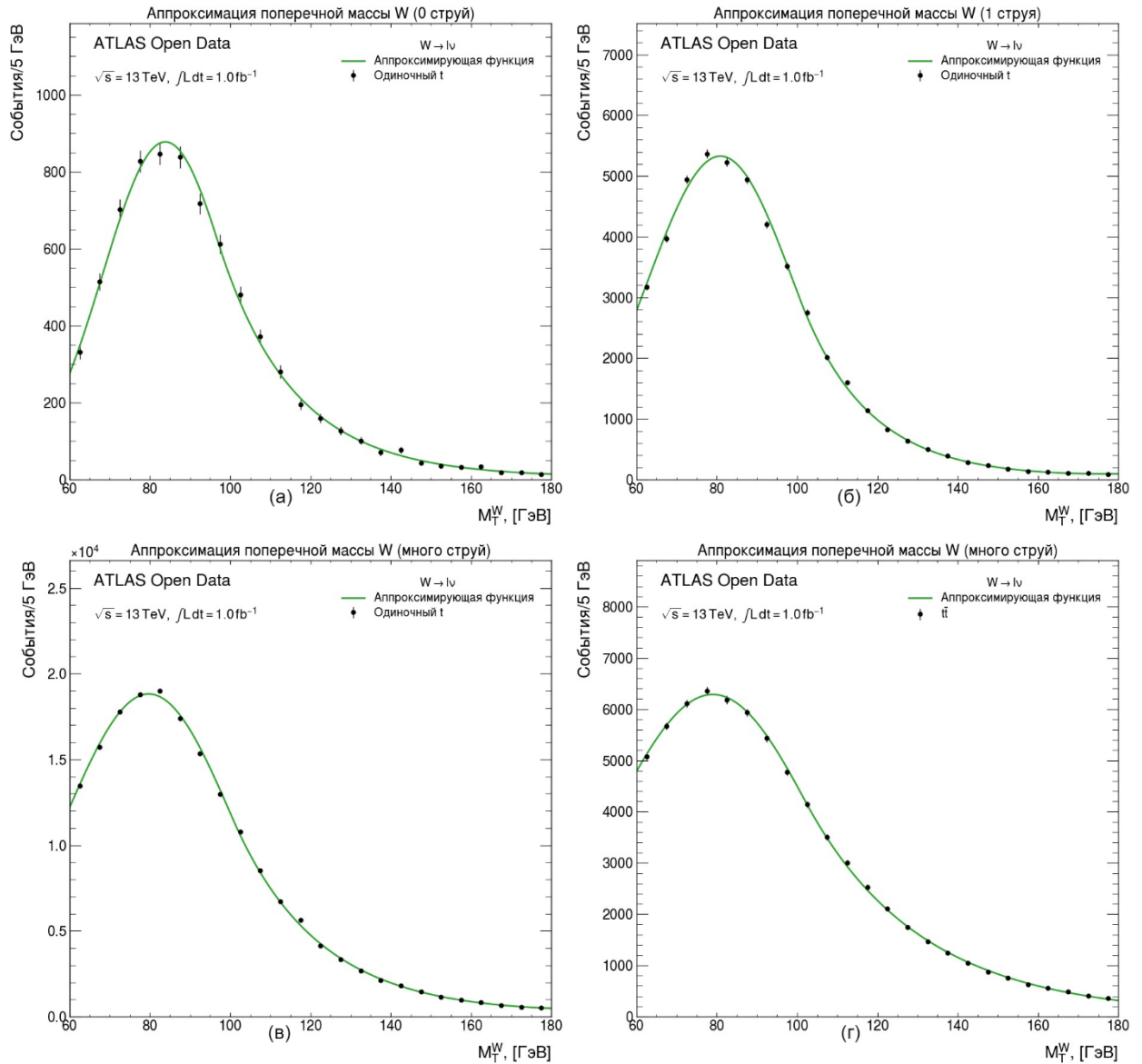


Рисунок 27. Аппроксимация модельного распределения по поперечной массе W . а) вклад от событий с распадом t -кварка при 0 струй в событии; б) вклад от событий с распадом t -кварка при 1 струе в событии; в) вклад от событий с распадом t -кварка при множестве струй в событии; г) вклад от событий с парой t кварков при множестве струй в событии

На рис. 27 представлены примеры аппроксимации различных модельных распределений по поперечной массе W . Точками обозначены модельные данные, кривыми — полученные функции аппроксимации.

Полученные средние поперечные массы для событий с различным числом струй лежат в пределах 5 ГэВ.

Таблица 2. Среднее значение поперечной массы W для событий с одиночным t -кварком

Количество струй	0	1	> 1
$\bar{m}_T^W$, ГэВ	83.94 ± 0.13	80.12 ± 0.06	79.79 ± 0.06

В событиях с распадом топ-кварка без сопровождающих струй полученное значение поперечной массы превышает известную массу W . Это может быть связано с тем, что b -струя из распада $t \rightarrow Wb$ не была зарегистрирована, что увеличивает недостающую энергию.

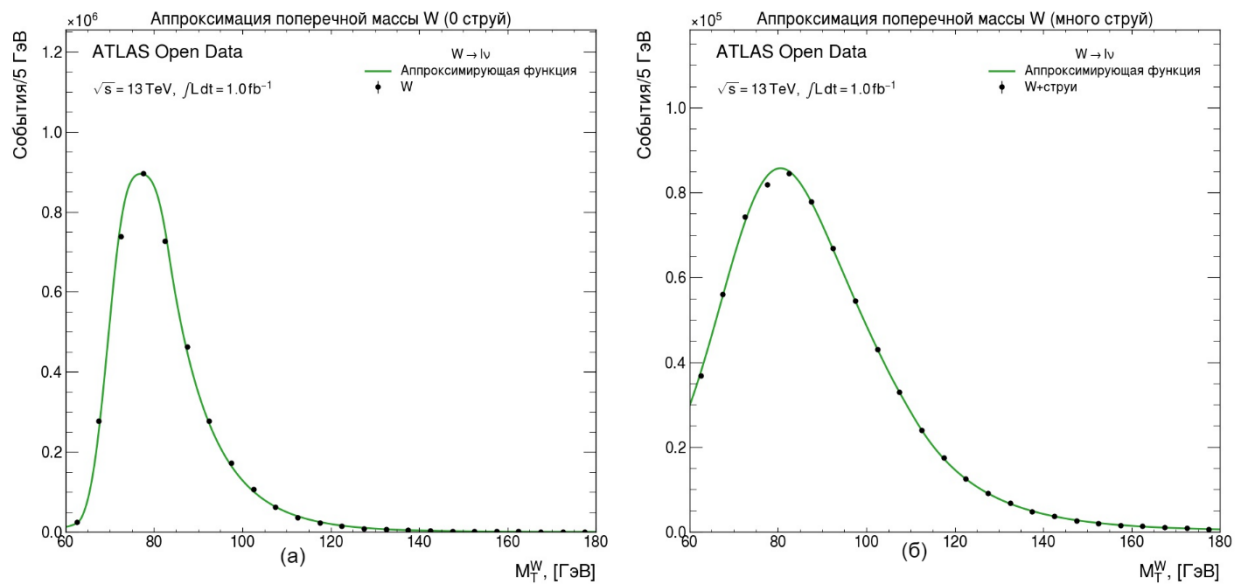


Рисунок 28. Аппроксимация модельного распределения по поперечной массе W . а) вклад от событий с распадом W без сопутствующих струй; б) вклад от событий с распадом W при множестве сопутствующих струй;

Увеличение количества сопутствующих струй также приводит к увеличению ширины распределения. Этот эффект наблюдается при сравнении распределений по поперечной массе W в событиях без сопутствующих струй (рис. 28а) и в событиях с множеством струй (рис. 28б).

Таблица 3. Среднее значение поперечной массы W в событиях с множеством струй в различных каналах

Процесс	$pp \rightarrow Wjj + X$	$t\bar{t} \rightarrow WWbb$
$\bar{m}_T^W$, ГэВ	84.67 ± 0.03	78.38 ± 0.07

ГЛАВА 6. ЗАРЯДОВАЯ АСИММЕТРИЯ ЛЕПТОНОВ ОТ РАСПАДА W БОЗОНОВ

6.1. Зарядовая асимметрия в событиях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

Исследование зарядовой асимметрии лептонов-продуктов распада W бозонов на протон-протонных, протон-антипротонных и протон-электронных ускорителях является одним из источников информации о структурной функции протона. Асимметрия заряда W бозона в основном чувствительна к распределению валентных кварков и антикварков, так как доминирующим механизмом рождения в низшем порядке является процесс $u\bar{d}(\bar{u}d) \rightarrow W^{+(-)}$. Асимметрия вычисляется по формуле:

$$A_L(|\eta|) = \frac{\sigma_{W^+}(|\eta|) - \sigma_{W^-}(|\eta|)}{\sigma_{W^+}(|\eta|) + \sigma_{W^-}(|\eta|)}$$

В результате анализа были построены распределения зарядовой асимметрии для мюонов и электронов от распада W бозона (рис. 29). Полученные спектры демонстрируют хорошее согласие между собой. Небольшое различие между спектрами, полученными для электронов и мюонов, вызвано возможными ошибками в четырех масштабных множителях – для e^+ , e^- , μ^+ и μ^- .

Наблюдается согласие экспериментальных и моделированных данных в пределах 15%. Спектр для электронов имеет небольшое отклонение, увеличивающееся в области высоких псевдобыстрот.

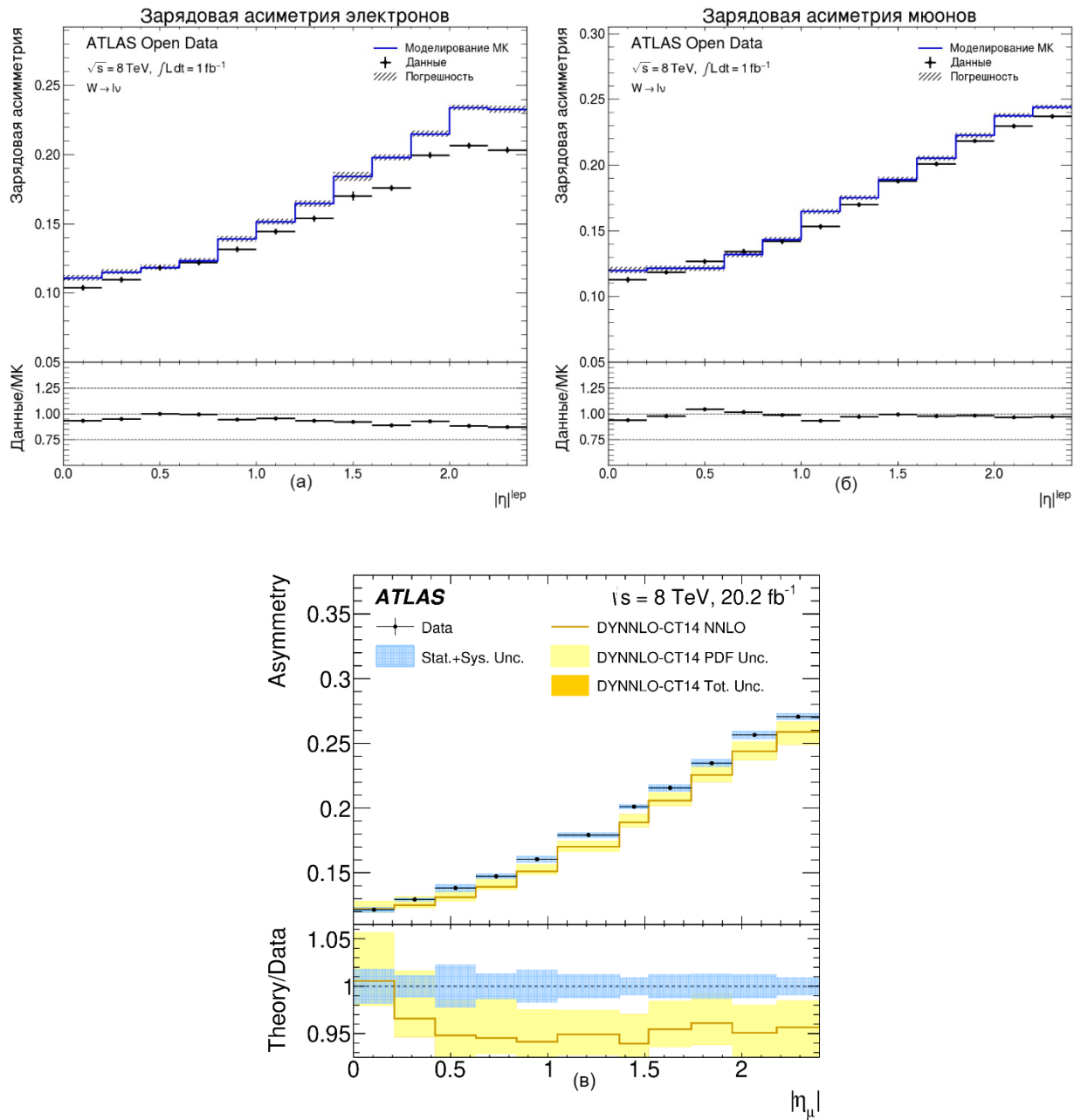


Рисунок 29. Распределение зарядовой асимметрии лептонов от распада W бозонов по псевдобыстроте. а) для электронов; б) для мюонов; в) для мюонов из статьи ATLAS¹

Спектр, построенный для мюонов, демонстрирует согласие со спектром, полученным при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ при интегральной светимости $L = 20.2 \text{ фб}^{-1}$. Формы спектров схожи и значения асимметрии близки.

¹ ATLAS Collaboration. “Measurement of the cross-section and charge asymmetry of W bosons produced in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector”, 2019, Eur. Phys. J. C 79 (2019) 760

6.2. Зарядовая асимметрия в событиях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

Полученные распределения зарядовой асимметрии лептонов от распада W по модулю псевдобыстроты указывают наличие неизвестных особенностей реконструкции псевдобыстроты мюонов (рис. 30а).

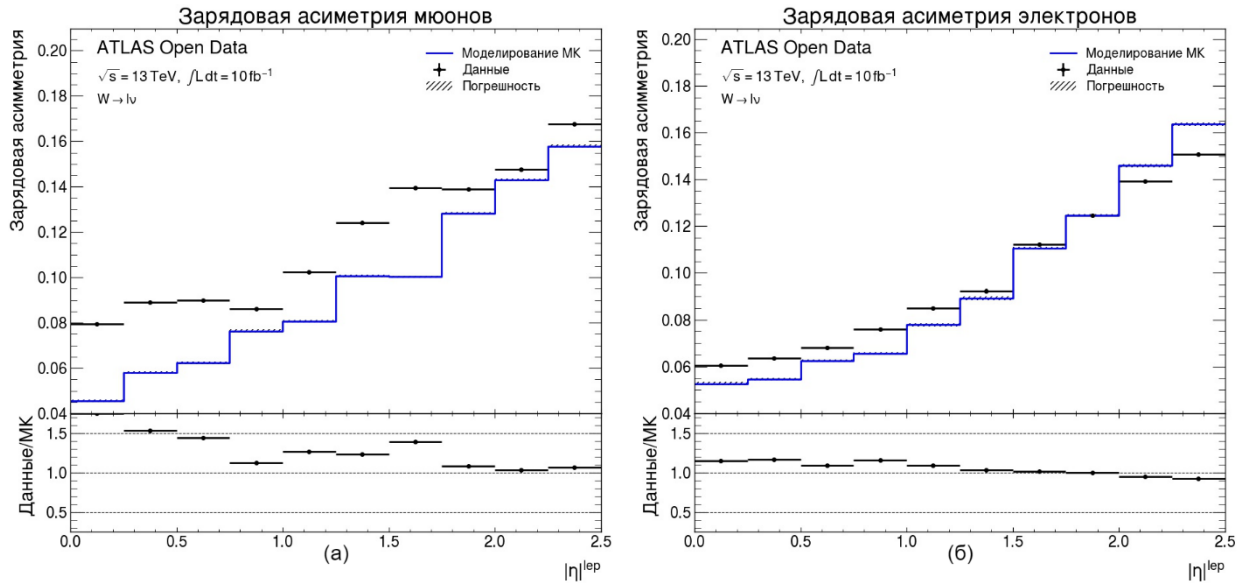


Рисунок 30. Распределение зарядовой асимметрии лептонов от распада W бозонов по псевдобыстроте. а) для электронов; б) для мюонов

Распределение зарядовой асимметрии электронов демонстрирует удовлетворительное согласие симулированных и экспериментальных данных. Форма распределения согласуется с результатом, полученным для событий, соответствующих энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Но величина асимметрии уменьшается при 13 ТэВ по сравнению с результатами при 8 ТэВ.

Модельное распределение, полученное для мюонов, визуально согласуется с распределением для электронов. Экспериментальные значения зарядовой асимметрии в данном распределении совпадают с модельным распределением в пределах порядка. Оно так же демонстрирует тенденцию роста значения зарядовой асимметрии с увеличением модуля псевдобыстроты лептона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведен анализ открытых данных эксперимента ATLAS по рождению W бозонов в протон-протонных столкновениях при энергиях 8 и 13 ТэВ. Для анализа использовался программный код, написанный на языке Python. Проведено сравнение полученных экспериментальных спектров и смоделированных методом Монте-Карло распределений.

Построены распределения кинематических характеристик лептонов от распада W бозонов. Сравнение распределений, полученных для событий с различным числом сопутствующих струй, показало уменьшение соответствия между реальными и смоделированными данными с ростом числа сопутствующих струй. Общий вид распределений, полученных при энергиях 8 и 13 ТэВ, совпадает.

Сравнение распределений по числу струй в событии показало увеличение доли событий со множеством струй с ростом энергии столкновения протонов. Кинематические характеристики лидирующей струи удовлетворительно описываются Монте-Карло при энергиях 8 и 13 ТэВ. Наблюдается корреляция между направлениями разлета W бозона и лидирующей струи в азимутальной плоскости.

Получено значение величины поперечной массы W бозона. Построенные распределения событий по поперечной массе аппроксимированы двойными функциями Crystal Ball для вычисления среднего значения поперечной массы W . Получены значения $\bar{m}_T^W$ для разных модельных вкладов и для событий с разным числом сопутствующих струй.

Проведено исследование распределений зарядовой асимметрии лептонов от распада W бозонов. Полученные спектры демонстрируют хорошее согласие между собой и с распределениями, представленными в статьях коллаборации ATLAS. Получено подтверждение эффекта

сглаживания спектра зарядовой асимметрии при росте энергии столкновения протонов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает признательность преподавателям и сотрудникам кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова и НИИЯФ МГУ, оказавшим помощь в организации ознакомительной поездки в ЦЕРН.

Я хочу выразить особую благодарность своему научному руководителю профессору Л. Н. Смирновой за наставничество, консультации и переданное вдохновение заниматься физикой высоких энергий.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020)
2. Любимов А., Киш Д. “Введение в экспериментальную физику частиц” Москва, 2001, С. 170
3. ATLAS Collaboration “Measurement of $W^\pm W^\pm$ and ZZ-boson production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector”, 2016, Phys. Lett. B 759 (2016) 601
4. ATLAS Collaboration. “Measurement of the W-boson mass in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS detector”, Eur. Phys. J. C 78 (2018) 110
5. G. Ciezarek, M. F. Sevilla et al. “A challenge to lepton universality in B-meson decays” Nature, 2017
6. K. Lohwasser. “W and Z production and constraints on proton structure from ATLAS”, 2012.
7. ATLAS Collaboration. “Measurement of the W Charge Asymmetry in the $W \rightarrow \mu\nu$ Decay Mode in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector” Phys.Lett. B698 (2011) 325-345
8. ATLAS Collaboration. “Measurement of the cross-section and charge asymmetry of WW bosons produced in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS detector”, 2019, Eur. Phys. J. C 79 (2019) 760
9. ATLAS Collaboration. “Measurement of polarization of W boson produced with large transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ATLAS experiment”, 2012, Eur. Phys. J. C72 (2012) 2001
10. ATLAS Collaboration. “Measurement of $WW/WZ \rightarrow \ell\nu qq'$ production with the hadronically decaying boson reconstructed as one or two jets in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with ATLAS, and constraints on anomalous gauge couplings” Eur. Phys. J. C 77 (2017) 563
11. ATLAS Collaboration. “Study of $WW\gamma$ and $WZ\gamma$ production in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV and search for anomalous quartic gauge couplings with the ATLAS experiment” Eur. Phys. J. C 77 (2017) 646

- 12.Л.Н. Смирнова. “Детектор ATLAS Большого адронного коллайдера”.
Москва, 2010
- 13.I. Manthos et. al., “The Micromegas Project for the ATLAS New Small
Wheel”, 2018, AIP Conf. Proc. 2075 (2019) 080010
- 14.CERN News Website. CERN makes public first data of LHC experiments,
Geneva, 2014 URL: <https://home.cern/news>
- 15.ATLAS Experiment Outreach, URL: <http://opendata.atlas.cern>
- 16.The ATLAS Collaboration. “Review of ATLAS Open Data 8 TeV datasets,
tools and activities”, 2018, Report ATL-OREACH-PUB-2018-001
- 17.The ATLAS Collaboration, “Review of the 13 TeV ATLAS Open Data
release”, 2020, Report ATL-OREACH-PUB-2020-001
- 18.The ATLAS Collaboration. “Muon reconstruction performance of the
ATLAS detector in proton–proton collision data at $\sqrt{s}=13$ TeV”, 2016, Eur.
Phys. J. C 76 (2016) 292
- 19.M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018)
and 2019 update
- 20.Jonas Eschle, Albert Puig Navarro, Rafael Silva Coutinho, Nicola Serra, “zfit:
scalable pythonic fitting”, 2020
- 21.ATLAS Collaboration. “Measurement of the cross-section and charge
asymmetry of W bosons produced in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV
with the ATLAS detector”, 2019, Eur. Phys. J. C 79 (2019) 760