

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

На правах рукописи

ТОЛКАЧЁВ ГРИГОРИЙ АЛЕКСЕЕВИЧ

**ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ УГЛОВЫХ
КОЭФФИЦИЕНТОВ В ПРОЦЕССАХ ЛЕПТОННОГО
РАСПАДА W-БОЗОНА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,
к.ф.-м.н., доц.

_____ Е. Ю. Солдатов

Москва 2023

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ УГЛОВЫХ
КОЭФФИЦИЕНТОВ В ПРОЦЕССАХ ЛЕПТОННОГО
РАСПАДА W-БОЗОНА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS**

Студент

_____ Г. А. Толкачёв

Научный руководитель,

к.ф.-м.н., доц.

_____ Е. Ю. Солдатов

Рецензент,

к.ф.-м.н., с.н.с.

_____ Д. А. Иванищев

Секретарь ГЭК,

к.ф.-м.н.

_____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,

д.ф.-м.н., проф.

_____ М. Д. Скорохватов

Рук. учеб. прог.,

д.ф.-м.н., проф.

_____ М. Д. Скорохватов

Оглавление

Введение	4
1 Основные сведения	9
1.1 Стандартная модель	9
1.2 Процесс Дрелла-Яна	11
1.3 Дифференциальное сечение	12
1.4 Внутренняя структура протонов	17
1.5 Факторизация КХД в адронных столкновениях	20
1.6 Методика глобального анализа КХД	21
1.6.1 Экспериментальные данные	21
1.6.2 Инклюзивное рождение калибровочных бозонов	22
1.6.3 Параметризация партонных функций	24
1.6.4 Правила суммирования	26
1.6.5 Определение функции χ^2	27
1.6.6 Погрешности ПФР	30
1.6.7 Метод профайлинга	31
2 Экспериментальная установка	33
2.1 Большой адронный коллайдер	33
2.2 Детектор ATLAS	38
2.2.1 Система координат	38
2.2.2 Внутренний детектор	41
2.2.3 Калориметры	42
2.2.4 Мюонный спектрометр	44
2.2.5 Триггерная система	45

3	Методика измерения угловых коэффициентов A_i	46
3.1	Метод моментов	46
3.2	Система покоя Коллинза-Сопера	47
3.3	Метод максимального правдоподобия	48
4	Использованные данные	52
4.1	Критерии на отбор событий	54
4.2	Оценка КХД фона	58
5	Измерение угловых коэффициентов	59
5.1	Исследование ПФР погрешностей	60
5.1.1	Результаты	61
5.2	Оценка систематических погрешностей	64
5.3	Измерение угловых коэффициентов	65
6	Интерпретация измерений угловых коэффициентов	70
6.1	Оценка возможности применения профайлинга	71
6.2	Результат профайлинга с A_4	72
6.3	Результат профайлинга с A_9	77
6.4	Результат профайлинга с A_4 и A_9	83
6.5	Оценка погрешности ПФР для p_T и m_T распределений	89
6.6	Выводы	95
	Заключение	97
	Список использованных источников	99
A	Полные результаты измерений	107
B	Оценка погрешности ПФР в канале распада W^+	112

Введение

Создание Стандартной модели (СМ), которая описывает взаимодействие частиц на субъядерном уровне, было результатом исследований в физике элементарных частиц. Несмотря на то, что на протяжении длительного времени экспериментальные измерения подтверждают точность предсказаний СМ, эта теория имеет свои недостатки и нерешенные проблемы, что не позволяет считать ее окончательной теорией.

Для проверки предсказаний СМ при высоких энергетических масштабах и поиска новых физических закономерностей, выходящих за рамки СМ, проводится масштабная программа экспериментальных исследований на различных ускорительных комплексах, включая эксперимент ATLAS[1] на Большом адронном коллайдере. Одним из основных направлений является изучение рождения лептонных пар в процессе взаимодействия двух партонов в результате протон-протонного столкновения — процесс Дрелла-Яна[2] $qq \rightarrow V + X$, где $V = Z, W$ или γ^* . Исследование таких процессов является важным как для подтверждения теоретических предсказаний, так и повышения точности измерения сечения процесса Дрелла-Яна. Проведение сравнения между теоретическими предсказаниями и экспериментальными измерениями позволяет лучше оценить понимание данного процесса, стимулирует разработку теоретических вычислений в более высоких порядках в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД), а также может указать на наличие отклонения в СМ, приводящего к существованию физики за рамками СМ. Даже учитывая высокий порог на триггер детектора, удастся получить на порядок больший размер статистической выборки, чем было набрано в предыдущих экспериментах Большого электрон-позитронного коллайдера (LEP). Благодаря этому, используя колоссальную статистику рождения W и Z -бозонов в эксперименте ATLAS, дифференциальные сечения рождения лептонных пар в процессах Дрелла-

Яна могут быть измерены с высокой точностью.

Для расчета сечений образования частиц в результате столкновений протонов с высокой энергией является необходимым не только вычисление сечения жесткого взаимодействия в высоком порядке теории КХД, но и необходимо также учитывать внутреннюю структуру протона, составные части которого — партоны (кварки и глюоны) могут быть описаны партонными функциями распределения (ПФР). Сами ПФР определяются как функции плотности вероятности обнаружить партон определенного аромата, который переносит долю импульса протона x . Помимо доли импульса партона, приходящегося на протон, ПФР зависит от масштаба факторизации Q^2 , который в случае процесса Дрелла-Яна равен квадрату массы промежуточного бозона. Для извлечения ПФР широко используется стратегия глобального анализа КХД, которая заключается в задании функции χ^2 между различными экспериментальными измерениями и теоретическими предсказаниями, задающиеся параметризованными ПФР. После задания функции χ^2 производится нахождение параметров, которые минимизируют эту функцию. Для получения погрешности на набор ПФР используются различные методы, например метод Гесса[3] или метод, основанный на создании большого числа Монте-Карло реплик[4]. Изначально для извлечения ПФР использовались экспериментальные измерения в процессах глубоконеупругого рассеяния электронов на протонах в экспериментах H1[5] и ZEUS[6] ускорителя HERA[7]. В настоящее время в глобальном анализе КХД используется широкий набор экспериментальных измерений, являющийся чувствительным к ПФР. Этот набор включает в себя как эксперименты с низкими энергиями в экспериментах с фиксированной мишенью так и измерения, полученные на БАК. Например, измерение дифференциального сечения $d\sigma/dy$ лептонных распадов W/Z -бозонов на БАК, является чувствительной переменной к ПФР[8; 9]. Использование экспериментальных измерений в эксперименте ATLAS, позволяет уточнять партонные функции при больших значениях $Q^2 = m_{W/Z}^2$ и малых значениях доли импульса $x \approx 10^{-4} - 10^{-1}$.

При рассмотрении процесса Дрелл-Яна можно изучить эффекты, связанные с лептон-адронной корреляций. Эти корреляции описываются набором адронных структурных угловых поляризационных коэффициентов

A_i [10]. В СМ имеются свободные параметры, которые не предсказываются этой теорией. Измеряя коэффициенты A_i , можно ограничить один из этих свободных параметров. А именно, коэффициент A_4 связан со слабым углом смешивания $\sin^2\theta_W^{eff}$, который связывает между собой массы W и Z -бозонов. В работах [11; 12] представлены результаты измерения $\sin^2\theta_W^{eff}$ слабого угла смешивания при изучении процессов с распадами γ^*/Z -бозонов на пару мюонов $\mu^+\mu^-$. Значение слабого угла смешивания $\sin^2\theta_W^{eff}$ было косвенно получено из измерений асимметрии вылета вперед назад $A_{FB}(m_{ll})$, которая может быть получена из углового коэффициента A_4 следующим образом $A_{FB}(m_{ll}) = \frac{3}{8}A_4(m_{ll})$. Интерес также вызывает соотношение Лама-Тунга[13–15], которое утверждает, что коэффициенты A_0 и A_2 одинаковы при всех значениях импульса промежуточного бозона $A_0 = A_2$, если спин глюона равняется 1. В случае скалярного глюона это отношение сильно нарушается[16]. Помимо прочего, некоторые угловые коэффициенты чувствительны к ограничению погрешностей партонных функций. В первой работе [17] представлен результат влияния углового коэффициента A_0 , измеренного в процессе лептонного распада γ^*/Z -бозона. Полученный результат демонстрирует ограничения глюонной ПФР, что, в свою очередь, приводит к уменьшению систематических погрешностей сечения образования бозона Хиггса. Во второй работе [18] проводится аналогичное исследование но с использованием асимметрии вылета вперед назад A_{FB} в процессах лептонного распада γ^*/Z -бозона и зарядовой асимметрии A_W в процессах лептонного распада W -бозона. В работе показано как с помощью A_W и A_{FB} производится уменьшение погрешности в областях поперечной и инвариантной массы вблизи пика векторных бозонов. Так же показывается уменьшение погрешности для распределений в областях с высокой поперечной и инвариантной массы. Данные области соответствуют образованию калибровочных бозонов W'/Z' , которые описываются в физических моделях, выходящих за рамки стандартной модели.

На сегодняшний день имеется несколько результатов работ по измерению угловых поляризационных коэффициентов для лептонного распада W -бозона[19]. Однако, ни одна из работ не предоставляет полный набор измеренных угловых коэффициентов A_i . Это связано с трудностью полной реконструкции W -бозона, из-за нейтрино в конечном состоянии, который

не регистрируется непрямою детектором ATLAS. Но, не смотря на это, согласно работе [10] полный набор угловых коэффициентов A_i в лептонном распаде W -бозона может быть измерен.

Основной целью диссертационной работы является измерение угловых поляризационных коэффициентов A_i в процессах с лептонным распадом W -бозона в данных с низким средним числом соударений при столкновении, а также интерпретация полученных результатов измерения угловых поляризационных коэффициентов A_i . На первичном этапе анализа требуется проводить измерения угловых коэффициентов A_i с использованием данных, которые полностью соответствуют Монте-Карло симуляциям. В рамках выполнения данной работы ставился следующий ряд задач:

1. Провести измерения угловых коэффициентов A_0 – A_7 и сечения A_9 как функции поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ или быстроты $y^{l\nu}$ W -бозона, используя псевдоданные, соответствующие симуляциям, которые основаны на экспериментальных данных, набранных на детекторе ATLAS в 2017 и 2018 году во время режима с низким числом взаимодействий при столкновении.
2. Оценить систематические погрешности связанные с эффективностью триггера, идентификацией, реконструкцией и изоляцией на детекторе ATLAS для кинематических переменных, используемые в измерении угловых поляризационных коэффициентов A_i .
3. Оценить вклад погрешности ПФР и константы сильного взаимодействия α_s от набора CT10 в итоговое измерение угловых поляризационных коэффициентов A_i .
4. Выполнить интерпретацию результатов измерения угловых поляризационных коэффициентов A_i , за счет использования углового коэффициента A_4 и сечения A_9 в профайлинге для современных наборов: CT18, MSHT20, HERAPDF2.0, NNPDF4.0.
5. Вычислить относительное уменьшение погрешности ПФР для современных наборов CT18, MSHT20, HERAPDF2.0, NNPDF4.0 после профайлинга с отдельным использованием углового коэффициента A_4 и

сечения A_9 , и с их комбинацией, для кинематических переменных, используемых для измерения массы W -бозона.

Глава 1

Основные сведения

1.1 Стандартная модель

Стандартная модель (СМ)[20] является одной из важнейших теоретических конструкций в физике элементарных частиц, которая позволяет теоретически предсказать свойства различных процессов в физике элементарных частиц. В рамках Стандартной модели имеется 2 типа элементарных частиц: бозоны и фермионы. Фермионы имеют полуцелый спин, поэтому описываются статистикой Ферми - Дирака. Сами фермионы делятся на две подгруппы: кварки и лептоны. Считается, что лептоны это частицы, не участвующие в сильных взаимодействиях и не имеющие внутренней структуры. Все они имеют спин, равный $1/2$. Лептоны делятся на электрически заряженные частицы (e, μ, τ) и электрически нейтральные частицы — нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ). Каждому заряженному лептону ставится в соответствие свое нейтрино, вместе с которым они образуют семейство лептонов. Известно, что в Стандартной модели существует три лептонных семейства:

$$(\nu_e, e^-)(\nu_\mu, \mu^-)(\nu_\tau, \tau^-)$$

Все лептонные семейства сохраняются в процессах, описываемых Стандартной моделью. Кварки являются массивными частицами, имеющими электрический и цветовой заряд; в настоящее время известно шесть различных ароматов кварков: u, d, c, s, t, b . Кварки, как и лептоны, образуют три семейства:

$$(u, d)(c, s)(t, b)$$

Кварки, как и лептоны, имеют спин $1/2$. Все кварки имеют электрически заряд. Электрический заряд u, c, t кварков, равен $+2/3$, а у кварков d, s, b , равен $-1/3$ в единицах элементарного заряда. Помимо электрического заряда у кварков имеется цветовой заряд. Цветовой заряд условно обозначают за красный, синий и зеленый. Сильные взаимодействия между кварками обусловлены наличием у кварков этих цветовых зарядов. Помимо сильного взаимодействия кварки могут участвовать в слабых и электромагнитных взаимодействиях. Кварки не могут существовать в несвязанном состоянии, поэтому существуют бесцветные системы, состоящие из нескольких кварков - адроны. Всем частицам Стандартной модели ставится в соответствии античастица, у которых противоположный электрический заряд, но масса и спин такая же. Помимо фермионов в Стандартную модель входят калибровочные бозоны, являющиеся переносчиками трех фундаментальных взаимодействий, входящих в Стандартную модель. Переносчиком электромагнитного взаимодействия является безмассовый фотон γ . За слабые взаимодействия отвечают W^\pm и Z^0 -бозоны, которые имеют массу. А за сильное взаимодействие между частицами отвечают 9 безмассовых глюонов. Калибровочные бозоны имеют спин 1, поэтому описываются статистикой Бозе-Эйнштейна.

Для завершения построения Стандартной модели, необходимо ввести бозон Хиггса. Именно за счет взаимодействия с полем Хиггса частицы обретают массу. Стандартная модель построена на локальной калибровочной симметрии

$$SU(3)_c \oplus SU(2)_L \oplus U(1)_Y,$$

спонтанно нарушаемой за счет скалярного Хиггсова поля с ненулевым вакуумным средним до

$$SU(3)_c \oplus U(1)_{em}.$$

После спонтанного нарушения симметрии все фермионы приобретают массу, кроме нейтрино. Приобретают массу бозоны группы $SU(2)_L \oplus U(1)_Y$, кроме фотона. Глюоны остаются безмассовыми, т.к. цветовая симметрия не нарушена.

1.2 Процесс Дрелла-Яна

Класс процессов, характеризующиеся партонами в начальном состоянии, лептонами в конечном состоянии и бозоном в промежуточном состоянии называют процессами Дрелла-Яна[2]. Процессы Дрелла-Яна разделяют на два типа по величине заряда промежуточного бозона: нейтральный ток с γ или Z и заряженный ток с W . Процессы Дрелла-Яна с участием нейтрального тока имеют наиболее удобную для измерения сигнатуру. Это связано с тем, что в конечном состоянии такого процесса имеются два лептона, которые регистрируются системой детекторов с большой точностью, чем, например, струи. До недавнего времени считалось, что ситуация с заряженным током хуже из-за невозможности однозначной реконструкции полярного угла нейтрино, которое не регистрируется напрямую на детекторе ATLAS. Однако, согласно статье [10] процесс Дрелла-Яна с заряженным током может быть так же хорошо изучен как и с нейтральным током. На рисунке 1.2.1 показан процесс взаимодействия двух pp протонов, в результате которого происходит жесткий процесс аннигиляции кварка u и антикварка \bar{d} в промежуточный W^+ -бозон с его последующим распадом на позитрон e^+ и нейтрино ν . Процесс Дрелла-Яна, а именно

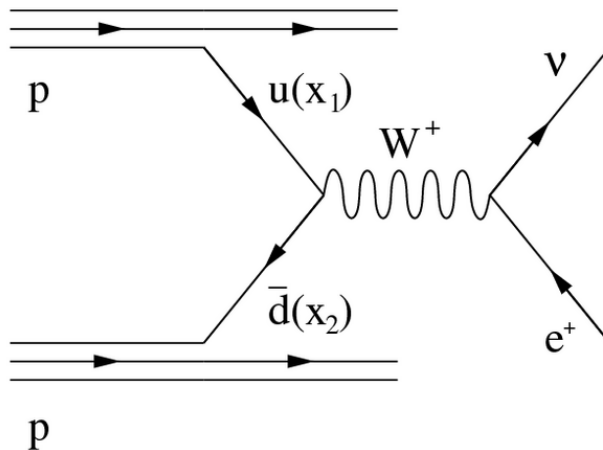


Рисунок 1.2.1 – Схематическое изображение процесса Дрелла-Яна при протон-протонном взаимодействии

$p + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$, впервые был зарегистрирован на ускорителе AGS (ан-

гл., Alternating Gradient Synchrotron)[21]. После чего этот класс процессов продолжали исследовать на установке Fermilab Dimuon Spectrometr[22], а также в экспериментах на ускорителе Tevatron. Главными целями исследований процессов Дрелл-Яна были измерения квантовых распределений партонов в адроне и электрослабых параметров СМ. Исследование процесса Дрелла-Яна проводится и в наше время. На сегодняшний день, основными локациями по изучению процесса Дрелла-Яна являются эксперименты большого адронного коллайдера ATLAS[23], LHSb[24], CMS[25]. Например, во время второго сеанса набора данных в результате протон-протонных столкновений в эксперименте ATLAS рождалось огромное число W и Z -бозонов. Такая большая статистика в производстве Z и W -бозонов может гарантировать измерение электрослабых процессов с высокой точностью.

Изучение процессов Дрелла-Яна, в основном, включает в себя измерение сечения рождения пары лептонов. Данные измерения, не только позволяют проверить теоретические значения, вычисляемые в настоящее время до N^3LO (англ., Next-to-Next-to-Next Leading Order) порядка, но также способствуют дальнейшему развитию вычислений в рамках пертурбативной КХД теории. Изучая данные процессы, измеряют партонные функции, которые описывают внутреннюю структуру адрона. Помимо прочего, изучение процессов Дрелла-Яна позволяет выполнить измерение слабого угла смешивания $\sin^2\theta_W^{eff}$ [26]. С помощью данного измерения проверяются предсказания СМ, отклонения от которой может указывать на существование физики, выходящей за рамки СМ. Кроме того, большая статистика лептонных распадов W и Z -бозонов предоставляет возможность использовать эти процессы для оценки качества работы детектора и мониторинга светимости.

1.3 Дифференциальное сечение

Сечение процесса Дрелла-Яна может быть вычислено в рамках кварк-партонной модели. В рамках кварк-партонной модели, партоны являются составными частями адронов. Партонами являются глюоны, валентные и морские кварки. Хотя КХД не допускает несвязанных состояний кварков и глюонов, в данном случае все партоны могут быть рассмотрены как отдель-

ные частицы, которые могут независимо участвовать во взаимодействиях при столкновениях с другими адронами или лептонами. Часть импульса адрона, приходящийся на каждый партон может быть ПФР. Функция распределения партона, обозначенная как $f_a^{h_1}(x_1, \mu_F^2)$, представляет собой плотность вероятности того, что партон a в адроне h_1 при заданном переданном импульсе Q^2 имеет долю импульса x_1 , относящуюся к адрону на масштабе энергии, определяемого параметром факторизации КХД μ_F . Малые области переданного импульса Q^2 соответствуют непертурбативной области, в которой прямое выделение партонных функций остаётся невозможным, тем не менее, благодаря теореме факторизации[27] может быть обеспечено отделение пертурбативной области от непертурбативной.

Сечение жесткого процесса может быть представлено как произведение функций распределений партона в протоне и сечения жесткого процесса, вычисляемого в теории КХД[28].

$$\frac{d\sigma^{h_1 h_2}}{dp_T^2 dy d\Omega^*} = \sum_{a,b} \int dx_1 dx_2 f_a^{h_1}(x_1, \mu_F^2) f_b^{h_2}(x_2, \mu_F^2) \frac{sd\hat{\sigma}_{ab}}{dt du d\Omega^*}(x_1 P_1, x_2 P_2, \alpha_s(\mu_R^2)), \quad (1.1)$$

партонное сечение σ_{ab} , вычисляется по порядку малости сильной константы связи КХД $\alpha_s(\mu_R)$, где μ_R — энергетический масштаб перенормировки. За переменные p_T и y обозначаются поперечный импульс и быстрота промежуточного W -бозона, а за $d\Omega^* = d\cos\theta d\phi$ телесный угол, где θ и ϕ полярный и азимутальный угол в системе покоя бозона. Переменные P_1 и P_2 являются четырёх-импульсами протонов. За s , u и t обозначаются мандельштамовские переменные, которые определяются следующим образом: $s = (p_1 + p_2)^2$, $t = (p_1 - q)^2$, $u = (p_2 - q)^2$, где $p_1 = x_1 P_1$ и $p_2 = x_2 P_2$ — импульсы партонов, а q — переданный импульс. В формуле 1.1 суммирование проводится по всем типам партонов $a, b = q, \bar{q}, g$.

Формально, дифференциальное сечение процесса Дрелла-Яна может быть представлено как свертка адронного $H_{\mu\nu}$ и лептонного тензора $L_{\mu\nu}$, которая описывает лептон-адронные корреляции. Угловая зависимость может быть получена путем представления девяти спиральных сечений, которые отвечают ненулевым комбинациям матричных элементов поляризационной матрицы плотности бозона[29]. Таким образом, угловая зависимость

в системе покоя W -бозона может быть задана девятью спиральными сечениями:

$$\frac{d\sigma}{dp_T dy d\Omega^*} = \sum_{\alpha \in M}^9 g_\alpha(\theta, \phi) \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma^\alpha}{dp_T dy}, \quad (1.2)$$

$$M = \{U + L, L, T, I, P, A, 7, 8, 9\},$$

где $g_\alpha(\theta, \phi)$ — гармонические полиномы второго порядка, а $d\sigma^\alpha$ сечения с определенной спиральностью. Для $\alpha = U + L$ сечение $d\sigma^\alpha$ соответствует сечению неполяризованных бозонов, в то время как для всех остальных $\alpha \in M$, сечения $d\sigma^\alpha$ обозначают различные вклады для калибровочных бозонов с различной поляризацией[30].

$$\begin{aligned} g_{U+L}(\theta, \phi) &= 1 + \cos^2(\theta), \\ g_L(\theta, \phi) &= 1 - 3 \cos^2(\theta), \\ g_T(\theta, \phi) &= 2 \sin^2(\theta) \cos(2\phi), \\ g_I(\theta, \phi) &= 2\sqrt{2} \sin^2(2\theta) \cos(\phi), \\ g_P(\theta, \phi) &= 2 \cos(\theta), \\ g_A(\theta, \phi) &= 4\sqrt{2} \sin(\theta) \cos(\phi), \\ g_7(\theta, \phi) &= 2 \sin^2(\theta) \cos(2\phi), \\ g_8(\theta, \phi) &= 2\sqrt{2} \sin^2(2\theta) \cos(\phi), \\ g_9(\theta, \phi) &= 4\sqrt{2} \sin(\theta) \cos(\phi). \end{aligned} \quad (1.3)$$

Спиральные сечения $d\sigma^{U+L, L, T, I, 9}$ получают вклад от частей адронного тензора, сохраняющие P — четность, в то время как в сечения $d\sigma^{P, A, 7, 8}$ пропорциональны частям адронного тензора, которые нарушают P — четность, т.е. они меняют знак при преобразовании P — четности. А сечения $\sigma^{7, 8, 9}$ являются T — нечетными. Так как гармонические полиномы $g_{P, A, 9}$ меняют знак при преобразовании P — четности, то угловые распределения включающие спиральные сечения $d\sigma^{U+L, L, T, I, P, A}$ будут P — четными.

Зависимость спиральных сечений от констант связи W -бозона с квар-

ками и лептонами представляется следующим образом:

$$\begin{aligned}
d\sigma^{U+L,L,T,I} &\propto (u_l^2 + a_l^2)(u_q^2 + a_q^2), \\
d\sigma^{P,A} &\propto u_l a_l u_q a_q, \\
d\sigma^{7,8} &\propto u_l a_l (u_q^2 + a_q^2), \\
d\sigma^9 &\propto u_q a_q (u_l^2 + a_l^2),
\end{aligned} \tag{1.4}$$

здесь $u_q(u_l)$ и $a_q(a_l)$ являются векторными и аксиально векторными константами связи промежуточного бозона с кварками (лептонами).

Дифференциальное сечение процесса Дрелла-Яна может быть выражено через безразмерные угловые коэффициенты, которые представляют собой отношение сечения с определенной поляризацией к не поляризованному сечению:

$$\begin{aligned}
A_0 &= \frac{2d\sigma^L}{d\sigma^{U+L}} & A_1 &= \frac{2\sqrt{2}d\sigma^I}{d\sigma^{U+L}}, & A_2 &= \frac{4d\sigma^T}{d\sigma^{U+L}} & A_3 &= \frac{4\sqrt{2}d\sigma^A}{d\sigma^{U+L}}, \\
A_4 &= \frac{2d\sigma^P}{d\sigma^{U+L}} & A_5 &= \frac{2d\sigma^7}{d\sigma^{U+L}}, & A_6 &= \frac{2\sqrt{2}d\sigma^8}{d\sigma^{U+L}} & A_7 &= \frac{4\sqrt{2}d\sigma^9}{d\sigma^{U+L}}.
\end{aligned} \tag{1.5}$$

Таким образом, дифференциальное сечение может быть записано следующим образом:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dp_T dy d\Omega^*} &= \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T dy} \\
&\times \left[(1 + \cos^2 \theta) + \frac{1}{2} A_0 (1 - 3 \cos \theta) + A_1 \sin 2\theta \cos \phi \right. \\
&+ \frac{1}{2} A_2 \sin^2 \theta \cos 2\phi + A_3 \sin \theta \cos \phi + A_4 \cos \theta \\
&\left. + A_5 \sin^2 \theta \sin 2\phi + A_6 \sin 2\theta \sin \phi + A_7 \sin \theta \sin \phi \right].
\end{aligned} \tag{1.6}$$

Или в более компактном виде можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dp_T dy d\Omega^*} &= \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T dy} \\
&\times \left[(1 + \cos^2 \theta) + \sum_{i=0}^7 P_i(\cos \theta, \phi) A_i(p_T, y) \right],
\end{aligned} \tag{1.7}$$

где как $P_i(\cos \theta, \phi)$ представлены полиномы при соответствующих им уг-

ловых коэффициентах. Сами угловые коэффициенты A_i являются зависимыми от кинематических переменных промежуточного бозона, а именно: p_T поперечного импульса и y быстроты. Данная зависимость определяется выбором оси z системы покоя промежуточного бозона. В случае W -бозона, углы θ и ϕ соответствуют лептону процесса лептонного распада $W \rightarrow l\nu_l$. Используя представление со спиральными сечениями мы тем самым разделяем динамическую информацию адронной системы и кинематику лептонов. Таким образом, вся адронная физика данного процесса косвенным образом описывается угловыми коэффициентами, отделенными от хорошо изученной лептонной и бозонной физики.

В случае когда поперечный импульс бозона стремится к нулю, значения всех угловых коэффициентов также стремится к нулю, кроме A_4 , который, помимо прочего, остается ненулевым в лидирующем порядке КХД. При интегрировании уравнения по азимутальному углу ϕ теряется информация о всех угловых коэффициентах, кроме A_0 и A_4 . Согласно теоретическим предсказаниям значение угловых коэффициентов A_0 , A_2 и A_3 будет возрастать с ростом поперечного импульса $p^{l\nu}$ W -бозона и выходить на плато при высоких значениях поперечного импульса $p^{l\nu}$. Значение коэффициента A_1 возрастает к средним значениям $p^{l\nu}$ и падает при больших значениях поперечного импульса $p^{l\nu}$. Наличие в дифференциальном сечении слагаемых, нарушающих P — четность, а именно, A_3 и A_4 приводит к пространственной асимметрии распределений лептонов. При этом, коэффициенты A_1 , A_3 и A_4 будут расти с ростом быстроты $y^{l\nu}$ W -бозона. А коэффициенты A_0 и A_2 будут медленно падать с ростом быстроты $y^{l\nu}$. При этом значения коэффициентов A_5 – A_7 будут близки к нулю при различных значениях быстроты $y^{l\nu}$ и поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ W -бозона. С помощью коэффициента A_4 , можно определить величину асимметрии по полярному углу вылета лептона. В качестве параметра асимметрии обычно используют величину асимметрии вылета «вперед-назад» $A_{FB} = 3/8A_4$. Асимметрию вылета «вперед-назад» можно выразить через соответствующие число

событий вылета лептона «вперед» $\cos\theta^* > 0$ и «назад» $\cos\theta^* < 0$:

$$\begin{aligned} A_{FB} &= \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}, \\ \sigma_F &= \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} d\cos\theta^*, \\ \sigma_B &= \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} d\cos\theta^*, \end{aligned} \quad (1.8)$$

Асимметрия вылета «вперед-назад» является одним из важнейших инструментов для изучения спиновой структуры взаимодействий с обменом промежуточным W -бозоном. Данная величина является чувствительной к значениям векторных и аксиально-векторных констант связи, поэтому наличие отклонений в экспериментальных измерениях для данной величины может быть интерпретировано как вклад различных физических процессов, описание которого выходит за рамки СМ. Помимо прочего, коэффициент A_4 может быть использован в глобальном анализе КХД для уточнения ПФР.

Интересным для исследований является отношение Лама-Тунга $A_0 = A_2[13-15]$, которое сохраняется в лидирующем порядке КХД, однако, нарушается в более высоких порядках КХД[23]. Одним из объяснений данного отклонения может служить существование скалярных глюонов[16].

1.4 Внутренняя структура протонов

Первые указания на нетривиальную внутреннюю структуру протона были получены в новаторских экспериментах Хофштадтера и др. [31; 32]. В этих экспериментах, исследуя отклонения от простых формул рассеяния Мотта для точечных частиц, можно было бы решить проблему конечного размера протона. В результате многочисленных измерений было определено распределение плотности электрического заряда в разных ядрах.

Хотя, результат экспериментов Хофштадтера уже намекал на лежащую в основе подструктуру, серьезная возможность того, что протон является составным, возникла только позже, с идеями, выдвинутыми независимо Цвейгом[33] и Гелл-Манном[34] в 1964 году. Постулируя существование трех «тузов» (термин Цвейга) или «кварков» (термин Гелл-Манна) с дроб-

ным электрическим зарядом, барионным числом и спином $1/2$, сложную структуру мультиплетов адронов и мезонов можно было бы объяснить довольно компактным способом. Однако, Цвейг и Гелл-Манн были по понятным причинам осторожны в интерпретации этих объектов как физических частиц конечной массы, а не просто удобных математических структур, в частности, учитывая, что механизм связывания таких кварков вместе не был понят, а стабильные кварки не были обнаружены экспериментально.

После этого в 1967 году были проведены новые эксперименты по глубоконеупругому рассеянию (DIS) на линейном ускорителе SLAC с энергией 20 ГэВ. Было показано, что в отличие от упругого лептонно-протонного рассеяния, два форм-фактора, связанных с поперечным сечением DIS, так называемые структурные функции, были независимы от Q^2 [35; 36]. Это свидетельствует о том, что взаимодействие электрона происходит на точечных объектах, содержащихся внутри протона, это также продемонстрировало свойство инвариантности формфакторов (Скейлинг Бьоркена), предсказанное Бьоркеном в 1969 году [37].

Это привело Фейнмана к введению партонной (англ., part) модели [38]. Эта концепция, развитая далее в [39], естественным образом объясняет наблюдаемое поведение скейлинга Бьоркена. В то же время Каллан и Гросс показали [40], что структурные функции DIS подчиняются простому соотношению для случая кварковых составляющих со спином $1/2$, что также подтверждается данными [41]. Таким образом, эти партоны были естественным образом связаны с кварками Гелл-Манна и Цвейга. Последующая демонстрация асимптотической свободы в 1973 году в сильно взаимодействующих неабелевых калибровочных теориях [42; 43] дала простое объяснение наблюдаемому отсутствию свободных кварков посредством процесса конфаймента (англ., confinement). Таким образом партонная модель стала общепринятым подходом для описания процессов рассеяния в сильных взаимодействиях.

Центральным компонентом партонной модели являются распределения вероятностей импульса, переносимого партонами, известные как ПФР. Первые исследования были сосредоточены на разработке простых моделей для этих объектов на основе ограниченного доступного экспериментального материала.

Далее была предложена идея о подборе параметризованного набора ПФР функций. Так в работах [44] и [45] была представлена общая форма параметризации и выполнена подгонка с 4 параметрами. По мере увеличения объема и типа данных форма параметризации ПФР функций становилась все более общей. Проводились измерения в лидирующем порядке (англ., Leading Order — LO), а далее и в последующем после лидирующего (англ., Next-to Leading Order — NLO). К этому времени появилась стратегия глобального анализа КХД [46], в котором особое внимание уделялось подбору множества наборов экспериментальных данных из различных процессов, чтобы разделить ПФР функции отвечающих различным партонным ароматам.

Стратегия глобального анализа КХД развивается по сей день и помимо значения самой ПФР сегодня в анализе возможно использовать связанные с ними неопределенности. На сегодняшний день для проведения глобального анализа КХД, помимо DIS, используют измерения в процессах Дрелла-Яна, в процессах с участием струй, рождением фотонов, топ кварка и др. Кроме того, были сделаны ценные теоретические разработки, которые повышают надежность глобального анализа. Развитием и разработкой ПФР занимаются несколько независимых групп, например: STEQ[47], NNPDF[48], MSHT/MRST/MSTW/MMHT[49], которые в своих работах используют различные параметризации и различные техники вычисления погрешностей. Использование того или иного набора ПФР или комбинации нескольких наборов ПФР зависит от преследуемых целей анализа, в котором необходимо учесть те или иные функции. Полный список рекомендаций по использованию наборов ПФР в анализе данных на БАК второго сеанса набора данных собран в [50]. При генерации событий лептонного распада W -бозона, используемого в данной работе был использован набор CT10. Современные наборы CT18, MSHT20, NNPDF4.0 и HERAPDF2.0 были использованы в профайлинге (см. раздел 1.6.7).

1.5 Факторизация КХД в адронных столкновениях

Основными особенностями теории КХД являются конфайнмент (на коротких расстояниях кварки сильно связаны внутри протонов) и асимптотическая свобода (на больших масштабах константа связи сильной силы уменьшается, и кварки становятся квазисвободными партонами). Теорема факторизации использует эти особенности, разделяя процессы на короткие и большие расстояния, так что сечение может быть записано в виде свертки между вычисляемыми сечениями жесткого процесса взаимодействия партоном и не вычисляемыми частями — функции распределения партонов, которые могут быть получены с использованием стратегии глобального анализа (см. раздел 1.6). Сечение процесса Дрелла-Яна, может быть выражено следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dydQ^2}(y, Q^2, \mu_R^2, \mu_F^2) = \\ \sum_{a,b=q,\bar{q},g} \int_{\tau_1}^1 dx_1 f_a(x_1, \mu_F^2) \int_1^{\tau_2} dx_2 f_b(x_2, \mu_F^2) \frac{d\hat{\sigma}_{ab}}{dydQ^2}(x_1, x_2, y, Q^2, \mu_R^2, \mu_F^2), \end{aligned} \quad (1.9)$$

где y и Q^2 это быстрота и инвариантная масса лептонной пары в квадрате. μ_F (μ_R) являются масштабом факторизации (реномрализации). А нижние пределы интегрирования соответствуют $\tau_{1,2} = Q/\sqrt{s}e^{\pm y}$. Партонное сечение в уравнении 1.9 может быть посчитано в перетрубетативной приближении в разложении по α_s следующим образом:

$$\frac{d\hat{\sigma}_{ab}}{dydQ^2}(x_1, x_2, y, Q^2, \mu_R^2, \mu_F^2) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\alpha_s(\mu_R^2)}{2\pi} \right)^n \frac{d^2\hat{\sigma}_{ab}^{(n)}}{dydQ^2}. \quad (1.10)$$

Из уравнения 1.9 можно видеть, что определение ПФР набора, после учета поправок КХД, требует введения шкалы факторизации μ_F . Для всех порядков сечение, как свертка ПФР и партонного сечения, не зависит от выбора масштаба факторизации. Однако при любом фиксирован-

ном порядке в пертурбативном ряду будет наблюдаться некоторая чувствительность из-за отсутствия высших порядков, которую можно свести к минимуму, выбрав подходящее значение μ_F , чтобы обеспечить лучшую сходимость ряда. При рассмотрении процесса Дрелла-Яна общепринятым выбором масштаба является $\mu_F = Q^2$, а именно инвариантная масса дилептонной пары.

1.6 Методика глобального анализа КХД

В этой секции представлены основные свойства глобального анализа КХД. В разделе 1.6.1 описан кинематический охват данных используемых в глобальном анализе КХД. В разделе 1.6.2 показывается чувствительность измерения дифференциальных сечений в процессах инклюзивного образования бозонов к ПФР. В секции 1.6.3 описываются используемые ПФР параметризации, а в 1.6.4 рассматриваются теоретические ограничения, такие как правила суммы для импульса и валентности. Далее, в разделе 1.6.5 описывается как количественно оценить соответствие данных и теории для выполнения глобального анализа КХД. В разделе 1.6.6 рассматриваются стратегия, используемая для оценки погрешности ПФР. Заключительной частью этой главы являются секция 1.6.7, в которой описана методика профайлинга.

1.6.1 Экспериментальные данные

На рисунке 1.6.1 показан кинематический охват в плоскости (x, Q^2) экспериментальных измерений, включенных в глобальный анализ КХД. Данный кинематический охват соответствует наиболее современному набору ПФР NNPDF4.0[51].

Можно видеть, что глобальный набор данных обеспечивает довольно широкий охват в плоскости (x, Q^2) . В области низких значений x и Q^2 преобладают инклюзивные измерения структурных функций, полученные с помощью данных эксперимента HERA, которые предоставляют информацию вплоть до $x \approx 3 \cdot 10^{-5}$. Область высоких значений x охвачена различными процессами, начиная от экспериментов глубоконеупругого рассеяния

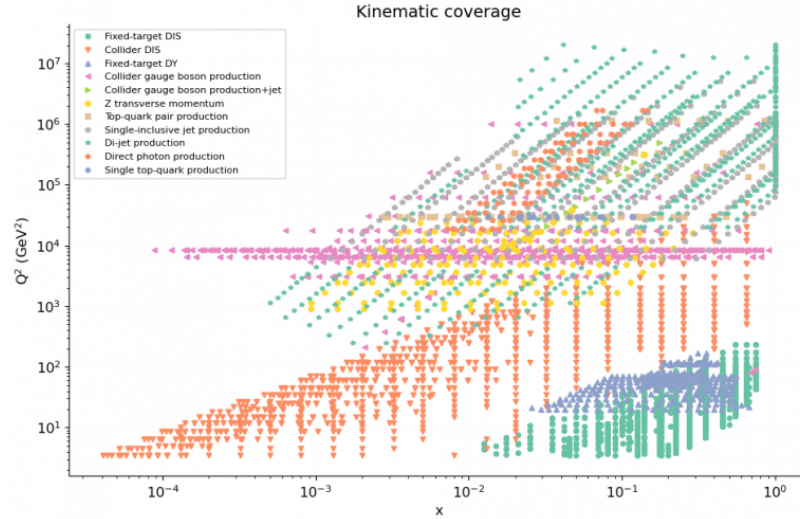


Рисунок 1.6.1 – Типичный кинематический охват в плоскости (x, Q^2) для наборов данных, включенных в глобальный анализ, в данном случае NNPDF4.0

с фиксированной мишенью при низком значении Q^2 , до данных с производством струй на коллайдерных экспериментах, образования пары лептонов в процессе Дрелла-Яна и верхнего кварка при большом Q^2 . Область с очень высокими значениями Q^2 , вплоть до нескольких ТэВ², охватывается только данными с инклюзивным рождением струй в экспериментах ATLAS и CMS. До относительно недавнего времени большинство анализов для извлечения ПФР основывались только на данных глубоконеупругого рассеяния и производства с фиксированной мишенью, включая некоторые данные из Tevatron.

1.6.2 Инклюзивное рождение калибровочных бозонов

Инклюзивное образование электрослабых калибровочных бозонов, так называемый процесс Дрелла-Яна, имел огромное историческое значение, которое обеспечило возможность для разделения кваркового аромата в протоне, выходящее за рамки того, что обеспечивается с использованием глубоконеупругого рассеяния. Вклады низшего порядка в образование W происходят через следующие партонные подпроцессы:

$$\begin{aligned} u\bar{d}, c\bar{s} (u\bar{s}, c\bar{d}) &\rightarrow W^+, \\ d\bar{u}, s\bar{c} (s\bar{u}, d\bar{c}) &\rightarrow W^-, \end{aligned} \tag{1.11}$$

где в скобках показаны подавленные вклады кварковых ароматов. Таким образом, эти процессы могут рассказать нам о партонном разложении протона, учитывая, что каждый подпроцесс имеет разный вес в полном сечении. Чтобы изучить доминирующую чувствительность ПФР, можно пренебречь вкладом процессов заключенных в скобки. В этом случае информативно рассмотреть отношение дифференциального сечения образования W^+ к W^- , которые дифференцируемы по быстроте W -бозона y^W :

$$R_{\pm} = \frac{\sigma(W^+)/dy_W}{\sigma(W^-)/dy_W} = \frac{u(x_1)\bar{d}(x_2) + c(x_1)\bar{s}(x_2) + 1 \leftrightarrow 2}{d(x_1)\bar{u}(x_2) + s(x_1)\bar{c}(x_2) + 1 \leftrightarrow 2}, \quad (1.12)$$

и соответствующая зарядовая асимметрия:

$$\begin{aligned} A_W &= \frac{\sigma(W^+)/dy_W - \sigma(W^-)/dy_W}{\sigma(W^+)/dy_W + \sigma(W^-)/dy_W} = \\ &= \frac{u(x_1)\bar{d}(x_2) + c(x_1)\bar{s}(x_2) - d(x_1)\bar{u}(x_2) - s(x_1)\bar{c}(x_2) + 1 \leftrightarrow 2}{u(x_1)\bar{d}(x_2) + c(x_1)\bar{s}(x_2) + d(x_1)\bar{u}(x_2) + s(x_1)\bar{c}(x_2) + 1 \leftrightarrow 2}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Таким образом, эти соотношения в целом чувствительны к довольно нетривиальной комбинации кварковых и антикварковых ПФР, оцениваемых при следующих значениях x :

$$x_1 = \frac{M_W}{\sqrt{s}}e^{+y_W}, \quad x_2 = \frac{M_W}{\sqrt{s}}e^{-y_W}, \quad (1.14)$$

Хотя эти выражения полностью определяют чувствительность ПФР этих наблюдаемых величин в лидирующем порядке, информативно рассмотреть различные кинематические пределы, где выражения 1.12 и 1.13 упрощаются и становятся очевидны более прямые зависимости. Включая только доминирующие вклады верхнего u и нижнего d аромата, можно, в частности, рассмотреть случаи центрального и периферийного образования W -бозона:

$$\text{Центральный: } y_W \sim 0 \quad x_1 \sim x_2 = x_0, \quad \bar{u}(x_{1,2}) \sim \bar{d}(x_{1,2}), \quad (1.15)$$

где $x_0 = M_W/\sqrt{s}$, для демонстрации предполагается, что $\bar{u} \sim \bar{d}$ при низких значениях x . На БАК при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ $x_0 \approx 0.006$. Тогда в центральном регионе принимая во внимание 1.15 и опуская вклад от c и s ароматов

получим:

$$R_{\pm} \sim \frac{u(x_0)}{d(x_0)}, \quad (1.16)$$

$$A_W \sim \frac{u_V(x_0) - d_V(x_0)}{u(x_0) + d(x_0)}. \quad (1.17)$$

Таким образом, A_W является чувствительной переменной к разности партонных функций верхнего u и нижнего d ароматов, в то время как R_{\pm} чувствительна к отношению u и d кварков в регионе, где $x_1 \sim x_2 \sim x_0$. При этих достаточно низких значениях x вклады валентных u и d кварков довольно малы, и поэтому значение переменных примерно ожидается $R_{\pm} \approx 1$ и $A_W \approx 0$, причем отклонения от этих значений обусловлены, в частности тем фактом, что валентные распределения не являются полностью пренебрежимо малыми в этом регионе.

В периферийном регионе при значениях быстроты $y_W \lesssim 2$:

$$\text{Периферийный: } y_W \lesssim 2, \quad x_1 \gg x_2, \quad q(x_1) \sim q_V(x_1), \quad \bar{u}(x_2) \sim \bar{d}(x_2), \quad (1.18)$$

Учитывая, что в периферийной области вклад $x_2 \ll 1$ достаточно мал, то приближение $\bar{d} \sim \bar{u}$ является достаточно точным. Таким образом, принимая во внимание упрощение 1.18 и снова пренебрегая вкладом от s и кварков получим:

$$R_{\pm} \sim \frac{u_V(x_1)}{d_V(x_1)}, \quad (1.19)$$

$$A_W \sim \frac{u_V(x_0) - d_V(x_0)}{u_V(x_0) + d_V(x_0)}, \quad (1.20)$$

Таким образом, эти выражения обеспечивают эквивалентные чувствительные ограничения на отношение u/d при высоком значении x .

1.6.3 Параметризация партонных функций

Для извлечения партонных функций при выполнении КХД подгонки, необходимо задать определенный вид их параметризации зависящий от x при некотором начальном масштабе Q_0 . Проводя глобальный анализ КХД и извлекая партонные функции на некотором масштабе Q_0 можно исполь-

зовать уравнения эволюции ДГЛАП¹[52–54] для определения партонных функций на любом другом масштабе Q . Таким образом, ПФР обычно параметризуют на низком масштабе $Q_0^2 \approx 1 - 2 \text{ ГэВ}^2$, который затем может быть изменен до масштаба, соответствующего, например, феноменологии БАК. Эти параметризации обычно принимают общую форму:

$$xf(x, Q_0^2) = A_f x^{a_f} (1-x)^{b_f} I_f(x), \quad (1.21)$$

где множитель $(1-x)^{b_f}$ с $b_f > 0$ обеспечивает обращение ПФР в ноль при упругом пределе $x \rightarrow 1$, как и ожидается по базовым физическим основаниям. Множитель x^{a_f} доминирует при низких значениях x . Интерполяционная функция $I_f(x)$, которая определяет значение партонных функций вдали пределов $x \rightarrow 0, 1$. Предполагается, что это плавная функция зависящая от x , для которой в разных публикациях было сделано множество вариантов. Простейшей аналог, которой широко используется и состоит в том, чтобы принять базовую полиномиальную формулу, такую как:

$$I_f(x) = 1 + c_f \sqrt{x} + d_f x + \dots, \quad (1.22)$$

Функция такого типа, например, используются в группах MSTW08[55] и CJ[56], а также HERAPDF[57]. Аналогичный подход, но где многочлен вводится как показатель степени x или простая экспоненциальная функция, используется ABM[58] и более ранними наборами CTEQ[59].

Такой выбор функции подходит для относительно небольшого числа параметров, скажем, только для двух или трех в дополнение к a_f и b_f . Однако, по мере увеличения точности и объема данных, включаемых в анализ КХД, становится необходимым обеспечивать все более гибкую настройку параметров. Как обсуждалось в [60], простое добавление дополнительных параметров в 1.22 может быстро привести к появлению больших коэффициентов с большими расхождениями между членами. Это приводит к нестабильной минимизации χ^2 и неправдоподобно большим колебаниям x в определенных регионах. Эта проблема может быть решена путем исполь-

¹ДГЛАП — Докшицер-Грибов-Липатов-Альтарелли -Паризи

зования вместо этого функций с общей формой:

$$I_f(x) = \sum_{i=1}^n \alpha_{f,i} P_i(y(x)). \quad (1.23)$$

где $y(x)$ — некоторая простая функция зависящая от x . Двумя возможными вариантами для функций P_i являются полиномы Чебышева и Бернштейна, которые используются в наборах MSHT20[61] и CT18[62]. Они взяты потому, что каждый порядок многочленов сильно достигает максимума при различных значениях y и, следовательно, что значительно снижает степень корреляции между членами. Кроме того, по мере увеличения порядка они, как правило, более чувствительны к малому масштабу x , так что требование гладкости для $I(x)$ естественным образом приводит к меньшим коэффициентам α при более высоком i . Таким образом, хотя формально они эквивалентны простому разложению по полиномам в уравнении 1.22, они гораздо удобнее для подгонки по мере увеличения числа свободных параметров n .

Альтернативный подход для задания партонных функций используется в группе NNPDF. Здесь интерполяционная функция моделируется с помощью многослойной нейронной сети прямой связи, также известной как персептрон. На практике это позволяет значительно увеличить количество свободных параметров.

1.6.4 Правила суммирования

Ароматовые квантовые числа протона, uud с нулевой странностью, выражаются в трех правилах суммы:

$$\int_0^1 dx [u(x, Q^2) - \bar{u}(x, Q^2)] = 2, \quad (1.24)$$

$$\int_0^1 dx [d(x, Q^2) - \bar{d}(x, Q^2)] = 1, \quad (1.25)$$

$$\int_0^1 dx [s(x, Q^2) - \bar{s}(x, Q^2)] = 0. \quad (1.26)$$

Таким образом, для валентных кварков можно установить $a_f > 0$ для показателей в уравнении 1.21, иначе эти интегралы будут расходиться. Другими словами, это ограничение согласуется с хорошо известным результатом, заключающимся в том, что валентные распределения $x f$ обращаются в нуль при $x \rightarrow 0$. Хотя это явно не показано, к партонным функциям тяжелых кварков применяется то же ограничение, что и к партонной функции для странных кварков.

Второй момент суммы ПФР также должен подчиняться правилу суммы импульсов:

$$\int_0^1 dx x \left(\sum_{f=1}^{n_f} [q_f(x, Q^2) - \bar{q}_f(x, Q^2) + g(x, Q^2) + \dots] \right) = 1, \quad (1.27)$$

который выражает простое физическое требование, вытекающее из сохранения энергии-импульса, что общий импульс протона должен быть равен сумме его составляющих импульсов партонов. В этом уравнении точки указывают на возможные дополнительные вклады других партонов в протоне, например, от партонной функции распределения для фотона $\gamma(x, Q^2)$, которые следует учитывать в наборах ПФР с поправками КЭД. Уравнение также подразумевает, что для не валентных партонных распределений, показатель степени a_f может быть отрицательным, но должен быть больше -1, чтобы избежать расходящегося вклада в правило суммы импульсов.

Приведенные выше правила суммирования накладывают дополнительные ограничения на партонные распределения и обычно применяются для фиксации определенных параметров, например, общей нормализации A_f глюона или определенных сочетаний кварковых комбинаций. При условии, что эти правила суммирования выполняются на начальном масштабе Q_0^2 , из структуры эволюции ДГЛАП прямо следует, что они будут выполняться и на любом другом масштабе Q^2 .

1.6.5 Определение функции χ^2

Глобальный анализ КХД подразумевает использование экспериментальных измерений многих физических процессов, а также уравнений эволюции партона для построения универсальных распределений, которые

наилучшим образом соответствуют экспериментальным данным. Эти распределения затем могут быть использованы для прогнозирования всех других физических наблюдений на энергетическом масштабе превосходящем тот, который доступен в настоящее время.

Основная идея глобальной анализа КХД заключается в подсчете глобальной функции χ^2 между теоретическими предсказаниями и экспериментальными измерениями. Когда корреляции между экспериментальными систематическими погрешностями недоступны, χ^2 как функция параметров ПФР задается формулой:

$$\chi^2(\{\alpha\}) = \sum_k^{N_{pt}} \frac{1}{\sigma_k^2} (D_k - T_k(\{\alpha\}))^2, \quad (1.28)$$

где N_{pt} — количество точек данных, а σ_k — полная экспериментальная погрешность, полученная путем сложения квадратов статистических и систематических погрешностей. В этом выражении $T_k(\alpha)$ — теоретические предсказания, выраженные в терминах параметров ПФР функций $a = \{a_1, \dots, a_n\}$, а D_k — центральные значения экспериментальных измерений.

Однако, результаты современных анализов предоставляют корреляции между различными источниками систематических погрешностей в дополнение к статистической и некоррелированной систематической погрешности. Простейший пример — погрешность светимости в экспериментах на коллайдере, которая полностью коррелирует между всеми разбиениями на интервалы из одного и того же набора данных. Как правило, существует множество других источников, которые вводятся в процессе любого анализа. Тогда, в таких случаях функция χ^2 имеет следующий вид:

$$\chi^2(\{\alpha\}, \{\lambda\}) = \sum_k^{N_{pt}} \frac{1}{s_k^2} \left(D_k - T_k(\alpha) - \sum_{\alpha=1}^{N_\lambda} \beta_{k,\alpha} \lambda_\alpha \right)^2 + \sum_{\alpha=1}^{N_\lambda} \lambda_\alpha^2, \quad (1.29)$$

для N_λ коррелированных источников погрешностей. Где s_k полная некоррелированная погрешность, которая состоит из статистической и некоррелированных систематических погрешностей. Каждый источник коррелированной систематической погрешности описывается мешающим параметром λ_α , причем погрешности $\beta_{k,\alpha}$ коррелирует между всеми точками данных.

Вторая сумма в правой части уравнения 1.29 включает ограничение для мешающих параметров, предполагая стандартные гауссовские распределения для них.

При глобальном анализе КХД больше всего представляют интерес параметры, параметризующие партонные функции, а не конкретные значения, которые принимают мешающие параметры. Следовательно, для любого заданного набора $\{\alpha\}$ мы можем сначала минимизировать χ^2 относительно мешающих параметров λ_α , чтобы получить профилированную логарифмическую функцию правдоподобия $\chi^2(\{\alpha\}) \equiv \chi^2(\{\alpha\}, \hat{\lambda})$. Таким образом, простая квадратичная зависимость χ^2 от λ_α позволяет аналитически оценить мешающий параметр $\hat{\lambda}_\alpha$, предполагая чисто гауссовские погрешности. Таким образом, у нас есть:

$$\hat{\lambda}_\alpha = \sum_{i=1}^{N_{pt}} \frac{D_i - T_i}{s_i} \sum_{\delta=1}^{N_\lambda} A_{\alpha\delta}^{-1} \frac{\beta_{i,\delta}}{\delta_i}, \quad (1.30)$$

где $A_{\alpha\delta}$ равен:

$$A_{\alpha\delta} = \delta_{\alpha\beta} + \sum_{k=1}^{N_{pt}} \frac{\beta_{k,\alpha} \beta_{k,\beta}}{s_k^2}. \quad (1.31)$$

Подставляя выражение 1.30 в формулу 1.29 получим функцию χ^2 зависящую только от параметров партонных функций,

$$\chi^2(\{\alpha\}) = \sum_{i,j}^{N_{pt}} (T_i - D_i) (\text{cov}^{-1})_{ij} (T_j - D_j), \quad (1.32)$$

с ковариационной матрицей и ее обратной величиной, заданной формулой:

$$(\text{cov})_{ij} \equiv s_i^2 \delta_{ij} + \sum_{\alpha=1}^{N_\lambda} \beta_{i,\alpha} \beta_{j,\alpha}, \quad (\text{cov}^{-1})_{ij} = \frac{\delta_{ij}}{s_k^2} - \sum_{\alpha,\beta=1}^{N_\lambda} \frac{\beta_{i,\alpha}}{s_i^2} A_{\alpha\beta}^{-1} \frac{\beta_{j,\beta}}{s_j^2} \quad (1.33)$$

Таким образом, χ^2 полностью определяется ковариационной матрицей, которая сама строится аналитически с учетом экспериментальных статистических и систематических погрешностей. После задания функции 1.28, для получения наилучшей оценки истинного набора ПФР, производится нахождение параметров $a^0 = \{a_1^0, \dots, a_n^0\}$, которые минимизируют эту функцию.

1.6.6 Погрешности ПФР

Важно определить не только наиболее подходящие ПФР, но и связанные с ними неопределенности, возникающие, например, из-за погрешности измерений в данных или выбора методики нахождения ПФР. Необходимо учитывать погрешности при создании набора ПФР, для того чтобы, впоследствии погрешности ПФР могли быть учтены в любом анализе данных. Наиболее широко используемые методы оценки погрешности ПФР делятся на три основные категории, известные как методы Гесса, Монте-Карло и множителя Лагранжа. Так как в этой работе были использованы наборы ПФР, заданные в представлении собственных векторов матрицы Гесса, то далее будет приведено объяснение метода получения погрешности ПФР с помощью метода Гесса.

Учитывая оценку χ^2 , наиболее подходящие значения соответствуют тем, для которых эта оценка имеет глобальный минимум χ_{\min}^2 . Вблизи этого минимума χ^2 может быть аппроксимировано в терминах квадратичного разложения вида

$$\Delta\chi^2 \equiv \chi^2 - \chi_{\min}^2 = \sum_{i,j=1}^{n_{\text{par}}} H_{ij}(a_i - a_i^0)(a_j - a_j^0), \quad (1.34)$$

где число n_{par} обозначает количество параметров $\{a_1, \dots, a_{n_{\text{par}}}\}$, и где набор параметров, которые минимизируют функцию χ^2 обозначаются $\{a_1^0, \dots, a_{n_{\text{par}}}^0\}$. В квадратичном разложении 1.34 вводят матрицу Гесса[63], определяемую как матрица вторых производных от χ^2 по параметрам, а именно:

$$H_{ij}(a^0) = \left. \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a_i \partial a_j} \right|_{\{a\}=\{a^0\}}. \quad (1.35)$$

Эта матрица Гесса содержит всю информацию, необходимую для количественной оценки погрешности ПФР. Действительно, для функции $\mathcal{F}(\{\alpha_i\})$, которая зависит от ПФР и, следовательно, косвенно от параметров $\{\alpha_i\}$, связанная с ней неопределенность может быть вычислена следующим образом:

$$\sigma_{\mathcal{F}} = T \left(\sum_{i,j}^{n_{\text{par}}} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial a_i} (H)^{-1} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial a_j} \right)^{1/2}, \quad (1.36)$$

где $T = \sqrt{\Delta\chi^2}$ — коэффициент, который определяет соответствие между допустимым диапазоном вариаций параметров вокруг значений наилучшего соответствия и соответствующим доверительным интервалом погрешностей ПФР. Основным ограничением уравнения 1.36 является то, что в общем случае производные $\partial\mathcal{F}/\partial a_j$ неизвестны. Эту проблему можно обойти, диагонализировав матрицу Гесса и затем представив неопределенности ПФР в терминах ортогональных собственных векторов. После этой процедуры диагонализации уравнение 1.36 имеет гораздо более простой вид

$$\sigma_{\mathcal{F}} = \frac{1}{2} \left(\sum_{i,j}^{n_{\text{par}}} \mathcal{F}(S_i^+) - \mathcal{F}(S_i^-) \right)^{1/2}, \quad (1.37)$$

где S_i^{\pm} соответствует i -му собственному вектору, связанному с положительными и отрицательными вариациями относительно центрального значения.

1.6.7 Метод профайлинга

В этом разделе обсуждается один из приближенных методов, который при определенных обстоятельствах может быть использован вместо полноценной подгонки для оценки влияния новых экспериментальных измерений на ПФР набор. Этот метод известен как профайлинг (англ., *profiling*) наборов ПФР Гесса. Основное преимущество таких методов заключается в том, что они могут быть использованы для количественной оценки влияния новых экспериментальных измерений на уже существующие наборы ПФР, таким образом, такие исследования могут проводиться вне сотрудничества с группами, которые производят наборы ПФР. С другой стороны, такие методы имеют ряд ограничений. В частности, они могут потерпеть неудачу, если влияние новых данных слишком велико, и, кроме того, они не в состоянии учесть влияние методологических изменений, таких как параметризация ПФР, или изменений в теоретических расчетах. Таким образом, они представляют собой важное дополнение к набору инструментов для проведения глобального анализа КХД, но при их использовании и интерпретации результатов следует соблюдать осторожность.

Для набора ПФР в формате собственных векторов матрицы Гесса так называемый метод профайлинга предоставляет метод приближительной ко-

личественной оценки воздействия нового экспериментального измерения. Этот метод основан на минимизации оценки χ^2 , которая сравнивает теоретические предсказания, полученные с заданным входным набором ПФР, с новыми экспериментальными измерениями. Эта оценка учитывает как экспериментальные неопределенности от новых данных, так и эффекты от вариаций ПФР набора и определяется следующим образом:

$$\chi^2(\beta_{\text{exp}}, \beta_{\text{th}}) = \sum_{i=1}^{N_{\text{data}}} \frac{(\sigma_i^{\text{exp}} + \sum_j \Gamma_{ij}^{\text{exp}} \beta_{j,\text{exp}} - \sigma_i^{\text{th}} - \sum_k \Gamma_{ik}^{\text{th}} \beta_{k,\text{th}})^2}{\Delta_i^2}, \quad (1.38)$$

где $\beta_{j,\text{exp}}$ — мешающие параметры, соответствующие набору полностью коррелированных экспериментальных систематических погрешностей измерений, $\beta_{k,\text{th}}$ — мешающие параметры, соответствующие собственным векторам набора ПФР, Δ_i — общая экспериментальная некоррелированная погрешность, а N_{data} — количество точек данных измерения, которые добавляются в ПФР подгонку. Наконец, в матрицы Γ_{ij}^{exp} и Γ_{ik}^{th} кодируется влияние соответствующих мешающих параметров на экспериментальные измерения и на теоретические предсказания.

После минимизации χ^2 соответствующие значения теоретических мешающих параметров, обозначаемых $\beta_{k,\text{th}}^{\text{min}}$, могут быть интерпретированы как мешающие параметры ПФР набора после профайлинга. Стоит так же отметить, что в целом процедура профайлинга изменяет как центральное значение, так и общую погрешность ПФР.

Глава 2

Экспериментальная установка

В этой главе описывается экспериментальная установка, с использованием данных с которой было проведено исследование. В разделе 2.1 описывается ускорительная установка — Большой адронный коллайдер. В разделе 2.2 рассказывается о устройстве и работе детектора ATLAS.

2.1 Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер (БАК) на сегодняшний день является самым большим и самым мощным ускорителем частиц. Схема его устройства представлена на рисунке 2.1.1. Сам ускоритель является синхротроном, разгоняющий протоны, либо тяжелые ионы по кольцу длиной 26.7 км. В отличие от своего предшественника — большого электрон-позитронного коллайдера (LEP), БАК имеет более низкие энергетические потери на синхротронное излучение. Благодаря этому при разгоне частиц можно достичь более высоких энергий. При проектировании коллайдер был рассчитан на столкновение протонов с энергией 14 ТэВ и на столкновение ядер свинца с энергией 10 ТэВ в системе центра масс. Столкновение разогнанных частиц происходит в четырех точках вокруг БАК. Два эксперимента, построенных для общего поиска широкого спектра физических процессов, это ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) и CMS (Compact Muon Solenoid). Эксперимент LHCb (LHC beauty) предназначен для изучения нарушения CP во взаи-

модействиях с участием b — адронов. Эксперимент ALICE (A Large Ion Collider Experiment) предназначен для изучения кварк-глюонной плазмы. Три других небольших эксперимента, TOTEM (Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC), MoEDAL (Monopole and Exotics Detector at the LHC) и LHCf (LHC forward), играют более специфическую роль. Места проведения основных экспериментов вокруг кольца показаны на рисунке 2.1.1. Более 10 000 ученых из более чем 100 стран

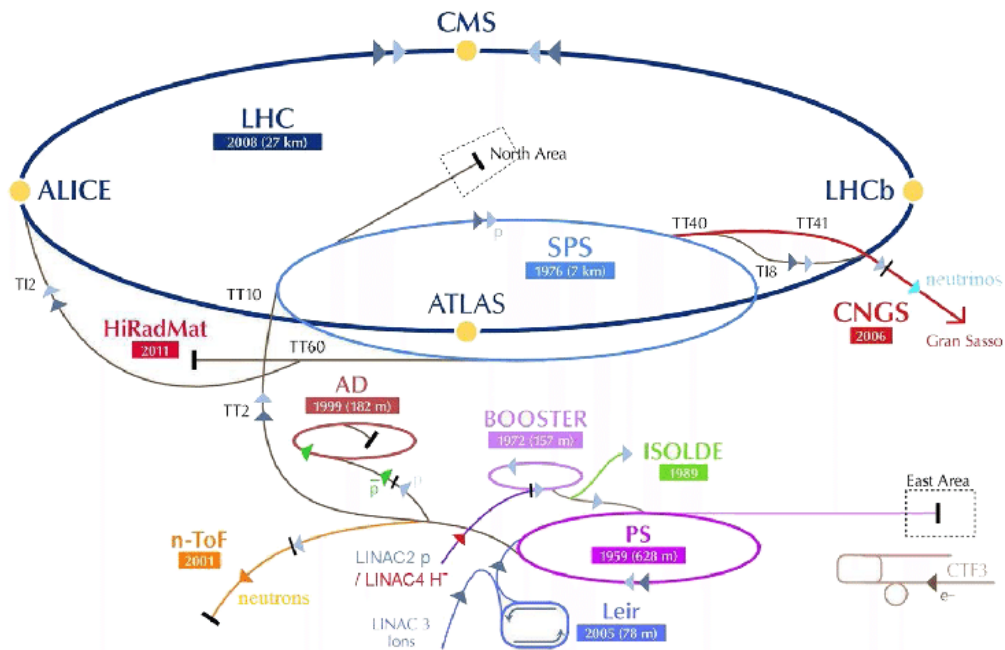


Рисунок 2.1.1 – Схема ускорительного комплекса ЦЕРН

вовлечены в проектирование и постройку БАК и проводимые на нем эксперименты. Ускоритель БАК был построен в туннеле, ранее занимаемом LEP. Строительство БАК продолжалось с 1998 по 2008 год. При проектировании коллайдера был рассчитан на столкновение протонов с энергией 14 ТэВ и на столкновение ядер свинца с энергией 10 ТэВ в системе центра масс.

Разгон протонных пучков протонов энергии до энергии, которую они имеют на момент столкновения происходит в несколько этапов. Протоны постепенно ускоряются комбинацией линейного и кольцевого коллайдеров и передаются от одного к другому по линиям передачи (ТТ). Протоны, ускоряемые БАК, получают путем отделения электронов от атомов водорода, содержащихся в баллоне с водородом H_2 . После отделения протонов они ускоряются радиочастотными квадрупольями до энергии 750 КэВ на пучок. Затем линейный ускоритель, называемый LINAC2, разгоняет протоны

до энергии 50 МэВ. Затем протоны направляются в кольцевой ускоритель, называемый PS Booster (PSB), который увеличивает энергию пучка до 1.4 ГэВ за 530 мс. PSB также разделяет протоны на дискретные пакеты, называемые сгустками. Протоны ускоряются до 25 ГэВ за 1025 мс с помощью протонного синхротрона (PS). PS также дополнительно уменьшает размер сгустков, используя радиочастотные импульсы. PS также предоставляет протоны для других экспериментов, таких как ALPHA (Antihydrogen Laser Physics Apparatus), который изучает свойства антиводорода, или nTOF (neutron time-of-flight facility), которая изучает взаимодействия нейтронов с ядрами. После PS протоны попадают в SPS (Super Proton Synchrotron), где они ускоряются до 450 ГэВ. SPS вводит пучки протонов в БАК по часовой стрелке и против часовой стрелки в двух отдельных ионопроводах. Частицы с несколько меньшим импульсом ускоряются радиочастотными резонаторами. Таким образом, частицы колеблются вокруг идеальной траектории частицы, образуя плотные сгустки.

Частицы совершают гармоничные колебания, когда они движутся вокруг БАК. Размер и качество пучка характеризуются эмиттансом (англ., emittance) ε , который представляет собой ширину пучка. Меньшее значение коэффициента ε означает, что частицы ограничены меньшим пространством и имеют более высокие импульсы. Амплитудная функция, обозначаемая β , также используется для характеристики качества пучка и зависит от конфигурации магнитов. Она определяется как: $\beta = \pi\sigma^2/\varepsilon$, где σ - размер поперечного сечения пучка. Меньшие значения β соответствуют более узкому и сжатому пучку. Амплитудная функция в точке взаимодействия обозначается как β^* [64]. Используя эмиттанс и амплитудную функцию, можно определить количество столкновений, производимых на см^2 каждую секунду. Эта величина, называемая светимостью, определяется как:

$$L = \frac{f_{\text{rev}} n_1 n_2 N_1 N_2 \gamma F}{4\pi\varepsilon\beta^*}, \quad (2.1)$$

где n_i — количество сгустков в пучке i , N — число протонов в каждом сгустке, f_{rev} — частота вращения протонных пучков, γ — Лоренц фактор и F — геометрический коэффициент уменьшения светимости, который характеризует потерю светимости из-за угла пересечения в точке взаимодей-

ствия. Формула 2.1 описывает мгновенную светимость. Интегральная светимость может быть получена путем интегрирования по времени работы БАК $\mathcal{L} = \int L dt$. Интегральная светимости задается в единицах обратных барнов (б), где один барн равен 10^{-28} м².

Поскольку типичный протонный сгусток содержит $1.6 \cdot 10^{11}$ протонов, при каждом столкновении может взаимодействовать более двух протонов. Число взаимодействий при столкновении определяется как:

$$\mu = \frac{L\sigma_{inel}}{nf_{fev}}, \quad (2.2)$$

где σ_{inel} – сечение неупругого протон-протонного взаимодействия.

Режим работы БАК состоит из нескольких сеансов (RUN), между которыми производится усовершенствование аппаратуры и детекторов, благодаря чему при каждой новой сессии запуска БАК увеличивается энергия столкновения частиц и светимость коллайдера. Во время каждого сеанса работы БАК детекторы набирают данные. До 2021 года на БАКе было 2 сеанса. Первый сеанс набора данных длился с конца 2009 года по 2012 год с энергией столкновения пучков 7 ТэВ и 8 ТэВ. За время первого сеанса наборо-

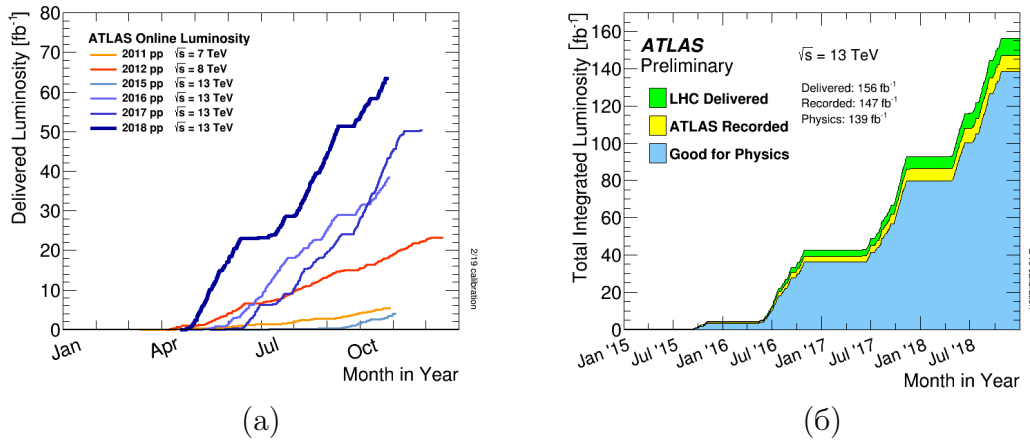


Рисунок 2.1.2 – Интегральная светимость набранная экспериментом ATLAS. Слева показана светимость набранная во время первого сеанса работы (а) в 2011 (оранжевый), в 2012 (красным) и во время второго сеанса работы в 2015-2018 (синий) Справа приведена светимость, набранная во время второго сеанса работы (б) в 2015 - 2018 годах, где указана светимость представленная ускорителем (зеленый), светимость событий непосредственно записанных детектором (жёлтый) и данные с светимостью, сертифицированные как данные хорошего качества (синий) во время стабильных пучков в протон-протонных столкновениях

ра данных была набрана статистика с интегральной светимостью 30 fb^{-1} . Второй сеанс набора данных продолжался с 2015 года по 2018 год, энергия столкновения составляла 13 ТэВ. За второй сеанс работы БАК была набрана статистика с интегральной светимостью 139 fb^{-1} . В настоящее время на БАК происходит 3 режим набора данных с энергией протон-протонных столкновений 13.6 ТэВ, планируемая интегральная светимость составляет 450 fb^{-1} . После завершения 3 режима планируется модернизация БАК и экспериментальных установок для проведения протон-протонных столкновений с энергией 13.6–14 ТэВ и с светимостью в 5–7.5 раз больше.

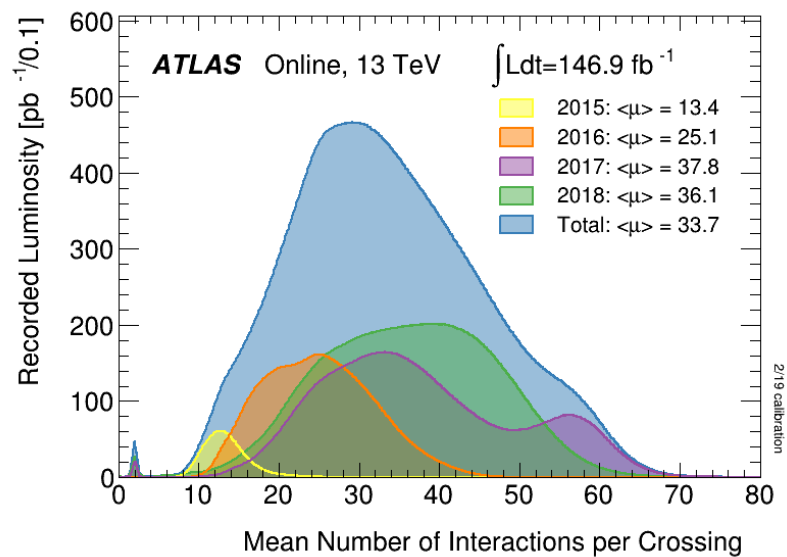


Рисунок 2.1.3 – На рисунке показана набранная светимость на эксперименте ATLAS в зависимости от количества взаимодействий при столкновении. Маленький пик слева отвечает данным, которые были набраны в режиме с низким средним числом взаимодействий $\langle \mu \rangle$ при столкновении в 2017 и 2018 годах. Среднее значение $\langle \mu \rangle \approx 2$ для данных с низким $\langle \mu \rangle$

В работе были использованы данные, которые были набраны на детекторе ATLAS в 2017 и 2018 году во время специального режима набора данных с интегральной светимостью 335 pb^{-1} и низким средним числом взаимодействий при столкновении $\langle \mu \rangle$ (см. главу 4).

2.2 Детектор ATLAS

ATLAS — один из четырёх основных экспериментов на БАК в Европейской Организации Ядерных исследований CERN в городе Женева (Швейцария). Детектор ATLAS является комплексной детекторной установкой, которая состоит из нескольких типов поддетекторов, расположенных цилиндрическими слоями вокруг оси ионопровода ускорителя, симметрично по отношению к направлению движения встречных пучков частиц и с практически полным покрытием по телесному углу вокруг точки столкновений. Схема детектора с обозначением основных элементов показана на рисунке 2.2.1.

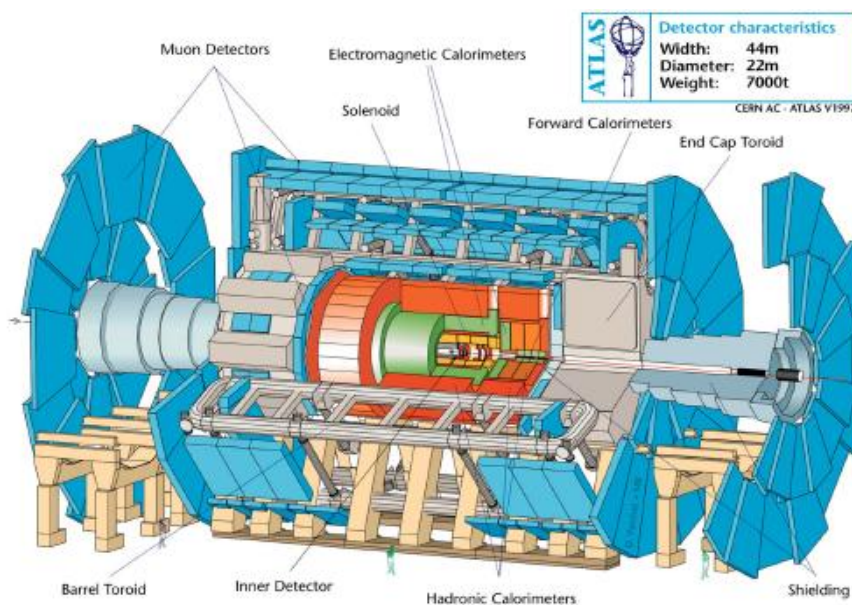


Рисунок 2.2.1 – Детектор ATLAS

2.2.1 Система координат

Для описания экспериментальных данных с эксперимента ATLAS используется прямоугольная правосторонняя система координат, в которой начало отсчета расположено в номинальной точке столкновений в центре детектора. Ось z направлена параллельно направлению пучков в ионопроводе ускорителя. Положительное направление z определяется против часовой стрелки при просмотре БАК сверху. Плоскость $x - y$ перпендикулярна вектору z , причем вектор оси x смотрит в центр БАК, а вектор оси y смотрит вверх. Кроме того, используется и цилиндрическая система координат

(см. рис. 2.2.2), определяемую радиус вектором — r , полярным углом — θ

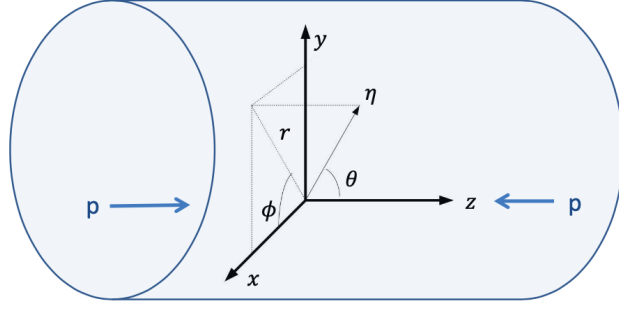


Рисунок 2.2.2 – Система координат, используемая детектором ATLAS. Детектор ATLAS представлен синим цилиндром. Синие стрелки указывают направление сталкивающихся частиц. Направление η расположено под углом θ в плоскости $y - z$

и азимутальным углом — ϕ . Полярный угол θ отсчитывается от положительного направления оси z . Азимутальный угол ϕ отсчитывается вокруг оси пучка относительно положительного направления оси x .

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad (2.3)$$

$$\cos\theta = \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}}, \quad (2.4)$$

$$\cos\phi = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}. \quad (2.5)$$

Исходя из определения цилиндрической системы координат можно определить кинематические переменные в поперечной плоскости $x - y$. Тогда вектор поперечного импульса, его модуль и поперечная энергия равны:

$$\vec{p}_T = (p_x, p_y), \quad (2.6)$$

$$p_T = |\vec{p}| \sin\theta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad (2.7)$$

$$E_T = E \sin\theta = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}. \quad (2.8)$$

Детектор ATLAS не производит регистрацию нейтрино напрямую. События, имеющие нейтрино в конечном состоянии проявляют недостаток энергии в поперечной плоскости E_T^{miss} . Исходя из того, что в поперечной плоскости до протон-протонного столкновения энергия равна нулю, то вектор потерянной энергии может быть вычислен как отрицательная сумма век-

торов поперечного импульса:

$$\vec{E}_T^{\text{miss}} = - \left(\sum_{i \in e, \mu} \vec{p}_T + \sum_{i \in \gamma} \vec{p}_T + \sum_{i \in \tau} \vec{p}_T + \sum_{i \in jets} \vec{p}_T + \sum_{i \in SF} \vec{p}_T \right), \quad (2.9)$$

где e — электроны, μ — мюоны, γ — фотоны, τ — тау лептоны, распадающиеся на адроны, jets — адронные струи, а SF — это реконструируемый сигнал из детектора, который не ассоциируется ни с одним из объектов, описанных ранее.

Для системы их двух частиц в конечном состоянии может быть определена инвариантная масса и поперечная масса системы:

$$m_{ab} = \sqrt{(E_a + E_b)^2 - (\vec{p}_a + \vec{p}_b)^2}, \quad (2.10)$$

$$m_T^{ab} = \sqrt{(E_T^a + E_T^b)^2 - (\vec{p}_T^a + \vec{p}_T^b)^2}. \quad (2.11)$$

В ультрарелятивистском приближении ($E \gg m$) данные формулы можно записать в следующем виде:

$$m_{ab} = \sqrt{2E_a E_b (1 - \cos \alpha)}, \quad (2.12)$$

$$m_T^{ab} = \sqrt{2E_T^a E_T^b (1 - \cos \Delta \phi_{ab})}, \quad (2.13)$$

где α — угол между направлениями вылета частиц a и b , а $\Delta \phi_{ab} = \phi_a - \phi_b$. С помощью псевдобыстротно-азимутального угла выражается угловое расстояние между частицами и треками

$$\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}. \quad (2.14)$$

Часто используется переменная быстрота:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}, \quad (2.15)$$

которая переходит в псевдобыстроту в ультрарелятивистском приближении:

$$\eta = - \ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (2.16)$$

Псевдобыстрота зависит только от полярного угла θ . Значение $\eta = 0$ соответствует поперечной плоскости $x - y$, а $\eta = \pm\infty$ направлению пучка.

2.2.2 Внутренний детектор

Внутренний детектор состоит из трех компонентов (см. рис. 2.2.4), которые цилиндрически расположены вокруг ионопровода. Он находится в магнитном поле силой 2 Тл, создаваемое соленоидом, расположенным между трековой системой и калориметром. Треки заряженных частиц

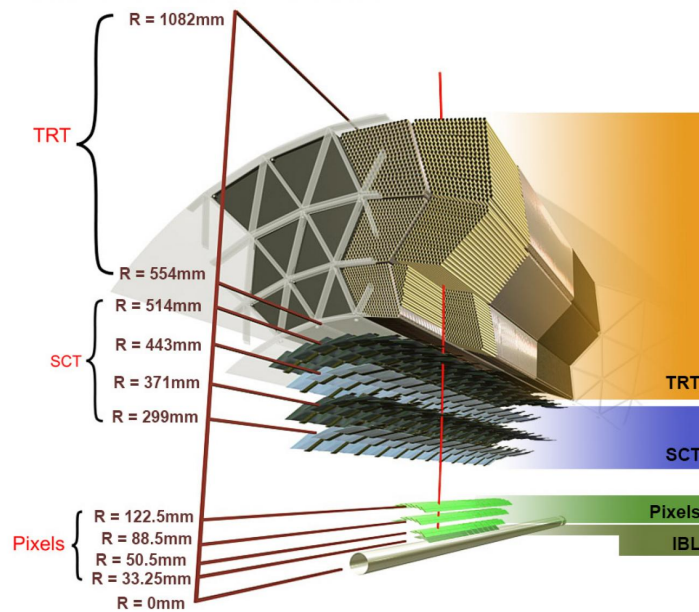


Рисунок 2.2.3 – Схематический вид внутреннего детектора

изгибаются из-за действия на них силы Лоренца. Величина искривления трека частицы используется для реконструкции электрического заряда и импульса частиц. Ближе всего к ионопроводу расположен пиксельный детектор (англ., Pixel). Он состоит из множества кремниевых полупроводниковых пикселей (в общей сложности около 80 миллионов) с минимальным размером $50 \times 400 \text{ мкм}^2$, расположенных на трех слоях барреля и трех дисках на каждой торцевой части. Ионизация, вызванная прохождением электрически заряженных частиц, приводит к образованию электронно-дырочных пар. Измеряя электрический сигнал, можно измерить местоположение ионизации и, следовательно, заряженных частиц. Таким образом, возможна точная реконструкция трека с разрешением $14 \times 115 \text{ мкм}^2$ вокруг точки взаимодействия. Такое разрешение необходимо из-за высокой

плотности треков. После первого набора данных был добавлен вставляемый В-слой (англ., Insertable B-Layer — IBL), которые используется для улучшения производительности b-тегирования [65]. Он находится ближе к области столкновения чем пиксельный детектор и состоит из множества кремниевых полупроводниковых пикселей размером 50×250 мкм².

Второй частью внутреннего детектора является полупроводниковый трекер (англ., Semi-Conductor Tracker — SCT), который состоит из четырех цилиндрических корпусов и в общей сложности 18 дисков в торцевых частях. Принцип измерения трека очень похож на пиксельный детектор. Но вместо пикселей SCT состоит из микростриповых кремниевых детекторов шириной 80 мкм. В направлении, поперечном стрипам, достигается разрешение 17 мкм.

Последним компонентом внутренней части является детектор переходного излучения (англ., Transition Radiation Tracker — TRT). Основная часть состоит из тонких трубочек диаметром 4 мм, которые содержат в центре позолоченную вольфрамовую проволоку толщиной 0.03 мм. Они заполнены газовой смесью Xe+CO₂+O₂ или Ar+CO₂+O₂. Проходящие заряженные частицы ионизируют газ, и образующиеся электроны образуют электромагнитный ливень, создающий сигнал на проволочке. Путем измерения сигнала определяется положение частицы. Высокорелятивистские частицы способны испускать переходное излучение, когда они пересекают границу между различными материалами. Поглощение переходного излучения используется в TRT для идентификации электронов с энергиями от 0.5 до 100 ГэВ.

Внутренний детектор предназначен для точного измерения импульсов и координат заряженных частиц, с помощью которых может быть восстановлена первичная и вторичная вершина. Внутренний детектор производит измерение частиц с импульсом $p > 0.5$ ГэВ в области $|\eta| < 2.5$

2.2.3 Калориметры

Калориметрическая система состоит из электромагнитного и адронного калориметров. Её целью является измерение энергии (и направления) электронов, фотонов и струй (т.е. адронов), а также недостающей поперечной энергии. Система сконструирована таким образом, что упомянутые

частицы оставляли там всю свою энергию и поглощались.

Электромагнитный калориметр (англ., The Electromagnetic Calorimeter — ECAL) измеряет накопленную энергию электронов и фотонов. Он состоит из цилиндрической и торцевой части. Цилиндрическая часть покрывает диапазон по псевдобыстроте $|\eta| < 1.475$, а торцевая — $1.375 < |\eta| < 3.2$. В качестве поглотительного материала используется свинец, а в качестве активной среды — жидкий аргон (англ., Liquid Argon — LAr). ECAL состоит из чередующихся слоев поглотителя и слоев, которые предназначены для регистрации потерянной энергии частицы. Электроны теряют свою энергию в результате испускания фотонов (тормозного излучения) в материале поглотителя. Эти фотоны могут образовать электрон-позитронные пары, которые впоследствии снова испускают фотоны. Создается поток частиц, и вся начальная энергия электронов и позитронов измеряется. Извлечение энергии для фотонов происходит аналогичным образом. Частицы внутри ливня ионизируют LAr, а образующиеся электроны и ионы собираются для создания сигнала, пропорционального начальной энергии частиц. Адронный калориметр расположен за ECAL в центральной области

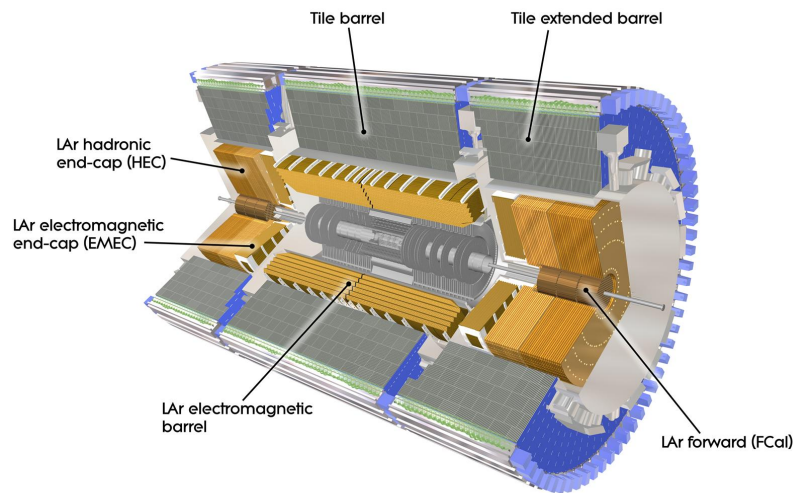


Рисунок 2.2.4 – Схематический вид калориметров

и измеряет энергию адронов. Он состоит из цилиндрической и торцевой частей. Цилиндрическая часть покрывает диапазон быстрот $|\eta| < 1.7$ а торцевая $1.5 < |\eta| < 3.2$. В качестве поглотителя в цилиндрической части используется сталь, а в качестве активной среды — пластинки органического сцинтиллятора. Свечение сцинтиллятора регистрируется с помощью

фотоумножителя. В калориметре в торцевой части в качестве поглощающего материала используется медь, а в качестве активной среды жидкий аргон.

Последней частью калориметрической системы является передний калориметр (англ., Forward Calorimeter), который предназначен для измерения энергии частиц с большими псевдобыстотами $3.1 < |\eta| < 4.9$. В нем так же используется жидкой аргон в качестве активной среды, в то время как медь (вольфрам) является поглощающим материалом в электромагнитном (адронном) компоненте.

2.2.4 Мюонный спектрометр

Мюоны имеют гораздо большую массу, чем электроны, поэтому для них подавлена вероятность излучить тормозное излучение. Следовательно, мюоны оставляют лишь очень малую долю своей энергии в калориметрах и там не останавливаются. Вместе с нейтрино они являются единственными частицами, которые могут проходить через калориметры. Однако, в отличие от нейтрино, их все еще можно измерить с помощью мюонного спектрометра (англ., Muon Spectrometer — MS), благодаря их способности ионизировать газ. Он состоит примерно из 4000 мюонных камер и помещен в магнитное поле, создаваемое системой тороидальных магнитов. Эта система состоит из цилиндрического тороида и двух торцевых тороидов, создающих поле со средней напряженностью 0.5 Тл и 1 Тл. Треки мюонов изгибаются в магнитном поле, и путем измерения величины кривизны их траекторий определяется заряд и импульс. MS состоит из четырех частей (см. рис. 2.2.5): камеры с тонким зазором (англ., Thin Gap Chambers — TGC), камеры с резистивными пластинами (англ., Resistive Plate Chambers — RPC), трубки с контролируемым дрейфом (англ., Monitored Drift Tubes — MDT) и катодные стриповые камеры (англ., Cathode Strip Chambers — CSC). MDT используются в цилиндрической и торцевых частях крышки для измерения траекторий мюонов. Они состоят из нескольких слоев дрейфовых трубок, заполненных смесью Ar-CO₂. Электроны от ионизации, индуцированной проходящими мюонами, дрейфуют к аноду и формируют сигнал. CSC представляют собой многопроволочные пропорциональные камеры, катоды которых разделены на стрипы, которые расположены

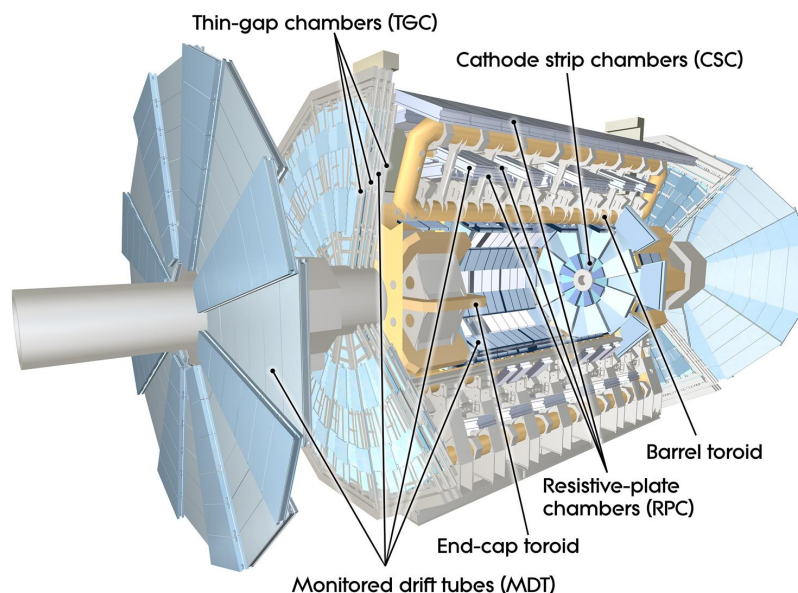


Рисунок 2.2.5 – Схематический вид мюонного спектрометра

перпендикулярно проволочкам. Они расположены на торцевых частях и обеспечивают точные измерения координат мюонов в передней области. RPC и TGC предоставляют информацию для быстрого отслеживания и в основном используются как триггеры (см. разделе 2.2.5). Мюонная система покрывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 2.7$.

2.2.5 Триггерная система

Частота столкновений на БАК очень высока (40 МГц). Кроме того, при каждом столкновении протонных пучков происходит от 1 до 70 протон-протонных взаимодействий при столкновении. Таким образом, записать все данные невозможно. Но в этом даже нет необходимости, потому что большинство событий не представляют интереса для физического анализа. Для выбора интересных событий используется триггерная система, отбирающая интересные события и сокращает объем записываемых данных до приемлемых размеров [66]. Он разделен на два уровня. Триггер уровня 1 использует небольшой объем информации, получаемой от калориметров и мюонного спектрометра, например, для поиска мюонов с высоким поперечным импульсом. Впоследствии создаются области, представляющие интерес. Триггер 1 уровня дает поток данных до 100 кГц. Далее идет система триггеров, основанная на программном обеспечении, где частота записываемых событий дополнительно снижается примерно до 1 кГц.

Глава 3

Методика измерения угловых коэффициентов A_i

3.1 Метод моментов

Метод моментов, описанный в работе [28], применяется для оценки неизвестных параметров распределения на основе свойств его моментов. Суть метода заключается в нахождении числовых параметров теоретического распределения с использованием моментов, которые были получены из выборки. Формула метода моментов выглядит следующим образом:

$$\langle P_i(\cos\theta, \phi) \rangle = \frac{\int P_i(\cos\theta, \phi) d\sigma(\cos\theta, \phi) d\cos\theta d\phi}{\int d\sigma(\cos\theta, \phi) d\cos\theta d\phi} \quad (3.1)$$

Таким образом, используя свойство ортогональности полиномов P_i в формуле дифференциального сечения 1.6, можно получить следующие выражения:

$$\begin{aligned} \langle \frac{1}{2}(1 - 3\cos^2\theta) \rangle &= \frac{3}{20}(A_0 - \frac{2}{3}), & \langle \sin 2\theta \cos \phi \rangle &= \frac{1}{5}A_1, \\ \langle \sin^2\theta \cos 2\phi \rangle &= \frac{1}{10}A_2, & \langle \sin \theta \cos \phi \rangle &= \frac{1}{4}A_3, \\ \langle \cos \theta \rangle &= \frac{1}{4}A_4, & \langle \sin^2\theta \sin 2\phi \rangle &= \frac{1}{5}A_5, \\ \langle \sin 2\theta \sin \phi \rangle &= \frac{1}{5}A_6, & \langle \sin \theta \sin \phi \rangle &= \frac{1}{4}A_7. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Измеряя угловые распределения лептонов в процессах Дрелла-Яна, можно произвести оценку угловых коэффициенты A_i .

3.2 Система покоя Коллинза-Сопера

Так как угловые коэффициенты A_i являются зависимыми от кинематических переменных p_T и y бозона, то их значение зависит от выбора направления оси z в системе покоя бозона. Для изучения процессов Дрелла-Яна часто используется система покоя Коллинза-Сопера[67], которая и будет использована этой в работе. Выбор данной системы координат в данной работе обусловлен тем, что данная система наиболее часто используется в публикациях по аналогичным измерениям. Тем самым, выбор такой системы координат обусловлен необходимостью сравнения результатов измерения данной работы с аналогичными измерениями. Система

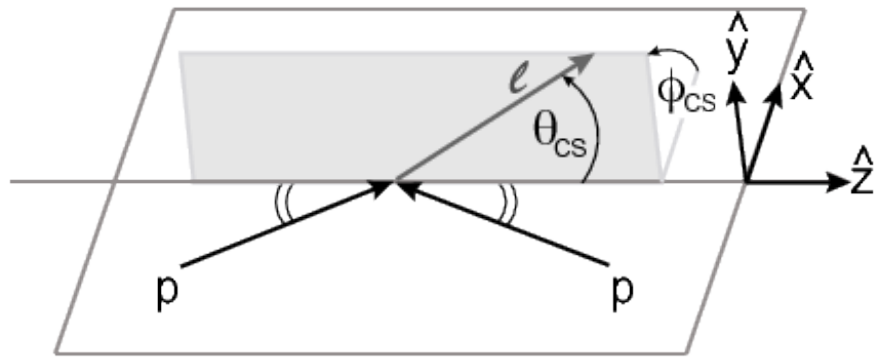


Рисунок 3.2.1 – Иллюстрация системы покоя Коллинза-Сопера. Система покоя представляет из себя систему покоя W -бозона, в которой ось z направлена вдоль направления W -бозона. Ось z делит пополам угол между импульсами двух протонов. Ось y перпендикулярна плоскости, в которой находятся импульсы протонов. Ось x ортогональна плоскости $y - z$. Углы определяются следующим образом: θ_{CS} — угол между одним из лептонов и осью z , а ϕ_{CS} — угол между плоскостью $x - z$ и плоскостью лептона

покоя Коллинза-Сопера определяется как система покоя промежуточного бозона. Если значение поперечного импульса W -бозона больше нуля, то направления родительских протонов не будет является коллинеарными в

системе покоя бозона. Ось z определяется в системе покоя бозона таким образом, что она делит пополам углом между импульсом одного из протонов и обратным импульсом второго. Направление оси z выбирается по направлению лептона. Для завершения построения системы координат ось определяют как вектор нормали к плоскости, охватываемой двумя входящими импульсами протонов в системе покоя бозона, а ось x выбирается таким образом, чтобы завершить построение декартовой правосторонней системы координат. Полярный θ^{CS} и азимутальный ϕ^{CS} углы отсчитываются относительно одного из лептонов, который был образован в результате распада промежуточного бозона. В случае нулевого поперечного импульса пары лептонов направление оси y является произвольным. В данной работе ориентация азимутального угла ϕ^{CS} определяется таким образом, чтобы значения коэффициентов A_3 и A_4 были положительными.

Для процесса $Z \rightarrow l^+l^-$ косинус полярного угла $\cos\theta^{\text{CS}}$ может быть получен непосредственно через импульсы лептонов.

$$\cos\theta^{\text{CS}} = \frac{p(l^+l^-)}{\|p(l^+l^-)\|} \frac{2(P_1^+ P_2^- - P_1^- P_2^+)}{m(l^+l^-) \sqrt{(m^2(l^+l^-) + p_T^2(l^+l^-))}}, \quad (3.3)$$

$$P_i^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_i \pm p_{z,i}),$$

переменные E_i и $p_{z,i}$ — энергия и продольный импульс лептона ($i = 1$) и антилептона ($i = 2$), а $p(l^+l^-)$ продольный импульс лептонной пары, соответственно. Для лептонного распада W -бозона в работе используется такое же определение системы координат. Полярный θ^{CS} и азимутальный ϕ^{CS} углы определяют ориентацию заряженного лептона.

3.3 Метод максимального правдоподобия

Для получения коэффициентов A_i в работе используется метод максимального правдоподобия. Суть метода заключается в построении функции правдоподобия и нахождении такого значения оценки на параметр, при котором значение функции правдоподобия принимает максимальное значение. Для построения функции правдоподобия задается набор интересных параметров, каждому из которых соответствует шаблонное распре-

деление. В данной работе шаблонные распределения определяются гармоническими полиномами в формуле 1.6. Помимо прочего, вводится еще один параметр, который является общим для всех шаблонных распределений и соответствует неполяризованному дифференциальному сечению. Измерение коэффициентов A_i производится в трехмерном пространстве трех кинематических переменных $(\cos\theta_{CS}^{\text{Reco}}, \phi_{CS}^{\text{Reco}}, p_T^{\text{Reco},l\nu})$ или $(\cos\theta_{CS}^{\text{Reco}}, \phi_{CS}^{\text{Reco}}, y^{\text{Reco},l\nu})$, каждая из которых разбита на интервалы. В работе синус полярного угла $\sin\theta_{CS}^{\text{Reco}}$ и азимутальный угол ϕ_{CS}^{Reco} разбиты на 8 интервалов, поперечный импульс $p_T^{\text{Reco},l\nu}$ на 10 а быстрота $y^{\text{Reco},l\nu}$ на 7.

Во время регистрации частиц происходит искажение угловых распределений, так как полное фазовое пространство является, по сути, недопустимым из-за ограничений на область, где детектируются частицы, а также из-за эффективности регистрации детектора. Таким образом, измеренные угловые распределения лептонов уже не будут описываться заданной формулой 1.6, а также не будет выполняться ортогональность полиномов в методе моментов (см. раздел 3.1). Поэтому необходимо построить набор таких шаблонных распределений для измерений, чтобы учесть искажения в угловых распределениях, вносимых неполнотой фазового пространства детектора и его эффективностью. Для построения таких шаблонов необходимо совершить преобразование из полного фазового пространства на генераторном уровне в реконструированное пространство. Под генераторным фазовым пространством подразумевается пространство, в котором не учтено неполное покрытие регистрации частиц и эффективность детектора.

Введем набор наблюдаемых величин в полном фазовом пространстве на генераторном уровне за t . Набор наблюдаемых величин t может быть описан с помощью функции плотности вероятности $f(t)$. Тогда набор реконструированных случайных величин можно обозначит как r , а соответствующую им функцию плотности вероятности как $g(r)$. Таким образом, связь функций плотности вероятности $g(r)$ и $f(t)$ может быть представлена в виде:

$$g(r) = \int f(t)p(r|t)dt, \quad (3.4)$$

где $p(r|t)$ условная вероятность наблюдать реконструированные значения r при заданных наблюдаемых t в генераторном пространстве. Таким же

образом можно связать между собой полиномы в генераторном и реконструированном пространстве. Обозначим набор наблюдаемых величин в генераторном фазовом пространстве как $t = \{\cos\theta_{\text{CS}}^{\text{Truth}}, \phi_{\text{CS}}^{\text{Truth}}, p_T^{\text{Truth}, \nu}\}$, а набор реконструированных величин $r = \{\cos\theta_{\text{CS}}^{\text{Reco}}, \phi_{\text{CS}}^{\text{Reco}}, p_T^{\text{Reco}, \nu}\}$. Тогда полиномы реконструированного пространства могут быть выражены через полиномы в полном фазовом пространстве на генераторном уровне следующим образом:

$$P_{ij}(r|p_T^{\text{Truth}, \nu} \in (\Delta p_T^{\text{Truth}, \nu})_j) = \int_{(\Delta p_T^{\text{Truth}, \nu})_j} \int_{\cos\theta_{\text{CS}}^{\text{Truth}}} \int_{\phi_{\text{CS}}^{\text{Truth}}} P_i(\cos\theta_{\text{CS}}^{\text{Truth}}, \phi_{\text{CS}}^{\text{Truth}}) p(r|t) dt \quad (3.5)$$

где индекс i определяет номер полинома, а j номер интервала разбиения поперечного импульса $p_T^{\text{Truth}, \nu}$.

Функция плотности вероятности в полном фазовом пространстве на генераторном уровне может быть представлена в виде:

$$f_j(\cos\theta_{\text{CS}}^{\text{Truth}}, \phi_{\text{CS}}^{\text{Truth}}) = \sigma_j \left\{ P_8(\cos\theta_{\text{CS}}^{\text{Truth}}, \phi_{\text{CS}}^{\text{Truth}}) + \sum_{i=0}^8 A_{ij}^{\text{ref}} P_i(\cos\theta_{\text{CS}}^{\text{Truth}}, \phi_{\text{CS}}^{\text{Truth}}) \right\}, \quad (3.6)$$

где набор референсных угловых коэффициентов A_i^{ref} для сигнальных событий вычисляется с помощью метода моментов (см. раздел 3.1) в генераторном фазовом пространстве, σ_j соответствует неполяризованному дифференциальному сечению, интегрированному по $\cos\theta_{\text{CS}}^{\text{Truth}}$ и $\phi_{\text{CS}}^{\text{Truth}}$. Условная вероятность $p(r|t)$ может быть получена из Монте-Карло симуляций следующим образом:

$$p^{\text{MC}}(r|t) = \frac{w^{\text{evt}}(r, t)}{f_j(\cos\theta_{\text{CS}}^{\text{Truth}}, \phi_{\text{CS}}^{\text{Truth}})}, \quad (3.7)$$

где за $w^{\text{evt}}(r, t)$ обозначено произведение всех коррекционных весов, применяемых к данному событию. Если события Монте-Карло стимуляций распределены согласно формуле разложения сечения по полиномам 1.6, то сумма функций $p^{\text{MC}}(r|t)$ по всем событиям будет давать единицу. Таким образом, можно представить набор шаблонных распределений T_{ij} , измеряемых в каждом интервале (m, k, l) переменных $(\cos\theta_{\text{CS}}^{\text{Reco}}, \phi_{\text{CS}}^{\text{Reco}}, p_T^{\text{Reco}, \nu})$ как

сумму по всем событиям в измеряемом интервале переменной $p_T^{\text{Truth},l\nu}$:

$$T_{ij}^{mkl} = \sum_{\text{evt} \in \Delta_{jmkl}} P_i(\cos\theta_{\text{CS}}^{\text{Truth}}, \phi_{\text{CS}}^{\text{Truth}}) \frac{w^{\text{evt}}(r, t)}{f_j(\cos\theta_{\text{CS}}^{\text{Truth}}, \phi_{\text{CS}}^{\text{Truth}})}, \quad (3.8)$$

$$\Delta_{jmkl} = (\Delta p_T^{\text{Truth},l\nu})_j, (\Delta \cos\theta_{\text{CS}}^{\text{Reco}})_m, (\Delta \phi_{\text{CS}}^{\text{Reco}})_k, (\Delta p_T^{\text{Reco},l\nu})_l,$$

Таким образом, все измерения проводятся в реконструированном пространстве. Важно отметить, что используя такой подход, погрешности для угловых коэффициентов остаются Пуассоновскими.

Помимо шаблонных распределений, которые соответствуют сигнальным процессам, необходимо учесть вклад фоновых шаблонных распределений в функции правдоподобия. Вклад фоновых электромагнитных процессов обозначим как $T_{\text{EW}}^n(\cos\theta_{\text{CS}}^{\text{Reco}}, \phi_{\text{CS}}^{\text{Reco}}, p_T^{\text{Reco},l\nu})$.

Таким образом, число ожидаемых событий в трехмерном интервале $n = (m, k, l)$ реконструированных переменных $(\cos\theta_{\text{CS}}^{\text{Reco}}, \Delta\phi_{\text{CS}}^{\text{Reco}}, p_T^{\text{Reco},l\nu})$, где $m, k = 0, \dots, 7, l = 0, \dots, 9$, с учетом сигнальных и фоновых шаблонов может быть выражено как:

$$N_{\text{exp}}^n = \sum_j^{N_{p_T}^{\text{bins}}} \sigma_i [T_{8,j}^n + \sum_{i=0}^7 A_{ij} T_{ij}^n] + T_{\text{EW}}^n + T_{\text{QCD}}^n, \quad (3.9)$$

где за $T_{8,j}^n$ обозначается вклад от полинома $P_8 = 1 + \cos^2\theta$ формулы 1.6, который, в свою очередь, связан с неполяризованным сечением.

Функция правдоподобия определяется стандартным способом в виде произведения распределения Пуассона для каждого измеряемого интервала n :

$$\mathcal{L}(A, \sigma, \theta | N) = \prod_n^{\text{bins}} \text{Pois}(N_{\text{obs}}^n | N_{\text{exp}}^n(A_{ij}, \sigma_j)) \prod_k^{\text{NPs}} G(\theta_k), \quad (3.10)$$

где за N_{obs}^n обозначено наблюдаемое число событий в экспериментальных данных, а функция $G(\theta_k)$ учитывает систематические погрешности, которые задаются как мешающие параметры θ_k . Для переменной $y^{\text{Reco},l\nu}$ процедура задания шаблонных распределений и функция правдоподобия задается аналогичным образом.

Глава 4

Использованные данные

Экспериментальные данные, используемые в работе, были записаны на детекторе ATLAS в 2017 и 2018 году во время режима набора данных с интегральной светимостью 335 пб^{-1} и с низким значением $\langle \mu \rangle$ (см. раздел 2), в столкновении протон-протонных пучков с суммарной энергией 13 ТэВ. При использовании данных с низким $\langle \mu \rangle$ увеличивается эффективность регистрации частиц, снижается количество КХД фона, который не полностью может быть сгенерирован Монте-Карло генераторами. Помимо прочего, использование данных с низким значением $\langle \mu \rangle$ для процессов Дрелла-Яна с участием промежуточного W -бозона является особенно важным, так как это позволяет лучше изолировать поперечную потерянную энергию E_T^{miss} , которая ассоциируется с нейтрино.

Смоделированные данные, используемые в работе, были получены методом Монте-Карло с помощью генераторов Powheg[68] и Sherpa[69] и прошли всю цепочку реконструкций, на условии реальных протон-протонных столкновений эксперимента ATLAS режима с низким $\langle \mu \rangle$.

Для получения погрешности для определенного набора ПФР использовалась библиотека LHAPDF. Для работы с библиотекой LHAPDF необходимо добавить новые переменные в набор Монте-Карло данных. В ходе работы был получен полный набор данных Монте-Карло сигнальных событий с новыми переменными, которые необходимы для перевзвешивания.

Каждому процессу соответствует свой уникальный номер. Список Монте-Карло данных, использованных в работе, приведен в таблице 4.0.1

Для сравнения Монте-Карло и реальных данных выполнена нормировка на светимость. Для более точного согласия с распределениями из

Таблица 4.0.1 – Список каналов, использованных в генераторе Монте-Карло при моделировании данных с низким значением $\langle\mu\rangle$

Процесс	Номер	Генератор	Сечение [пб]
$W^+ \rightarrow e\nu$	361100	PowhegPythia8EvtGen	11610.0
$W^+ \rightarrow \mu\nu$	361101	PowhegPythia8EvtGen	11610.0
$W^+ \rightarrow \tau\nu$	361102	PowhegPythia8EvtGen	11610.0
$W^- \rightarrow e\nu$	361103	PowhegPythia8EvtGen	8630.0
$W^- \rightarrow \mu\nu$	361104	PowhegPythia8EvtGen	8630.0
$W^- \rightarrow \tau\nu$	361105	PowhegPythia8EvtGen	8630.0
$Z \rightarrow ee$	361106	PowhegPythia8EvtGen	1910.0
$Z \rightarrow \mu\mu$	361107	PowhegPythia8EvtGen	1910.0
$Z \rightarrow \tau\tau$	361108	PowhegPythia8EvtGen	1910.0
Diboson	363356	Sherpa_221_PDF30	15.56
Diboson	363358	Sherpa_221_PDF30	3.433
Diboson	363359	Sherpa_221_PDF30	24.72
Diboson	363360	Sherpa_221_PDF30	24.72
Diboson	363489	Sherpa_221_PDF30	11.42
Diboson	364250	Sherpa_221_PDF30	1.252
Diboson	364253	Sherpa_221_PDF30	4.583
Diboson	364254	Sherpa_221_PDF30	12.50
Diboson	364255	Sherpa_221_PDF30	3.235
Top	410013	PhPy8EG_P2012	35.82
Top	410014	PhPy8EG_P2012	33.99
Top	410470	PhPy8EG	831.8
Top	410642	PhPy8EG	36.99
Top	410643	PhPy8EG	22.17
Top	410644	PowhegPythia8EvtGen	2.027
Top	410645	PowhegPythia8EvtGen	1.268

данных использованы коррекционные коэффициенты, которые учитывают неточности в моделирование Монте-Карло и геометрию детектора. Коэффициенты коррекции, использованные в работе предоставляются Combined Performance (CP) Groups эксперимента ATLAS [70].

Для проведения измерений угловых коэффициентов A_i в работе используется методика, описанная в главе 3. Для применения данной методики измерения необходимо использовать набор Монте-Карло симуляции в двух различных фазовых пространствах. Одним из них является генераторное фазовое пространство. Вторым является реконструированное фазовое пространство, в котором в отличие от генераторного учтена эффективность детектора, а также неполное покрытие по углам при регистрации частиц. Для измерения угловых поляризационных коэффициентов в данной работе используется лептонный канал распада $W^- \rightarrow e^- \nu$.

4.1 Критерии на отбор событий

Для проведения измерений угловых коэффициентов A_i в реконструированном фазовом пространстве были применены критерии на отбор событий. Критерий на отбор событий включает в себя ограничение на поперечный импульс p_T заряженного лептона больше 25 ГэВ. Данный от-

Таблица 4.1.1 – Критерии отбора событий

p_T	$> 25\text{ГэВ}$
$ d_{0\text{sig}} $	< 5
$\Delta Z * \sin\Theta$	< 0.5
$ \eta $	$< 2.47, \text{ без } 1.37-1.52$
$\text{ptvarcone20}/p_T$	< 0.1
$\text{topoetcone20}/p_T$	< 0.05
Число лептонов	1

бор проводится для подавления большого количества КХД фона, который расположен преимущественно в мягкой части спектра. Критерий на отбор событий включает в себя ограничение по псевдобыстроте $|\eta| < 2.47$ и $1.37 < |\eta| < 1.52$. Данные ограничения связаны с неполным покрытием детектором ATLAS диапазона по псевдобыстроте. Для улучшения выделения

лептонов от других, например, не интересующих нас частиц или струй, к лептонам применяется отбор на изоляцию. Трековая изоляция рассчитывается как сумма поперечных импульсов всех треков в конусе размера $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$, кроме трека самого лептона, и делится на импульс лептона. Трековая изоляция характеризует активность вокруг трека в трековом детекторе. Для фоновых частиц активность вокруг трека выше. В работе используется трековая изоляция в конусе $\Delta R = 0.2$, меньше 0.1. Калориметрическая изоляция рассчитывается как сумма поперечной энергии в конусе ΔR , кроме поперечной энергии самого лептона, деленная на импульс лептона. Калориметрическая изоляция характеризует активность в калориметре. Для фоновых частиц активность в калориметре вокруг трека выше. Была использована калориметрическая изоляция в конусе $\Delta R = 0.2$, меньше 0.05. Также применяется критерии на качество трека частицы $|d_{0sig}| < 5$ и $\Delta Z \cdot \sin\theta < 0.5$, которые характеризуют близость трека частицы к первичной вершине.

Было выполнено сравнение кинематических распределений лептонов для экспериментальных и Монте-Карло данных (см. рисунок 4.1.1 и см. рисунок 4.1.2). По распределениям на рисунках 4.1.1 и 4.1.2 видно, что наибольший вклад в распределения вносит сигнальный процесс распада W -бозона в электрон 68%. Помимо сигнального процесса присутствуют фоновые электромагнитные и КХД процессы. Наибольший вклад в фоновые события 18.5% вносит КХД фон. Также большой вклад в фоновые события 6.58% вносит процесс распада Z -бозона в электрон-позитронную пару. Вклад Z -бозона в фоновые процессы происходит из-за того, что иногда один из лептонов не удается зарегистрировать. Это происходит из-за попадания лептона, например, в пространство, не покрытое детектирующими системами $1.37 < \eta < 1.52$. Поэтому в конечном состоянии может быть зарегистрирован только один лептон от распада Z -бозона. В таком случае, распад Z -бозона имеет похожую сигнатуру с лептонным распадом W -бозона. Процессы распадов W -бозона в лептоны другого поклонения, также вносят вклад в итоговые распределения 2.09%. На представленных отношениях в кинематических распределениях (см. рисунок 4.1.1 и 4.1.2) отчетливо видно отклонение смоделированных Монте-Карло данных от экспериментальных данных до 10% в мягкой части поперечного импульса заряженного лептона

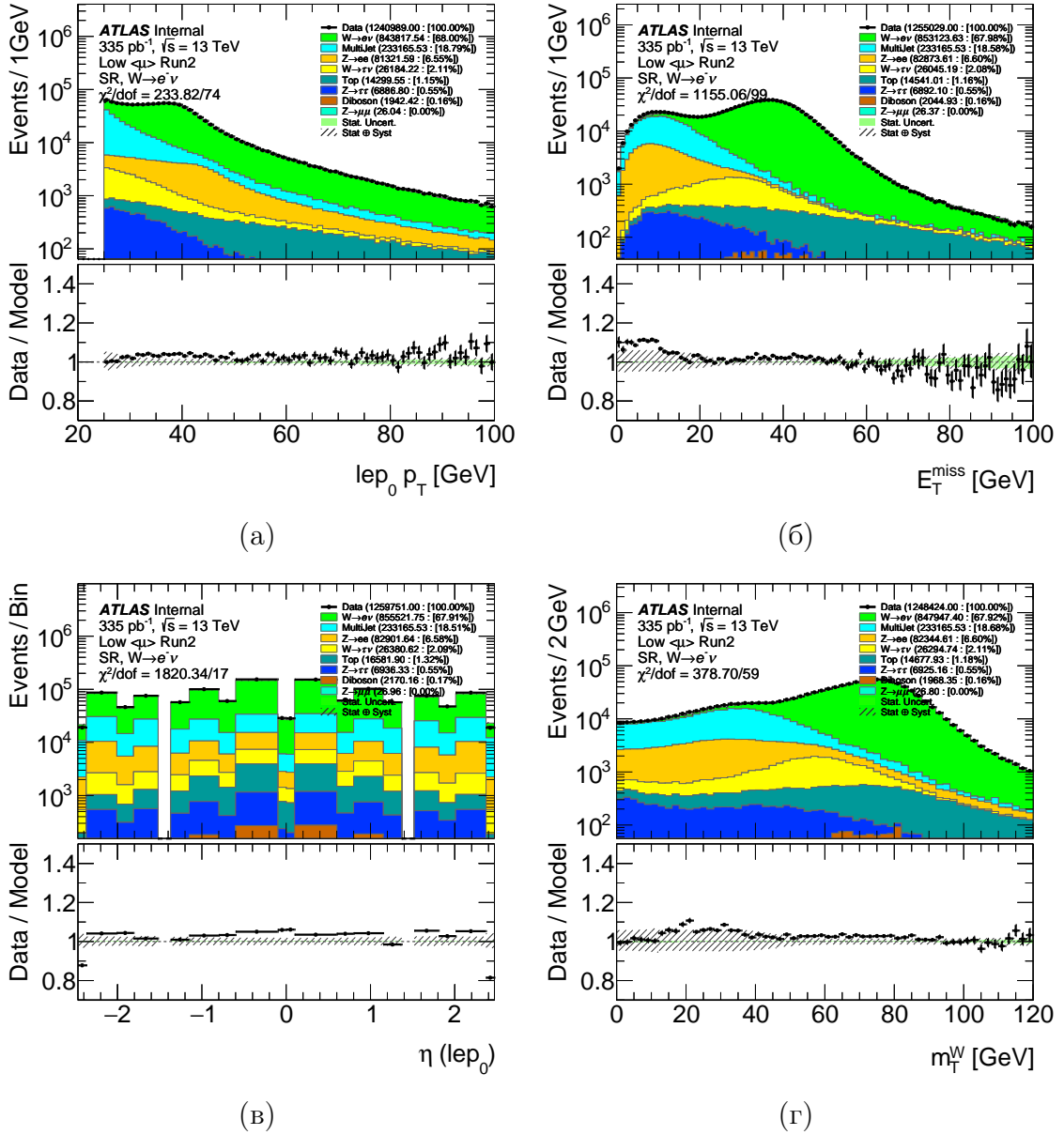


Рисунок 4.1.1 – Сравнение реальных и Монте-Карло данных сигнального региона для переменных: поперечный импульс заряженного лептона (а), потерянной энергии (б), псевдобыстроты заряженного лептона (в), поперечной массы (г)

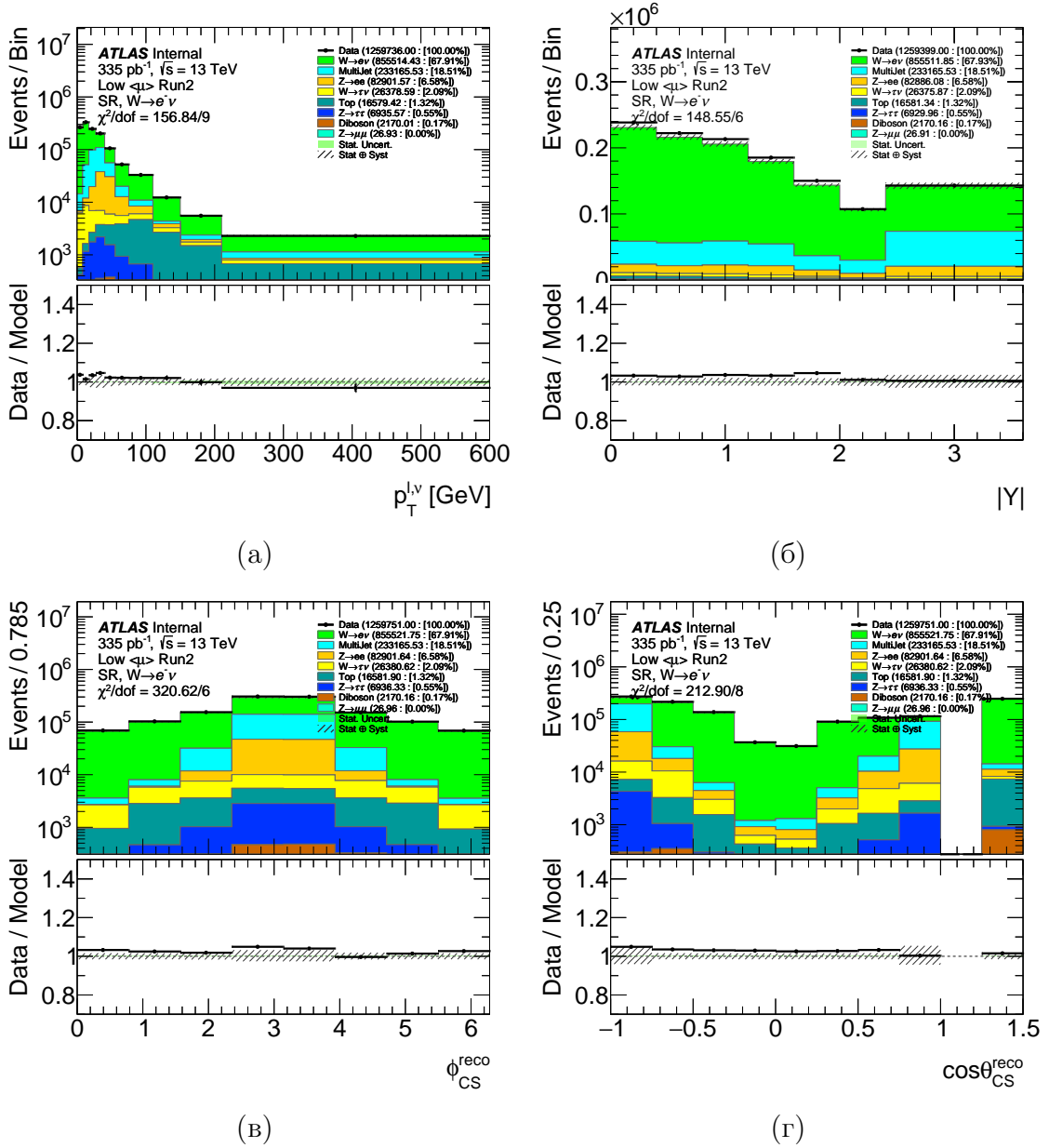


Рисунок 4.1.2 – Сравнение реальных и Монте-Карло данных региона для переменных: поперечный импульс W -бозона (а), быстрота W -бозона (б), азимутальный угол лептона в системе покоя Коллинза-Сопера (в), синус полярного угла лептона в системе покоя Коллинза-Сопера (г)

p_T (см. рисунок 4.1.1а), потерянной энергии E_T^{miss} (см. рисунок 4.1.1б). Важно отметить, что на представленных рисунках учтена не полная систематическая погрешность. Не учтена, например, систематическая погрешность, связанная с адронной отдачей.

4.2 Оценка КХД фона

Подавление вклада КХД фона в сигнальном регионе достигается за счет отбора изолированных лептонов и ограничений на поперечный импульс заряженного лептона $p_T > 25$ ГэВ. Из-за трудностей в точном моделировании процессов, связанных с вкладом КХД, в W -бозонных измерениях используют метод оценки фона из данных [71].

Общий принцип оценки КХД фона из данных строится на выборе региона, обогащенного КХД фоном, путем ослабления и инвертирования одного из выделенных отборов лептонов. Далее определяется несколько КХД шаблонов, разбивающих переменные изоляции лептона для значений превышающих значение используемое в сигнальной области. Далее с использованием шаблонов КХД производится нормировка, с использованием кинематического распределения, с помощью которого можно отделить сигнал от КХД фона. Подгонка параметров выполняется для кинематического распределения в каждом из шаблонов КХД, каждое из которых соответствует определенному срезу по изоляционной переменной. Результатом является график зависимости нормировочного коэффициента от значения изоляционной переменной. Зная эту зависимость можно линейно экстраполировать оценку КХД фона в области сигнального региона. Нормализация вклада КХД фона в области сигнального региона вычисляется путем подгонки шаблонов по трем кинематическим распределениям: p_T , E_T^{miss} , m_T . Так как измерение угловых поляризационных коэффициентов A_i производится в угловых распределениях, то в дополнении к перечисленным кинематическим переменным, используется переменная $|\Delta\phi(l, E_T^{miss})|$.

КХД фон был посчитан анализ группой [72] и предоставлен в мою работу для проведения измерения поляризационных коэффициентов A_i

Глава 5

Измерение угловых коэффициентов

Для измерения коэффициентов A_i , как было описано в разделе 3, используется метод минимизации функции правдоподобия, которая задается с помощью шаблонных распределений. При измерении использовались данные описанные в главе 4. В работе производится оценка зависимости угловых коэффициентов A_i и их погрешностей в зависимости от диапазона переменной поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ и быстроты $|y^{l\nu}|$ W -бозона.

Первоначально измерение необходимо провести в статусе слепого анализа, поэтому вместо экспериментальных данных используются псевдоданные, которые полностью соответствуют Монте-Карло симуляции. Используя данные, которые полностью соответствуют Монте-Карло симуляции можно сделать вывод о том, что полученные значения коэффициентов A_i будут согласоваться с теоретическими предсказаниями в указанном порядке КХД. Псевдоданные используются для проверки работоспособности программного обеспечения, а также для выявления различных проблем, таких как сильно ограниченные мешающие параметры или большие корреляции между параметрами при измерении. Псевдоданные используются для определения того, какие погрешности оказывают наибольшее влияние на интересующие нас параметры при измерении, до того как будут использованы экспериментальные данные. Измерение на псевдоданных позволяют получить статистическую и систематическую схожую с погрешностью от измерения на реальных данных. Поэтому результаты измерения на псев-

доданных могут быть предварительно использованы для предварительной интерпретации (см. главу 6).

5.1 Исследование ПФР погрешностей

Целью анализа по измерению угловых поляризационных коэффициентов в первую очередь является сравнение результатов измерения с теоретическими предсказаниями. Для этих целей, согласно рекомендациям [50] необходимо использовать единичный набор ПФР, а не различные комбинации нескольких наборов. Для оценки ПФР погрешностей был использован набор ПФР СТ10, который был предоставлен группой СТЕQ[47]. Необходимость учета погрешностей ПФР набора возникают из за наличия погрешностей параметров, использованных при проведении глобального анализа КХД (см. раздел 1.6). Так как набор ПФР вычисляется при определенном значении константы сильного взаимодействия α_s , то необходимо также учитывать погрешность, которую имеет константа α_s .

Набор СТ10 включает в себя 26 собственных векторов матрицы Гесса (см. раздел 1.6.6), каждый из которых имеет верхнюю и нижнюю вариацию, набор также содержит элемент отвечающий, центральному значению ПФР для заданного аромата. Всего в наборе содержится 53 элементов. Каждый собственный вектор набора ПФР задается как мешающий параметр в функцию максимального правдоподобия (см. раздел 3.3). Для задания мешающего параметра в функции правдоподобия необходимо иметь шаблоны, которые отвечают его верхней и нижней вариации. Получение таких шаблонов возможно произвести с помощью перевзвешивания Монте-Карло данных. Коэффициент перевзвешивания для процесса первого порядка адрон-адронного взаимодействия из старой ПФР $xf(x; Q^2)$ в новую ПФР $xg(x; Q^2)$ определяется как:

$$w = \frac{x_1 g_{i/B_1}(x_1; Q^2)}{x_1 f_{i/B_1}(x_1; Q^2)} \cdot \frac{x_2 g_{i/B_2}(x_2; Q^2)}{x_2 f_{i/B_2}(x_2; Q^2)}. \quad (5.1)$$

Для получения верхней и нижней вариации погрешности α_s необходимо произвести перевзвешивание на набор со значением $\alpha_s = 0.12$ и $\alpha_s = 0.116$. Группа СТЕQ предоставляет наборы ПФР с погрешностью, соответствующую

щей 90%CL, поэтому для получения погрешности ПФР на уровне 68%CL необходимо применить к весу из формулы 5.1 масштабный коэффициент.

Для перевзвешивания была использована библиотека LHAUPDF6[73]

5.1.1 Результаты

На рисунках 5.1.2 и 5.1.3 продемонстрированы результаты сравнения ПФР, α_s и статистической погрешностей для угловых поляризационных коэффициентов A_i в зависимости от поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ и быстроты $|y^{l\nu}|$. По данным распределениям отчетливо видно, что для всех коэффициентов A_i погрешность ПФР на порядок ниже, а погрешность от α_s на несколько порядков ниже чем статистическая погрешность. Малый вклад погрешности ПФР и α_s является ожидаемым и связан с методикой измерения угловых коэффициентов (см. раздел 3.3), в которой для измерения A_i вводятся нормированные шаблонные распределения в реконструируемом фазовом пространстве. Так как шаблонные распределения являются нормированными на дифференциальное сечение в генераторном пространстве, то погрешности, которые используются в генераторном и в реконструируемом пространстве сокращаются. Для сечения в зависимости $p_T^{l\nu}$ (см. ри-

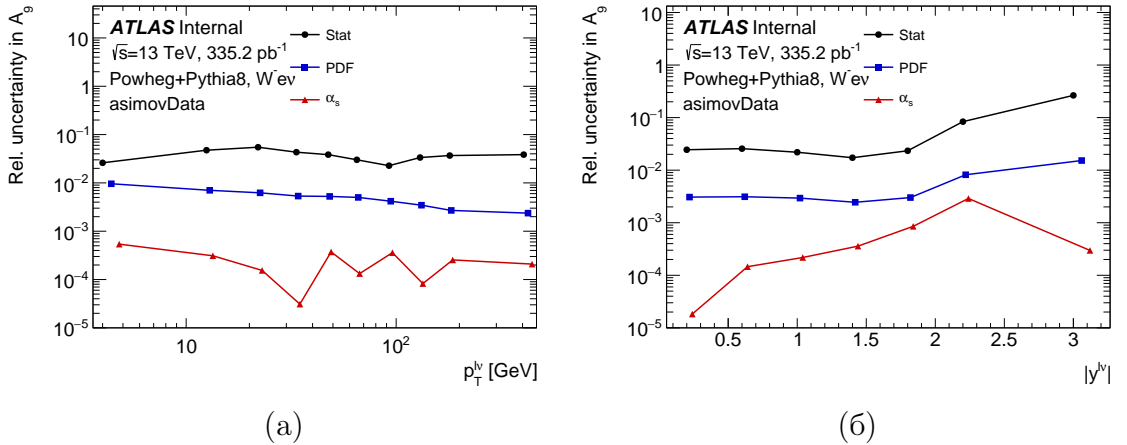


Рисунок 5.1.1 – Результаты сравнения ПФР, α_s и статистической погрешностей для сечения A_9 в зависимости от поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ (а) и быстроты $|y^{l\nu}|$ (б)

сунк 5.1.1а) погрешность ПФР и α_s так же дает малый вклад на всем распределении $p_T^{l\nu}$. Для нормировочного коэффициента в зависимости от $|y^{l\nu}|$ (см. рисунок 5.1.1б) погрешность ПФР и α_s дает малый вклад на всем распределении $|y^{l\nu}|$.

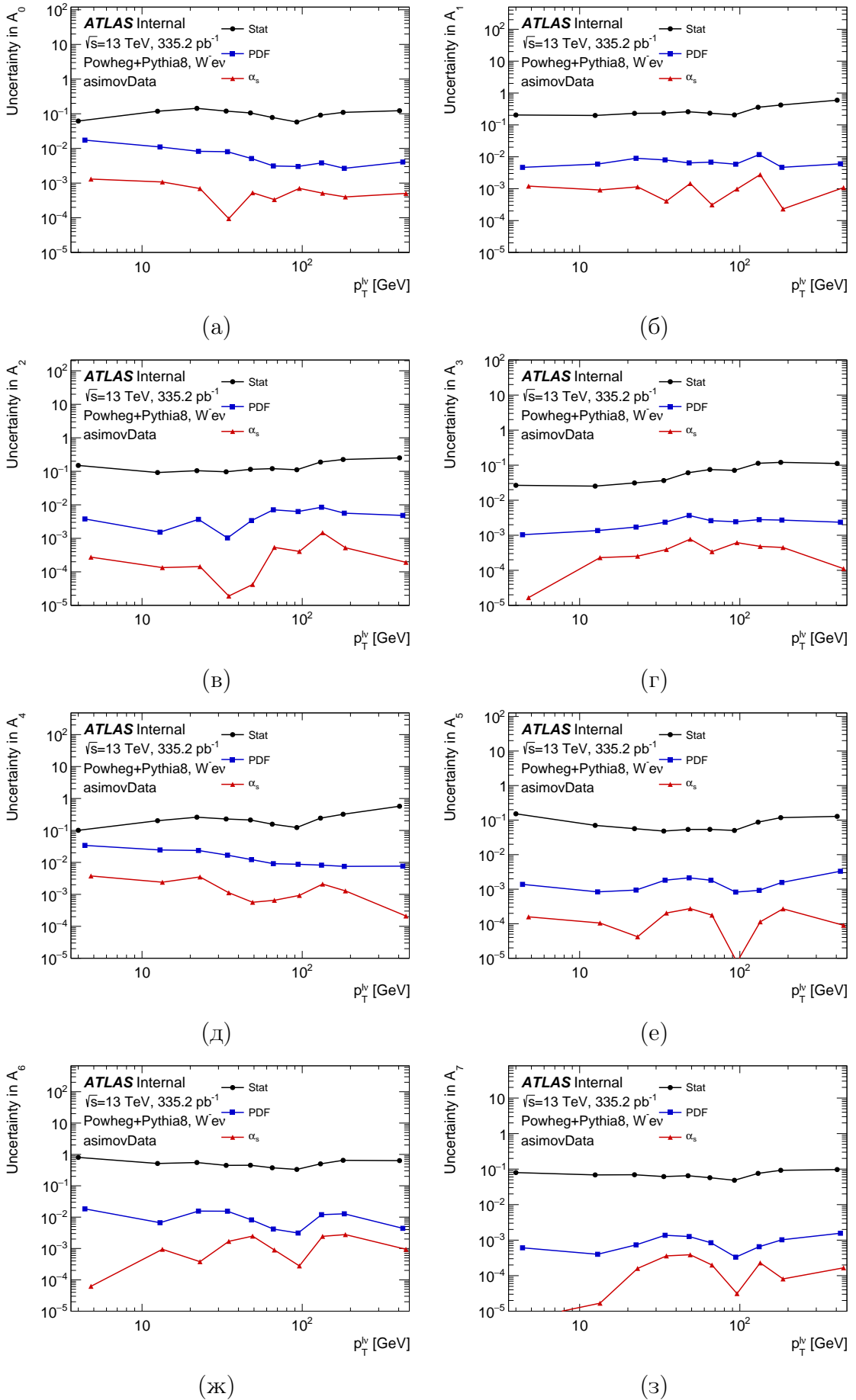


Рисунок 5.1.2 – Результаты сравнения ПФР, α_s и статистической погрешностей для угловых поляризационных коэффициентов $A_0 - A_7$ в зависимости от поперечного импульса p_T^{lv}

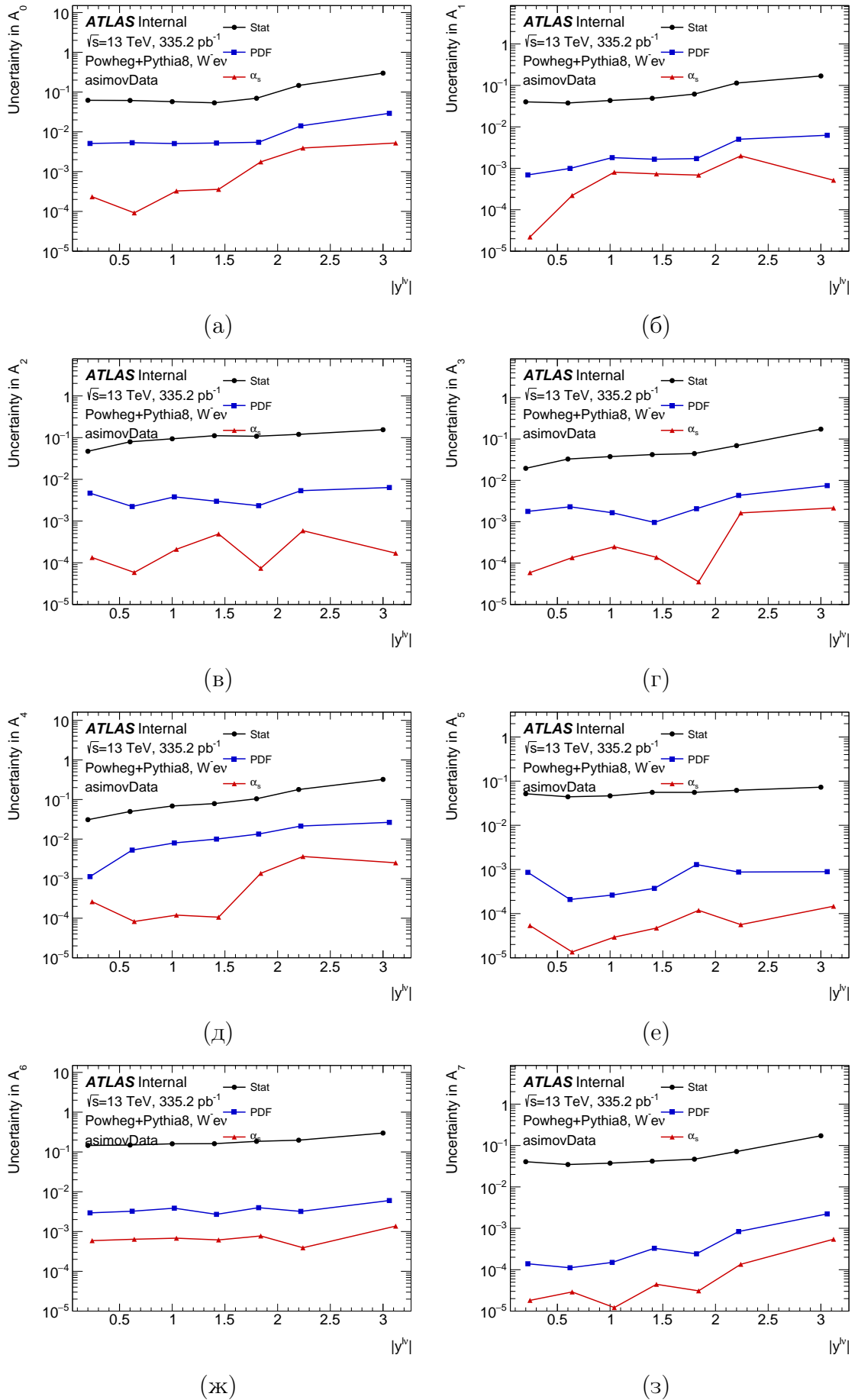


Рисунок 5.1.3 – Результаты сравнения ПФР, α_s и статистической погрешностей для угловых поляризационных коэффициентов $A_0 - A_7$ в зависимости от быстроты y^{ν}

5.2 Оценка систематических погрешностей

При измерении угловых поляризационных коэффициентов необходимо также учесть вклад систематических погрешностей, связанных эффективностью триггера, идентификацией, реконструкцией, а также с изоляцией частиц. Так как данные погрешности связаны с разрешающей способно-

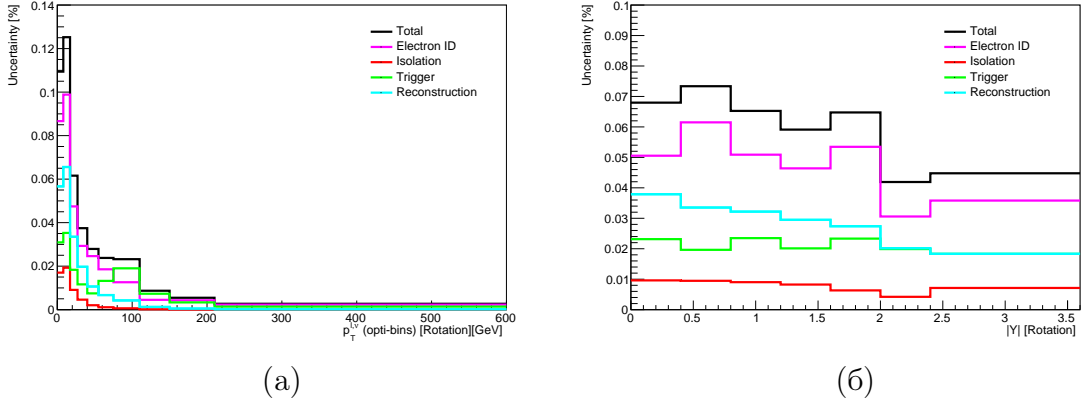


Рисунок 5.2.1 – Значение систематических погрешностей в зависимости от поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ (а) и быстроты $|y^{l\nu}|$ (б)

стью детектора, то их необходимо применять только для распределений в реконструированном пространстве. Предварительным шагом является оценка систематических погрешностей в кинематических распределениях, используемых при измерении угловых поляризационных коэффициентов. На рисунке 5.2.1 представлена зависимость систематических погрешностей от поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ и быстроты $|y^{l\nu}|$. Величина всех погрешностей

Таблица 5.2.1 – Вклад групп систематических погрешностей для $p_T^{l\nu}$ и $|y^{l\nu}|$

Группа погрешности	$p_T^{l\nu}$, %	$ y^{l\nu} $, %
ElIDSys	0.15	0.12
ElIsoSys	0.03	0.02
ElTrigSys	0.06	0.06
ElRecoSys	0.1	0.08
Total	0.19	0.16

уменьшается с ростом $p_T^{l\nu}$ и $|y^{l\nu}|$. Наибольший вклад в полную погрешность вносит погрешность, связанная с эффективностью идентификации элект-

тронов. Для p_T^W она составляет 0.15%, а для $y^{l\nu}$ составляет 0.12%. Наименьший вклад вносит погрешность, связанная с изоляцией частиц. Для $p_T^{l\nu}$ она составляет 0.03%, а для $y^{l\nu}$ составляет 0.02%. Полная систематическая погрешность для $p_T^{l\nu}$ и $|y^{l\nu}|$ составляет 0.19% и 0.16%, соответственно. В таблице 5.2.1 представлены значения систематических погрешностей для $p_T^{l\nu}$ и $|y^{l\nu}|$.

5.3 Измерение угловых коэффициентов

В данном разделе представлены результаты измерения полного набора угловых поляризационных коэффициентов A_i в зависимости от быстроты $y^{l\nu}$ и поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ W -бозона, измеренных на псевдоданных.

На рисунках 5.3.1 и 5.3.2 представлен результат измерения угловых коэффициентов A_i в зависимости от $y^{l\nu}$ с полной погрешностью для элек-

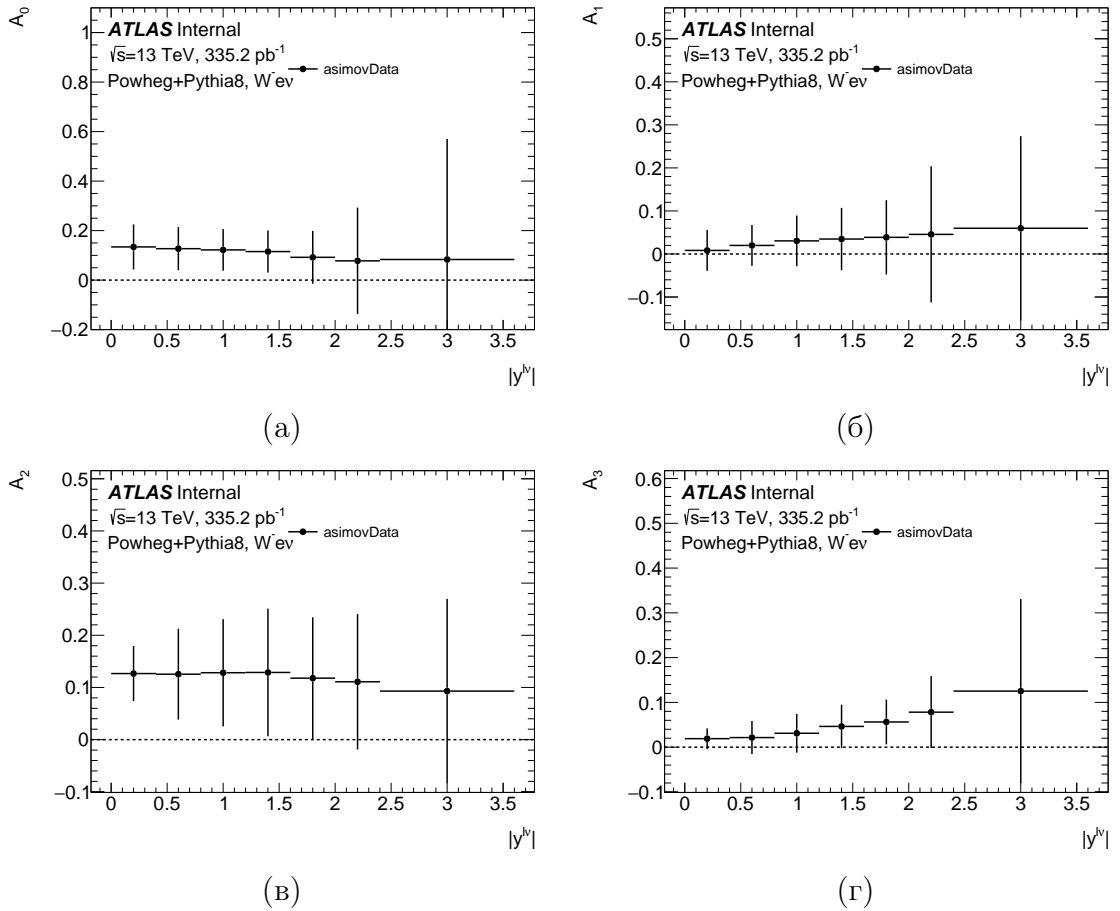


Рисунок 5.3.1 – Результаты измерения угловых коэффициентов $A_0 - A_3$ в зависимости от интервала быстроты $y^{l\nu}$

тронного канала. Как видно из распределений коэффициенты A_1 , A_3 и A_4

растут с увеличением быстроты $y^{l\nu}$, коэффициенты A_0 , A_2 остаются постоянными, а коэффициенты A_5 , A_6 и A_7 почти не отличны от нуля во всех интервалах по быстроте $y^{l\nu}$. При этом, можно заметить, что только коэффициенты A_0 , A_2 и A_4 являются отличными от нуля в пределах погрешности. Наибольший вклад в полную погрешность измерений угловых коэффициентов вносит статистическая погрешность.

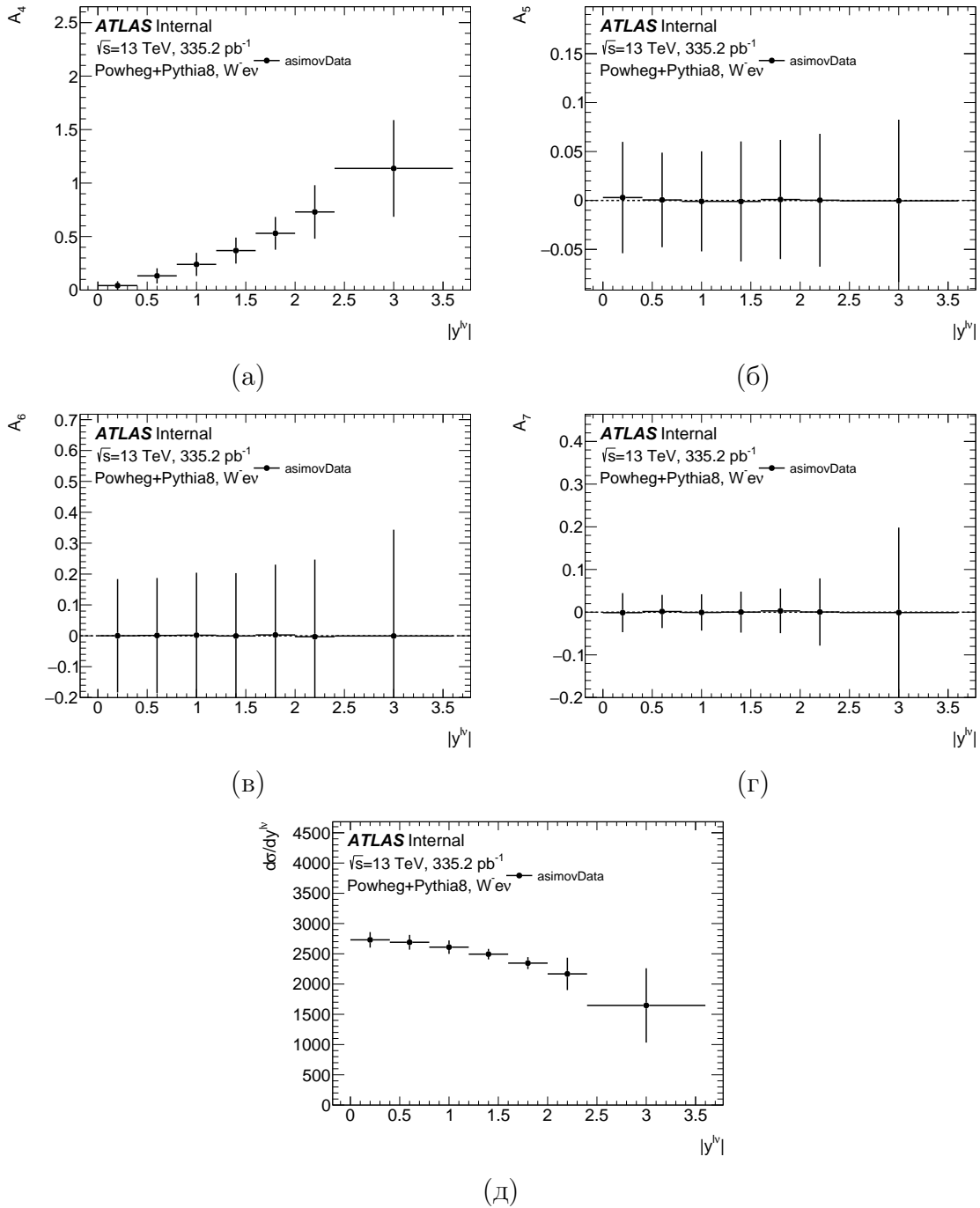


Рисунок 5.3.2 – Результаты измерения угловых коэффициентов $A_4 - A_7$ и сечения A_9 в зависимости от интервала быстроты $y^{l\nu}$

На рисунках 5.3.3 и 5.3.4 представлен результат измерения угловых

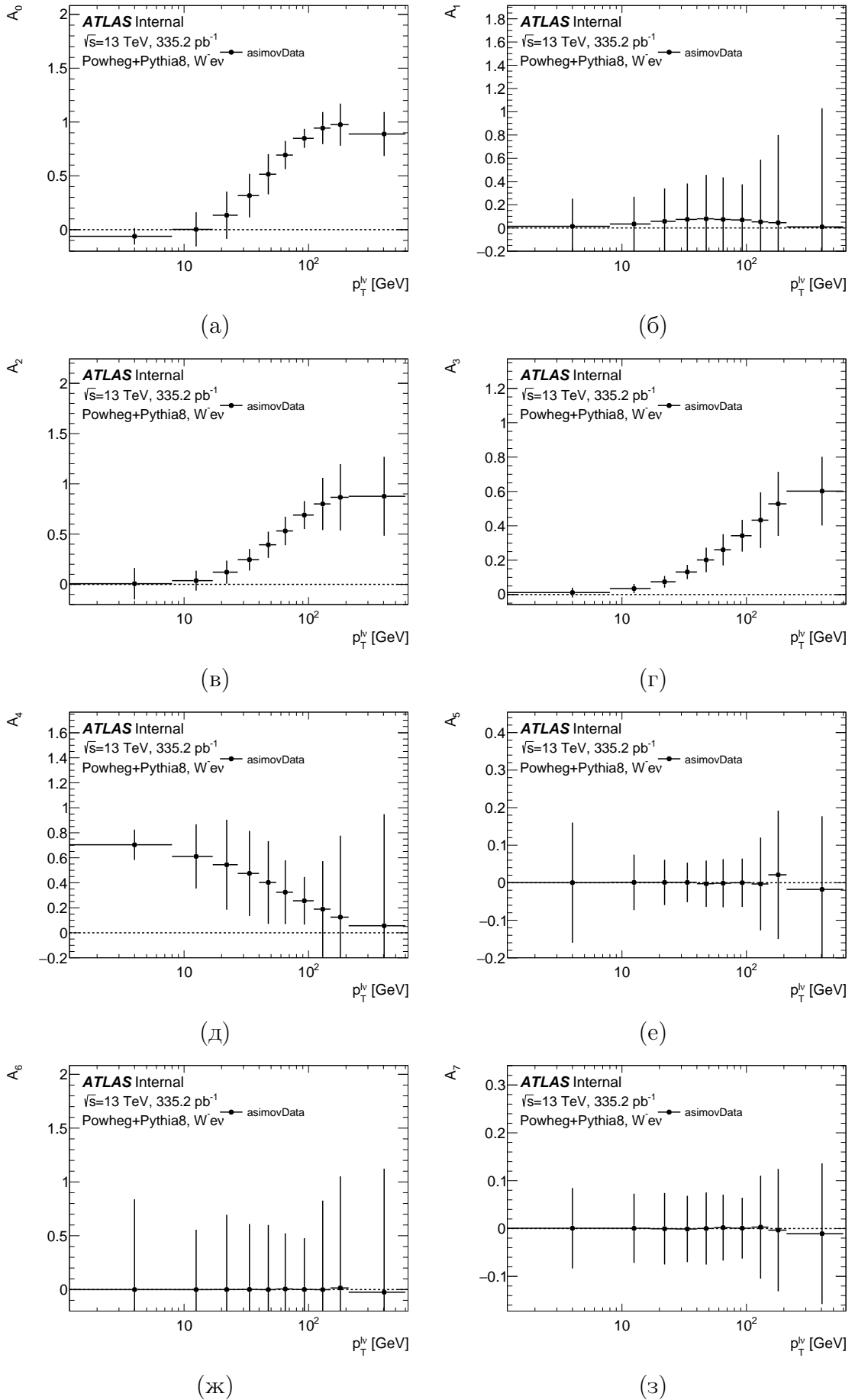
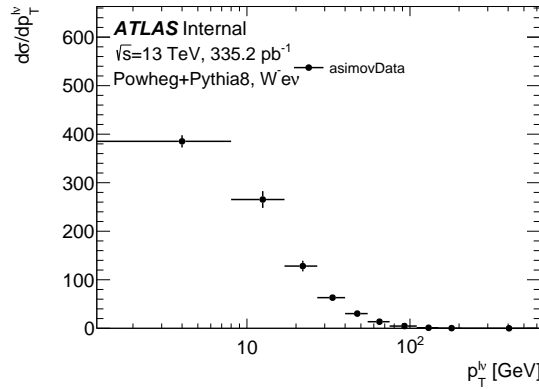


Рисунок 5.3.3 – Результаты измерения угловых коэффициентов $A_0 - A_7$ в зависимости от интервала поперечного импульса W -бозона $p_T^{l\nu}$

коэффициентов A_i в зависимости от поперечного импульса W -бозона $p_T^{l\nu}$ с полной погрешностью для электронного канала. Как видно из распределений все угловые коэффициенты кроме A_4 равны нулю при малых значениях поперечного импульса. Можно заметить, что значение коэффициента A_0 при низких значениях поперечного импульса является отрицательной. Данное отклонение является известной проблемой при использовании генератора Powheg[68]. Также, выполняется ожидаемая зависимость коэффициентов A_0, A_2, A_3, A_4 от поперечного импульса W -бозона $p_T^{l\nu}$. Значение коэффициента A_4 уменьшается с ростом поперечного импульса W -бозона $p_T^{l\nu}$, а значение коэффициентов A_0, A_2, A_3 увеличивается с ростом поперечного импульса W -бозона $p_T^{l\nu}$. Коэффициенты $A_5 - A_7$ и A_1 имеют нулевое значение в пределах погрешности во всем распределении поперечного импульса W -бозона $p_T^{l\nu}$. Причиной данного является невысокая статистическая сила данного анализа (см. главу 4). Дифференциальное сечение A_9 уменьшается с ростом поперечного импульса W -бозона $p_T^{l\nu}$. Как и в случае измерения угловых коэффициентов A_i в зависимости от быстроты W -бозона $y^{l\nu}$, наибольший вклад вносит статистическая погрешность изменения.



(a)

Рисунок 5.3.4 – Результаты измерения сечения A_9 в зависимости от интервала поперечного импульса W -бозона $p_T^{l\nu}$

Как было сказано ранее, измерение коэффициентов A_i производится на псевдоданных, которые соответствуют МК симуляциям. Поэтому представленные центральные значения коэффициентов A_i зависят от набора ПФР, используемого при генерации МК данных, а также от сечения жесткого процесса КХД, посчитанного в определенном порядке КХД.

Наибольший вклад в систематическую погрешность вносит погрешность, связанная с адронной отдачей. Также в полную систематическую погрешность вносит вклад погрешность, возникающая из-за восстановления фона КХД, и погрешность, связанная с фоном от электрослабых процессов и процессов с топ кварком. Погрешность от набора ПФР вносит наименьший вклад.

Угловой коэффициент A_4 и сечение A_9 в зависимости от быстроты $y^{l\nu}$ W -бозона являются чувствительными параметрами для извлечения партонных функций. Поэтому в главе 6 представлен результат влияния углового коэффициента A_4 и сечения A_9 на снижение погрешностей партонных функций для различных современных наборов ПФР.

Глава 6

Интерпретация измерений угловых коэффициентов

В этой главе представлены результаты профайлинга (см. раздел 1.6.7) наборов ПФР CT18, HERAPDF2.0, MSHT20 и NNPDF4.0 с использованием измерений углового коэффициента A_4 и сечения A_9 в зависимости от быстроты $y^{l\nu}$ W -бозона (см. раздел 5.3).

Как уже было сказано ранее, коэффициент A_4 пропорционален асимметрии вылета «вперед-назад» A_{FB} (см. раздел 1.3), которая используется в глобальном анализе КХД для уточнения ПФР[18]. Сечение образцовая W^+ и W^- -бозонов A_9 является также чувствительной переменной для ПФР различных кварковых ароматов (см. раздел 1.6.2).

Для проведения профайлинга было использовано программное обеспечение `xFitter`[74]. Профайлинг набора ПФР проводился как отдельно с использованием A_4 и сечения A_9 так и с использованием их комбинации. Перед проведением профайлинга были подготовлены все необходимые входные данные для `xFitter`, которые включают в себя набор центральных значений и их полной погрешности, матрицы корреляции между систематическими погрешностями для A_4 и сечения A_9 , используемые в формуле 1.38. В случае использования одновременно переменных A_4 и A_9 были также учтены корреляции погрешностей между A_4 и A_9 , так как при проведении измерения данные переменные измеряются одновременно. Для задания теоретических предсказаний и их погрешностей использовалось программное обеспечение `DYTURBO`[75], которое обеспечивает расчет предсказаний на

базе `xFitter` в лидирующем порядке, что является достаточным для проведения первичной оценки ограничения для партонных функций.

Качественное поведение профилированных распределений не меняется при изменении шкалы Q^2 , таким образом, если не указано иное, ниже будут показаны результаты для эталонной шкалы $Q^2 = M_W^2$. На данном этапе работы в профайлинге использовались только экспериментальные измерения A_4 и A_9 для двух каналов $W^+ \rightarrow e^+\nu$ и $W^- \rightarrow e^-\nu$, однако, измерение угловых поляризационных коэффициентов производится и в мюонных каналах, поэтому к набору использованных данных для изменения статистической силы был дополнительно применен масштабный коэффициент 2. Применение масштабных факторов является возможным, так как статистическая погрешность вносит наибольший вклад в полную погрешность измерений A_4 и A_9 , поэтому с применением масштабного фактора можно так же оценить требуемую статистическую выборку для получения желаемого уменьшения погрешности ПФР. Дополнительно был проведен профайлинг с применением масштабного коэффициента `sf=10`. Данное исследование позволяет оценить масштаб ограничения партонных функций для значения статистической выборки в 10 раз больше, т.е. для статистической выборки с интегральной светимостью 3.4 фб^{-1} .

6.1 Оценка возможности применения профайлинга

Перед проведением профайлинга набора ПФР необходимо оценить возможность использования новых экспериментальных измерений в профайлинге. Для этого проводилось сравнение погрешности теоретических предсказаний для различных современных наборов ПФР с полной экспериментальной погрешностью. На рисунке 6.1.1 в нижней части продемонстрирован результат сравнения погрешностей для A_4 и A_9 ($d\sigma/dy^{l\nu}$) в зависимости от быстроты W -бозона $y^{l\nu}$ в $W^- \rightarrow e^-\nu$ канале. Нетрудно заметить, что для A_4 и A_9 полная погрешность измерений больше чем погрешность ПФР для предсказаний, однако, является сравнимой. Наибольшую погрешность ПФР для предсказаний имеет набор CT18, а наименьшую NNPDF4.0. Причина данной разницы связана с тем, что при проведении глобального

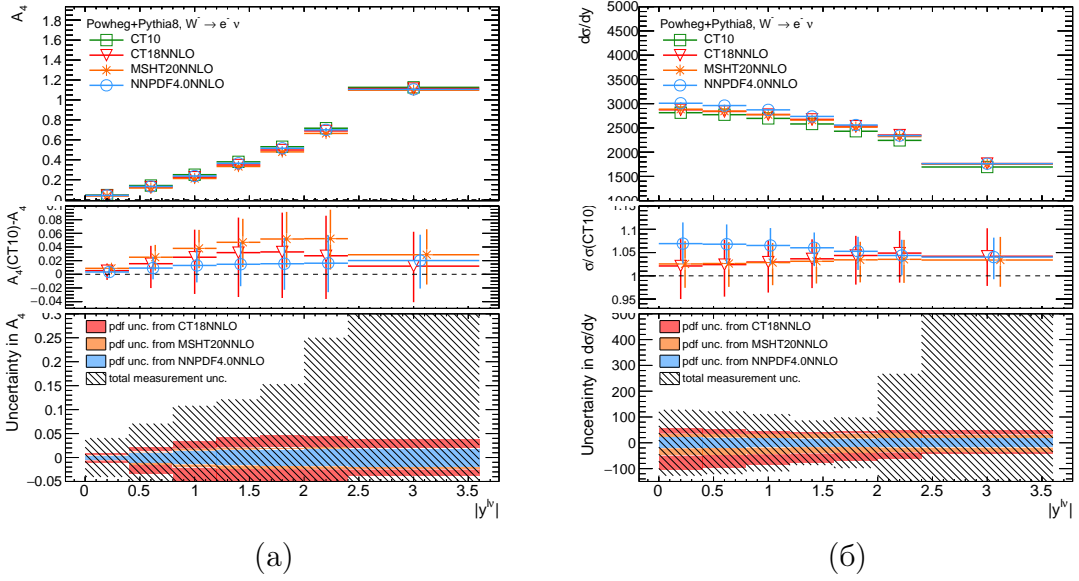


Рисунок 6.1.1 – Сравнение погрешности ПФР наборов CT18, NNPDF4.0, MSHT20 и полной экспериментальной погрешности для углового коэффициента A_4 (а) и A_9 (б) в зависимости от быстроты y^{ν} W -бозона

анализа КХД (см. раздел 1.6) для получения набора NNPDF4.0 были использованы некоторые из последних измерений на БАК.

6.2 Результат профайлинга с A_4

На рисунках 6.2.1 продемонстрирован результат профайлинга с использованием A_4 в профайлинге для набора ПФР CT18. Как можно видеть, использование A_4 в профайлинге снижает погрешность для партонной функции верхнего валентного кварка u_V до 1.5%, для нижнего валентного кварка d_V до 1% в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$. Для нижнего антикварка \bar{d} , верхнего антикварка \bar{u} , суммы морских кварков Σ , отношения странности rs и отношения \bar{d}/\bar{u} использование A_4 уменьшает погрешности меньше чем на 1%. При этом, для отношения странности rs в интервале $[10^{-1}, 1]$ уменьшение погрешности доходит до 5%. Для отношения d_V/u_V в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$ уменьшение погрешности доходит до 1%. Использование A_4 ($sf = 10$) уменьшает погрешности для верхнего валентного кварка u_V и нижнего валентного кварка d_V до 4% в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$, а в интервале $[10^{-2}, 10^{-1}]$ до 1%. Использование A_4 ($sf = 10$) уменьшает погрешность для верхнего антикварка \bar{u} , суммы морских кварков Σ и отношения \bar{d}/\bar{u} в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$ до 1% и до 4% для отношения странности rs .

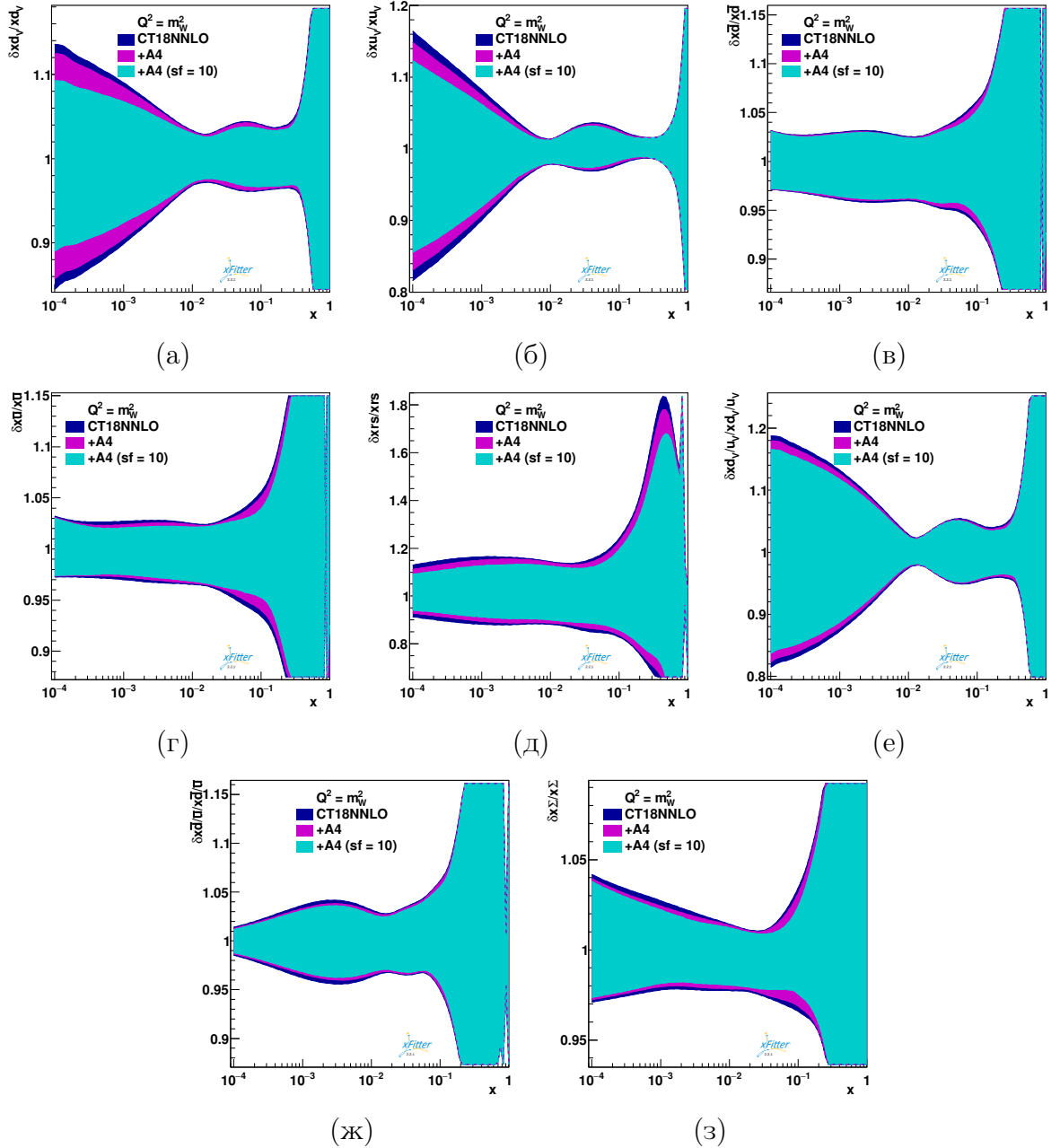


Рисунок 6.2.1 – Сравнение погрешности партонных функций нижнего кварка (а), верхнего кварка (б), нижнего антикварка (в), верхнего антикварка (а), отношения странности (б), отношения нижнего валентного кварка к верхнему валентному кварку (в), отношения нижнего антикварка к верхнему антикварку (г), суммы морских кварков до (синий) и после профайлинга с переменной A_4 (фиолетовый) или A_4 ($sf = 10$) (голубой) для набора ПФР CT18

Для rs в интервале $[10^{-1}, 1]$ уменьшение погрешности доходит до 20%.

На рисунках 6.2.2 продемонстрирован результат профайлинга с использованием A_4 для набора ПФР HERAPDF2.0. Использование A_4 в профайлинге снижает погрешность набора ПФР для нижнего валентного квар-

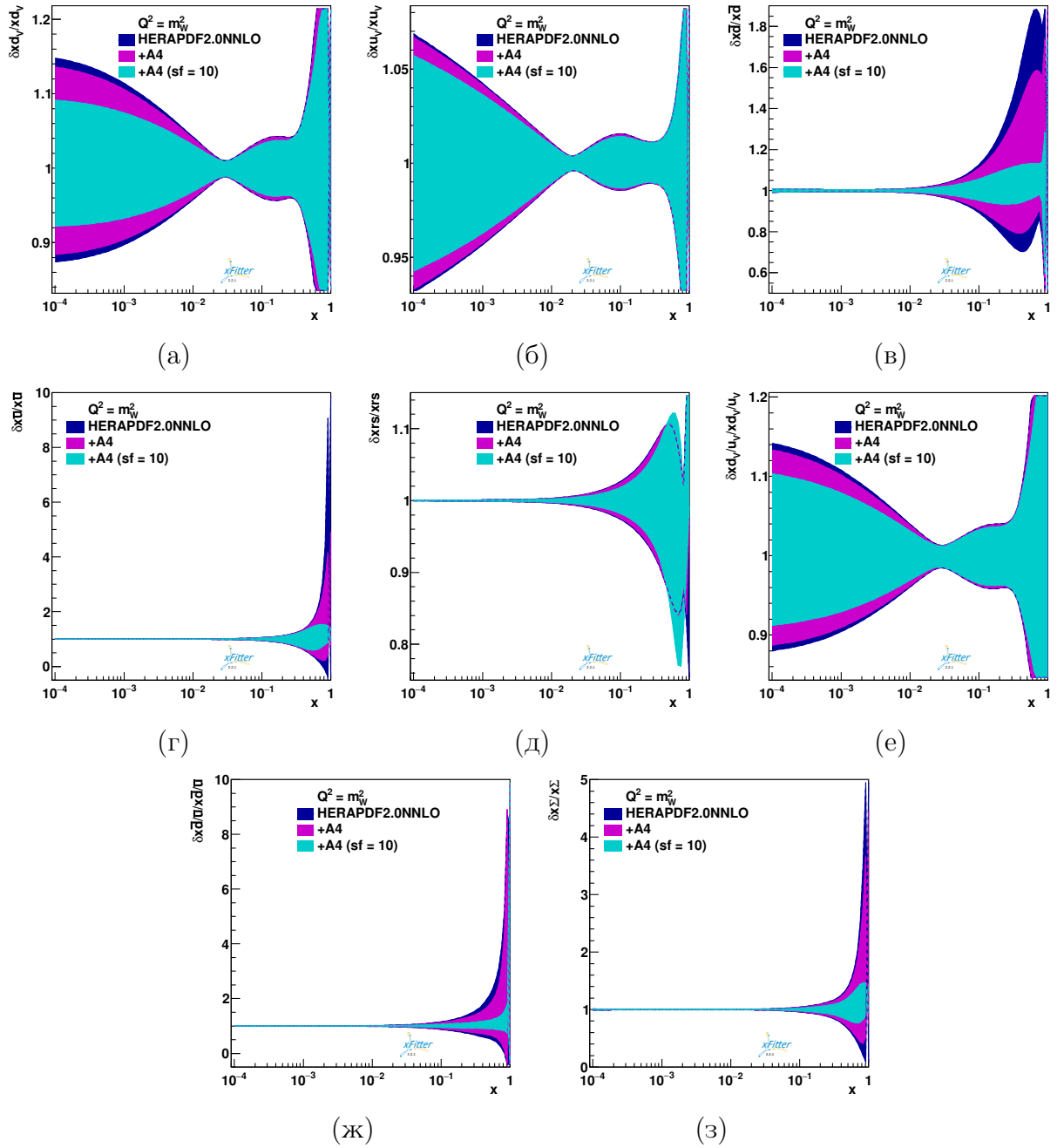


Рисунок 6.2.2 – Сравнение погрешности партонных функций нижнего кварка (а), верхнего кварка (б), нижнего антикварка (в), верхнего антикварка (г), отношения странности (д), для отношения нижнего валентного кварка к верхнему валентному кварку (е), отношения нижнего антикварка к верхнему антикварку (ж), суммы морских кварков (з) до (синий) и после профайлига с переменной A_4 (фиолетовый) или A_4 ($sf = 10$) (голубой) для набора ПФР HERAPDF2.0

ка d_V и отношения d_V/u_V до 1.5%, для верхнего валентного кварка u_V меньше 0.5% в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$. Для нижнего антикварка \bar{d} , верхнего антикварка \bar{u} уменьшение погрешности более 30%. Для суммы морских кварков Σ уменьшение доходит до 10%, для отношения \bar{d}/\bar{u} до 20%, для

отношения странности rs до 0.5% в интервале $[10^{-1}, 1]$. Использование A_4 ($sf = 10$) снижает погрешность набора для нижнего валентного кварка d_V и отношения d_V/u_V до 6% и до 4%, для верхнего валентного кварка u_V до 1.5% в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$. Для нижнего \bar{d} и верхнего \bar{u} антикварка уменьшение погрешности больше 80%, для суммы морских кварков Σ и отношения \bar{d}/\bar{u} уменьшение больше 150%, для rs до 1% в интервале $(10^{-2}, 10^{-1})$.

На рисунках 6.2.3 и 6.2.4 продемонстрирован результат профайлинга с использованием A_4 для набор ПФР MSHT20. Использование A_4 в профай-

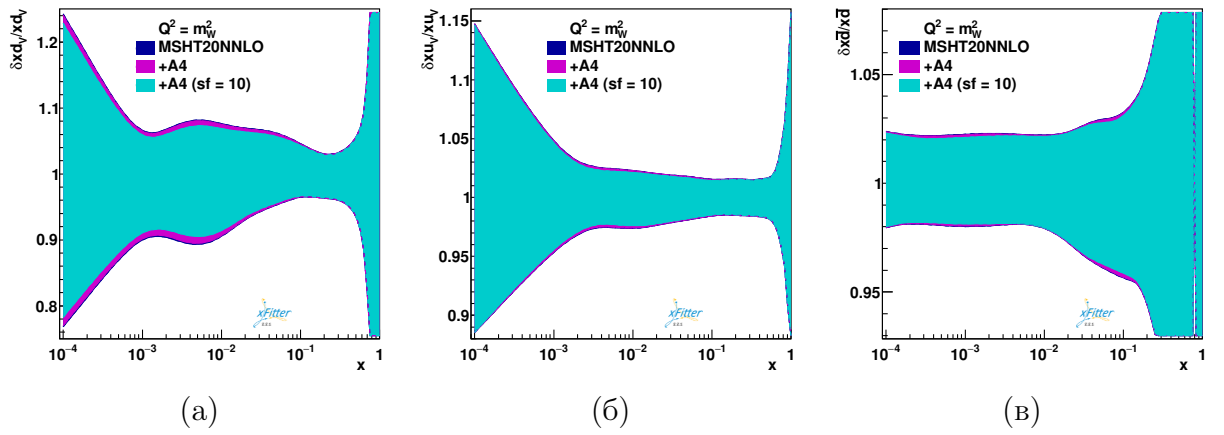


Рисунок 6.2.3 – Сравнение погрешности партонных функций нижнего кварка (а), верхнего кварка (б), нижнего антикварка (в) до (синий) и после профайлинга с переменной A_4 (фиолетовый) или A_4 ($sf = 10$) (голубой) для набора ПФР MSHT20

линге снижает погрешность для валентного нижнего кварка d_V , отношения d_V/u_V , нижнего антикварка \bar{d} , верхнего антикварка \bar{u} , отношения странности rs , отношения валентных кварков d_V/u_V , отношения \bar{d}/\bar{u} и суммы морских кварков Σ меньше чем на 0.5%. A_4 ($sf = 10$) снижает погрешность для валентного нижнего кварка d_V и отношения d_V/u_V до 1.5%, для u_V меньше 0.5% в интервале $[10^{-4}, 10^{-1}]$. Для нижнего антикварка \bar{d} , для верхнего антикварка \bar{u} , отношения \bar{d}/\bar{u} и суммы морских кварков Σ до 0.5%, для rs до 2% в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$.

На рисунках 6.2.5 продемонстрирован результат профайлинга с использованием A_4 для набор ПФР NNPDF4.0. Использование A_4 и A_4 ($sf = 10$) в профайлинге уменьшает погрешность для нижнего антикварка \bar{d} , отношения странности rs , суммы морских кварков Σ и отношения \bar{d}/\bar{u} меньше чем 0.1%. При этом, A_4 уменьшает погрешность для нижнего валент-

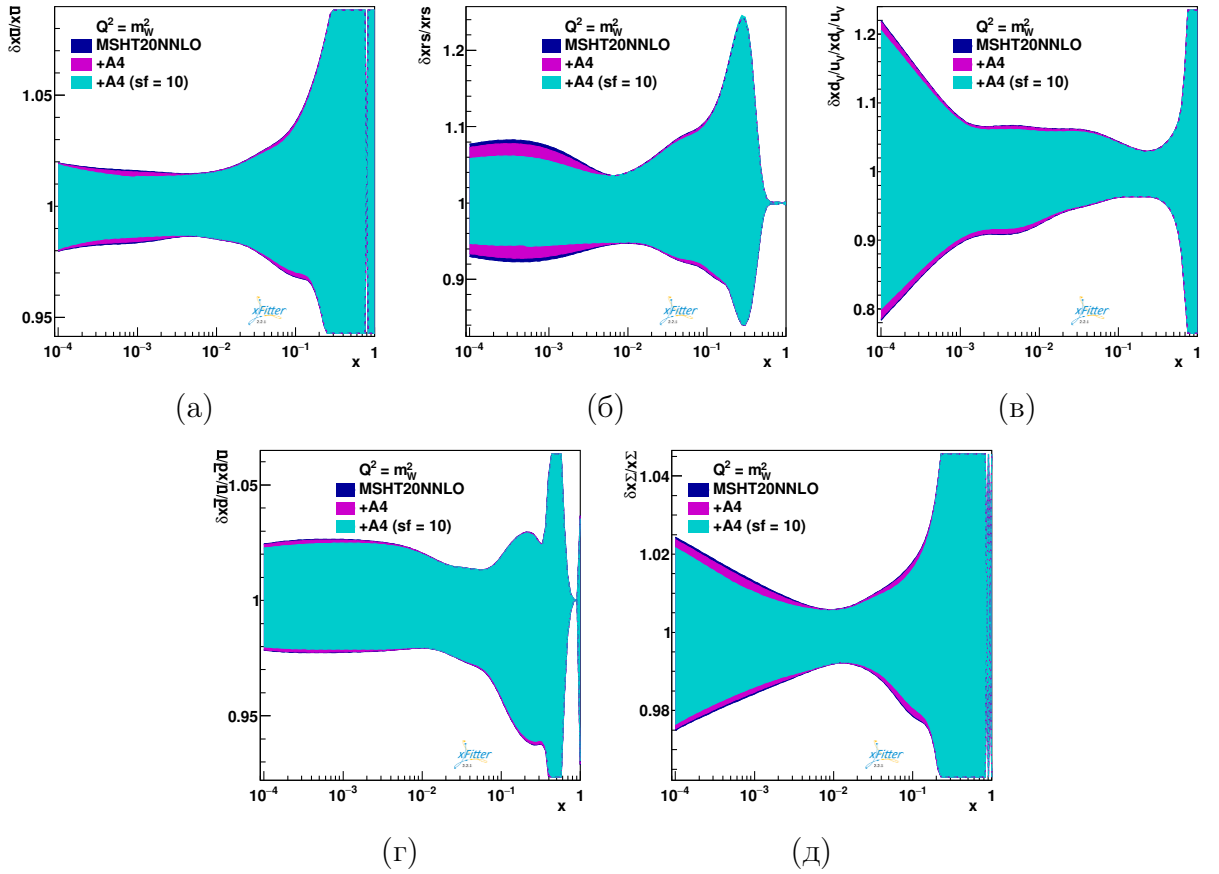


Рисунок 6.2.4 – Сравнение погрешности партонных функций верхнего антикварка (а), отношения странности (б), для отношения нижнего валентного кварка к верхнему валентному кварку (в), отношения нижнего антикварка к верхнему антикварку (г), суммы морских кварков (д) до (синий) и после профайлинга с переменной A_4 (фиолетовый) или A_4 ($sf = 10$) (голубой) для набора ПФР MSHT20

ного d_V и верхнего валентного u_V кварка до 2% в интервале $[10^{-3}, 10^{-2}]$ и до 1% в интервале $[10^{-4}, 10^{-3}]$. Для отношения d_V/u_V уменьшает до 1% в интервале $[10^{-3}, 10^{-2}]$ и до 0.1% в $[10^{-4}, 10^{-3}]$. A_4 ($sf = 10$) уменьшает погрешность для нижнего валентного d_V и верхнего валентного u_V кварка до 6% и до 4% в интервале $[10^{-4}, 10^{-1}]$. Для отношения d_V/u_V уменьшает до 5% в интервале $[10^{-4}, 10^{-1}]$. Для суммы морских кварков Σ коэффициент A_4 ($sf = 10$) снижает погрешность до 0.5% в интервале $[10^{-3}, 10^{-1}]$.

По результатам профайлинга с коэффициентом A_4 можно сделать вывод, что коэффициент A_4 снижает погрешности для всех представленных кварковых ароматов. Наименьший вклад в уменьшение погрешности A_4 вносит для наборов MSHT20 и NNPDF4.0.

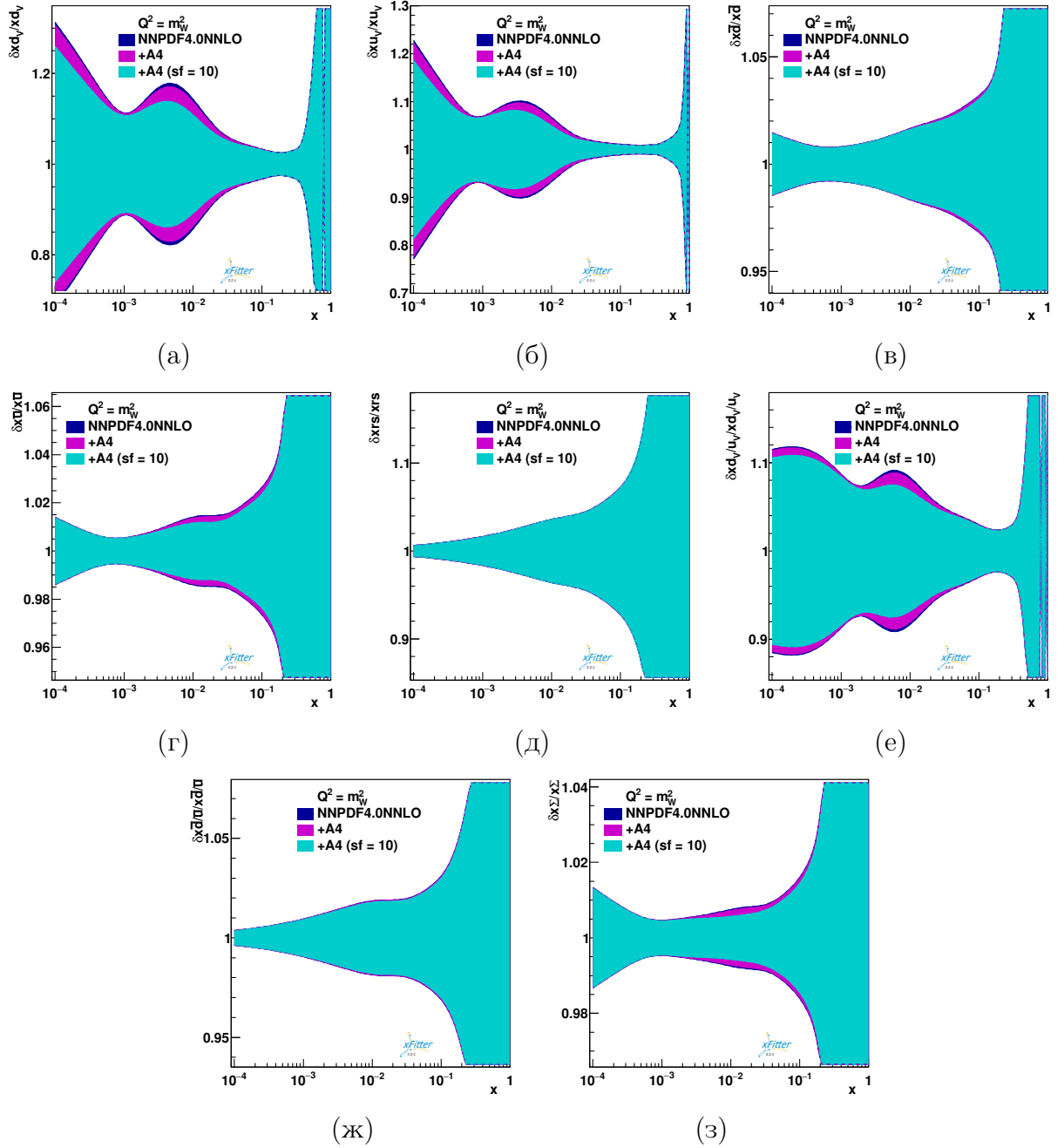


Рисунок 6.2.5 – Сравнение погрешности партонных функций нижнего кварка (а), верхнего кварка (б), нижнего антикварка (в), верхнего антикварка (г), отношения странности (д), отношения нижнего валентного кварка к верхнему валентному кварку (е), отношения нижнего антикварка к верхнему антикварку (ж), суммы морских кварков (з) до (синий) и после профайлинга с переменной A_4 (фиолетовый) или A_4 ($sf = 10$) (голубой) для набора ПФР NNPDF40

6.3 Результат профайлинга с A_9

По аналогии с A_4 в этом разделе представлен результат профайлинга с использованием сечения A_9 для ПФР наборов указанных в предыду-

щем разделе. На рисунках 6.3.1 и 6.3.2 показан результат профайлинга с использования A_9 для набора ПФР CT18. Сечение A_9 снижает погреш-

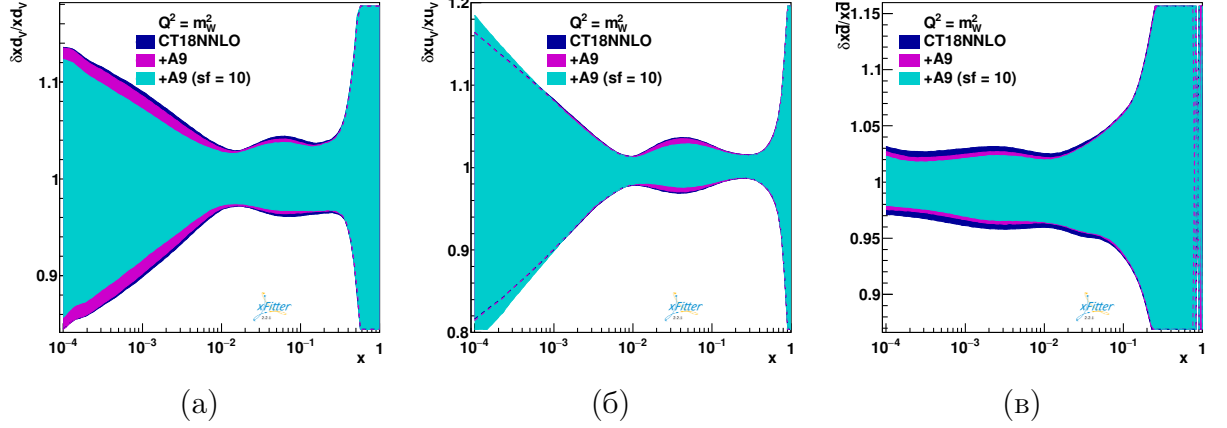


Рисунок 6.3.1 – Сравнение погрешности партонных функций нижнего кварка (а), верхнего кварка (б) и для нижнего антикварка (в) до (синий) и после профайлинга с переменной A_9 (фиолетовый) или A_9 ($sf = 10$) (голубой) для набора ПФР CT18

ности для функций верхнего валентного кварка u_V , нижнего валентного кварка d_V , нижнего антикварка \bar{d} , глюона g , верхнего антикварка \bar{u} , и отношения \bar{d}/\bar{u} до 0.5% в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$. Для отношения d_V/u_V и суммы морских кварков Σ уменьшение погрешности доходит до 1% в интервале $[10^{-4}, 10^{-1}]$. Для отношения странности rs до 2% в $[10^{-4}, 10^{-2}]$. A_9 ($sf = 10$) снижает погрешности для нижнего валентного кварка d_V , нижнего антикварка \bar{d} , верхнего антикварка \bar{u} , глюона g , суммы морских кварков Σ и отношений \bar{d}/\bar{u} до 1% в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$. Для отношения d_V/u_V уменьшение погрешности доходит до 8% в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$ и до 2% в $(10^{-2}, 10^{-1})$. Для верхнего валентного кварка u_V уменьшает погрешность в интервале $[10^{-2}, 10^{-1}]$ до 2% и увеличивает до 2% в интервале $[10^{-4}, 10^{-3}]$

Для отношения странности rs уменьшает до 4% в $[10^{-4}, 10^{-2}]$.

На рисунках 6.3.3 показан результат профайлинга с использования A_9 для набора ПФР HERAPDF2.0. Как можно видеть, использование A_9 в профайлинге вносит малый вклад в уменьшение погрешности для верхнего валентного кварка u_V , для верхнего \bar{u} и нижнего \bar{d} антикварка, для суммы морских кварков Σ и отношения \bar{d}/\bar{u} . Для нижнего валентного кварка d_V и отношения d_V/u_V уменьшение погрешности доходит до 0.5% в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$. Для отношения странности rs и глюона g до 1% в интервале

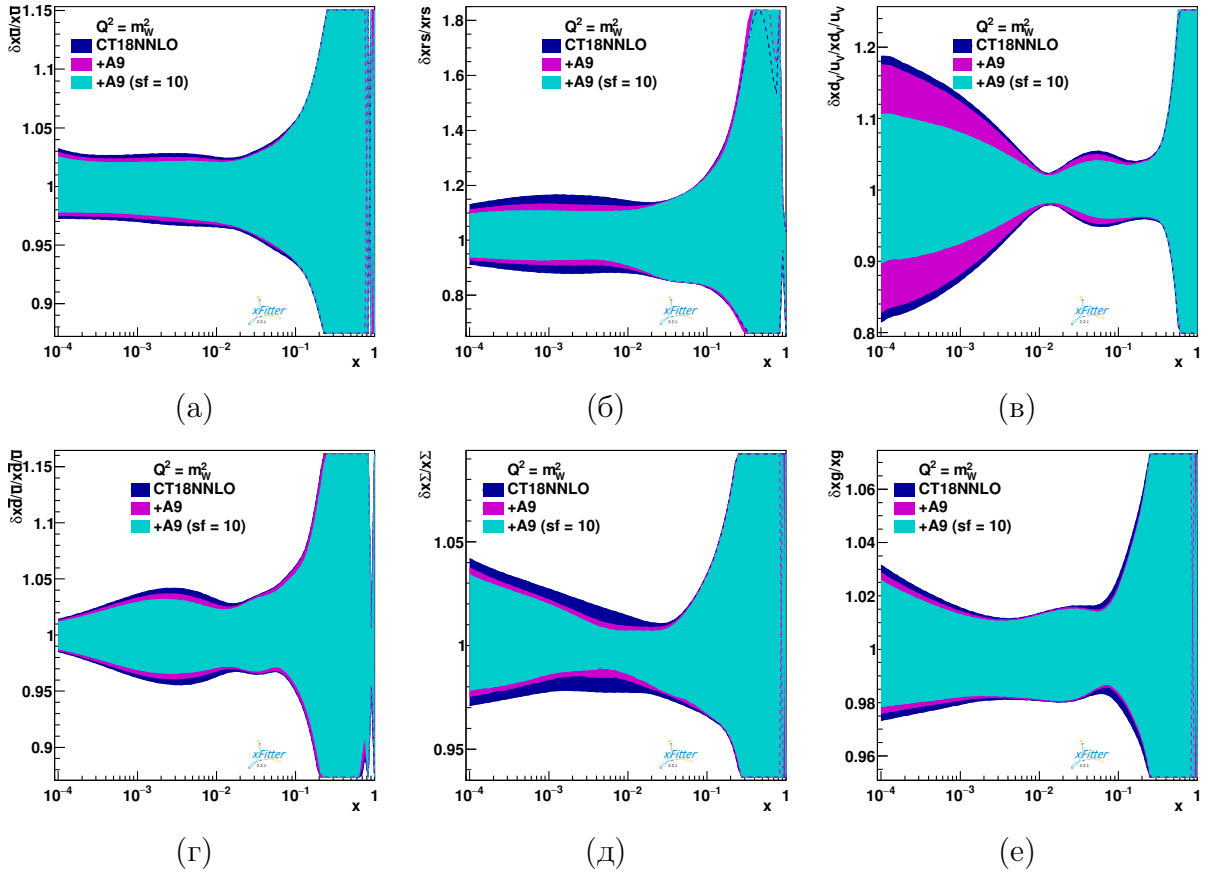


Рисунок 6.3.2 – Сравнение погрешности партонных функций верхнего антикварка (а), отношения странности (б), отношения нижнего валентного кварка к верхнему валентному кварку (в), отношения нижнего антикварка к верхнему антикварку (г), суммы морских кварков (д) и глюона (е) до (синий) и после профайлинга с переменной A_9 (фиолетовый) или A_9 ($sf = 10$) (голубой) для набора ПФР CT18

$[10^{-2}, 1]$. A_9 ($sf = 10$) уменьшает погрешность для нижнего валентного кварка d_V и отношения d_V/u_V уменьшает погрешность до 2% в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$, а также до 1% в интервале $[10^{-2}, 1]$. Вносит малый вклад в уменьшение погрешности для верхнего \bar{u} антикварка, для суммы морских кварков Σ и отношения \bar{d}/\bar{u} . Для верхнего антикварка \bar{u} уменьшает погрешность до 10% в интервале $[10^{-1}, 1]$. Для верхнего валентного кварка до 0.5% в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$. Для отношения странности rs до 5% в интервале $[10^{-2}, 1]$.

На рисунках 6.3.4 показан результат профайлинга с использованием A_9 для набора ПФР MSHT20. Использование A_9 в профайлинге вносит малый вклад в уменьшение погрешности для всех представленных партонных функций набора ПФР MSHT20. При этом A_9 ($sf = 10$) уменьшает

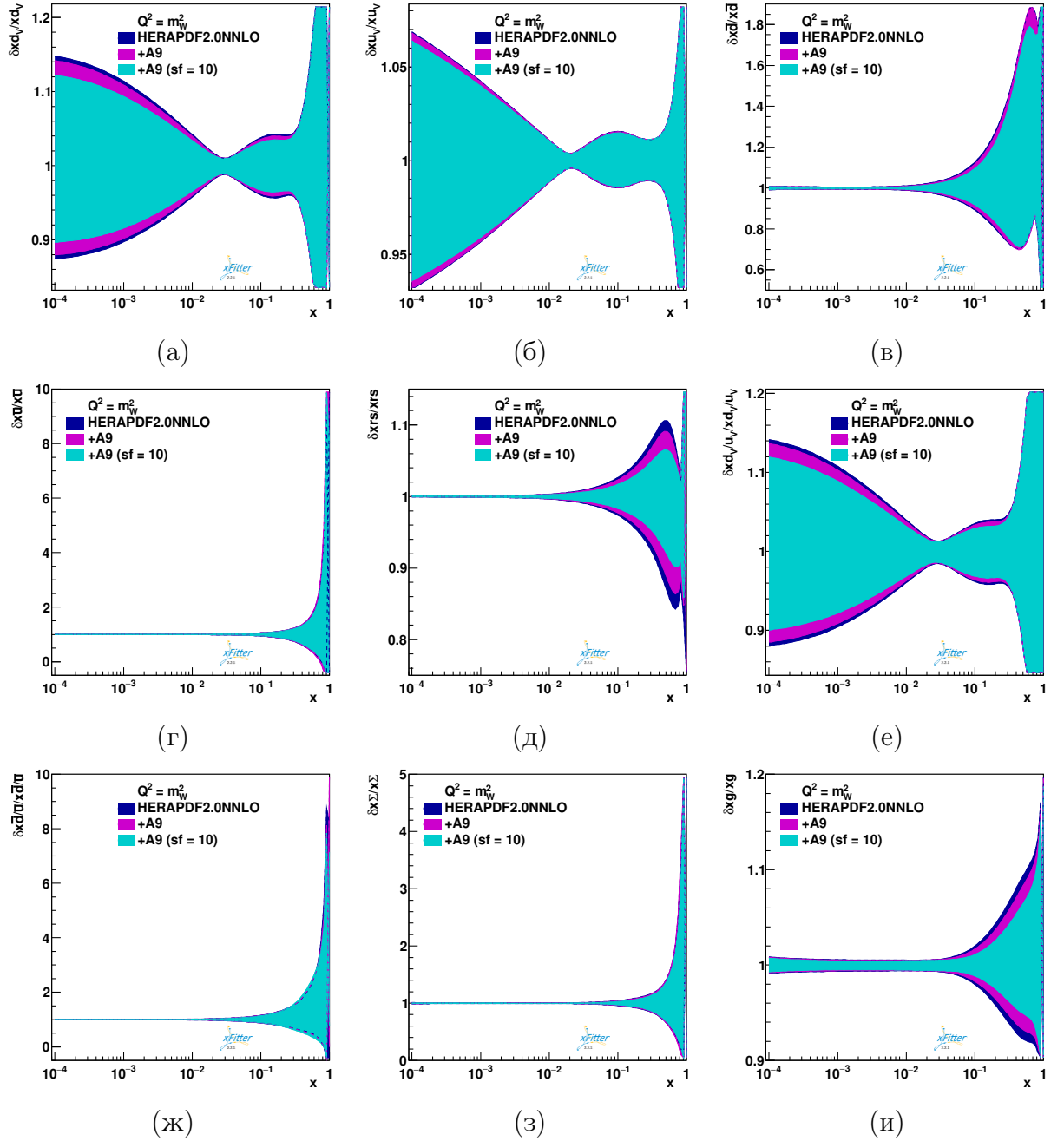


Рисунок 6.3.3 – Сравнение погрешности партонных функций нижнего кварка (а), верхнего кварка (б), нижнего антикварка (в), верхнего антикварка (г), отношения странности (д), отношения нижнего валентного кварка к верхнему валентному кварку (е), отношения нижнего антикварка к верхнему антикварку (ж), суммы морских кварков (з) и глюона (и) до (синий) и после профайлинга с переменной A_9 (фиолетовый) или A_9 ($sf = 10$) для набора ПФР HERAPDF2.0

погрешность до 0.5% для валентных кварков d_V и u_V , антикварков \bar{d} и \bar{u} , отношений \bar{d}/\bar{u} и d_V/u_V , суммы морских кварков Σ , отношения странности r_s и глюона g . При этом увеличивает погрешность для нижнего валентного кварка d_V и отношения d_V/u_V до 2% в интервале $[10^{-4}, (10^{-3})]$.

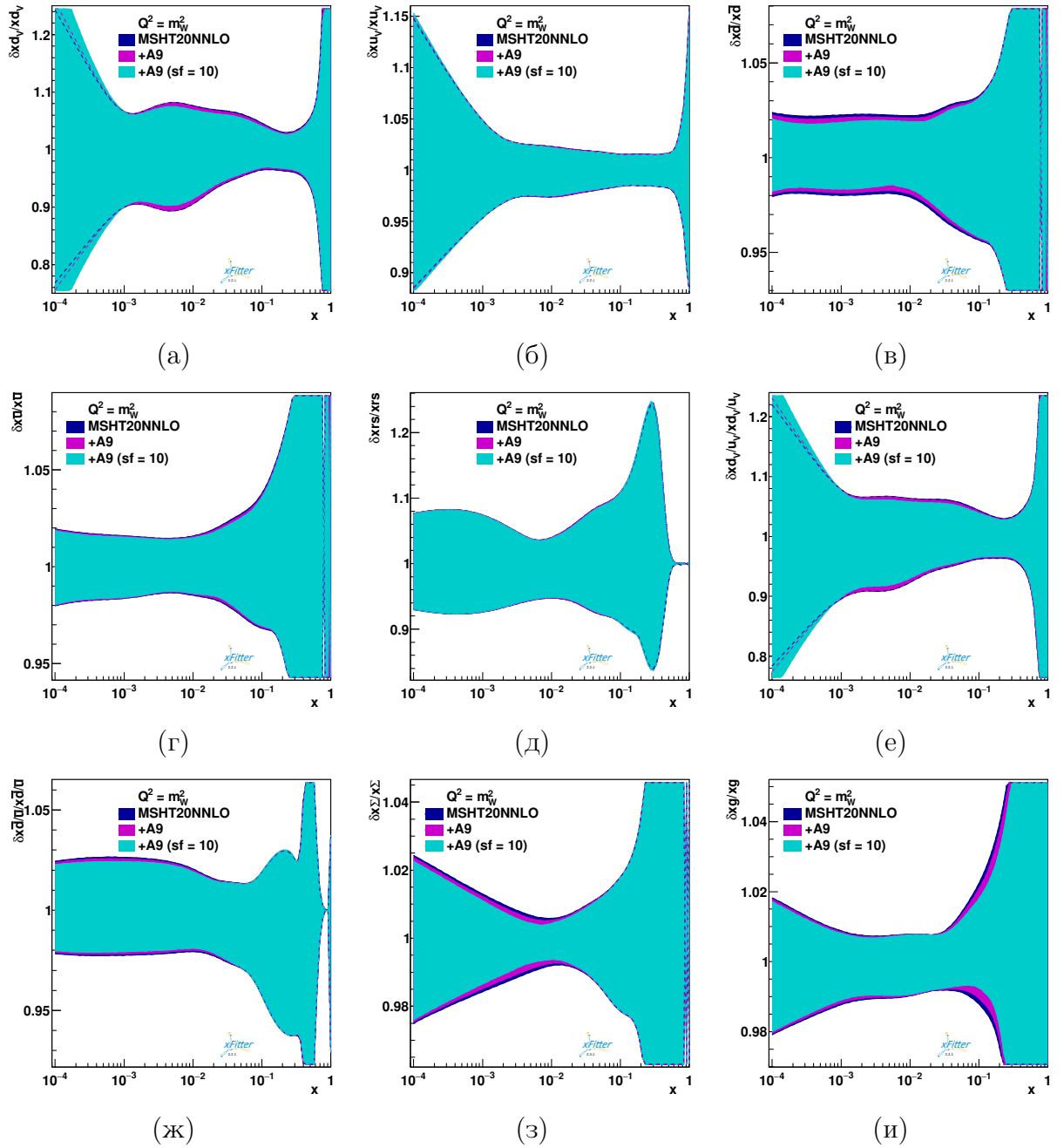


Рисунок 6.3.4 – Сравнение погрешности партонных функций нижнего кварка (а), верхнего кварка (б), нижнего антикварка (в), верхнего антикварка (г), отношения странности (д), отношения нижнего валентного кварка к верхнему валентному кварку (е), отношения нижнего антикварка к верхнему антикварку (ж), суммы морских кварков (з) и глюона (и) до (синий) и после профайлинга с переменной A_9 (фиолетовый) или A_9 ($sf = 10$) (голубой) для набора ПФР MSHT20

На рисунках 6.3.5 показан результат профайлинга с использования A_9 для набора ПФР NNPDF4.0. Использование A_9 и A_9 ($sf = 10$) в профайлинге вносит малый вклад в уменьшение погрешности для всех представленных функций набора ПФР NNPDF4.0.

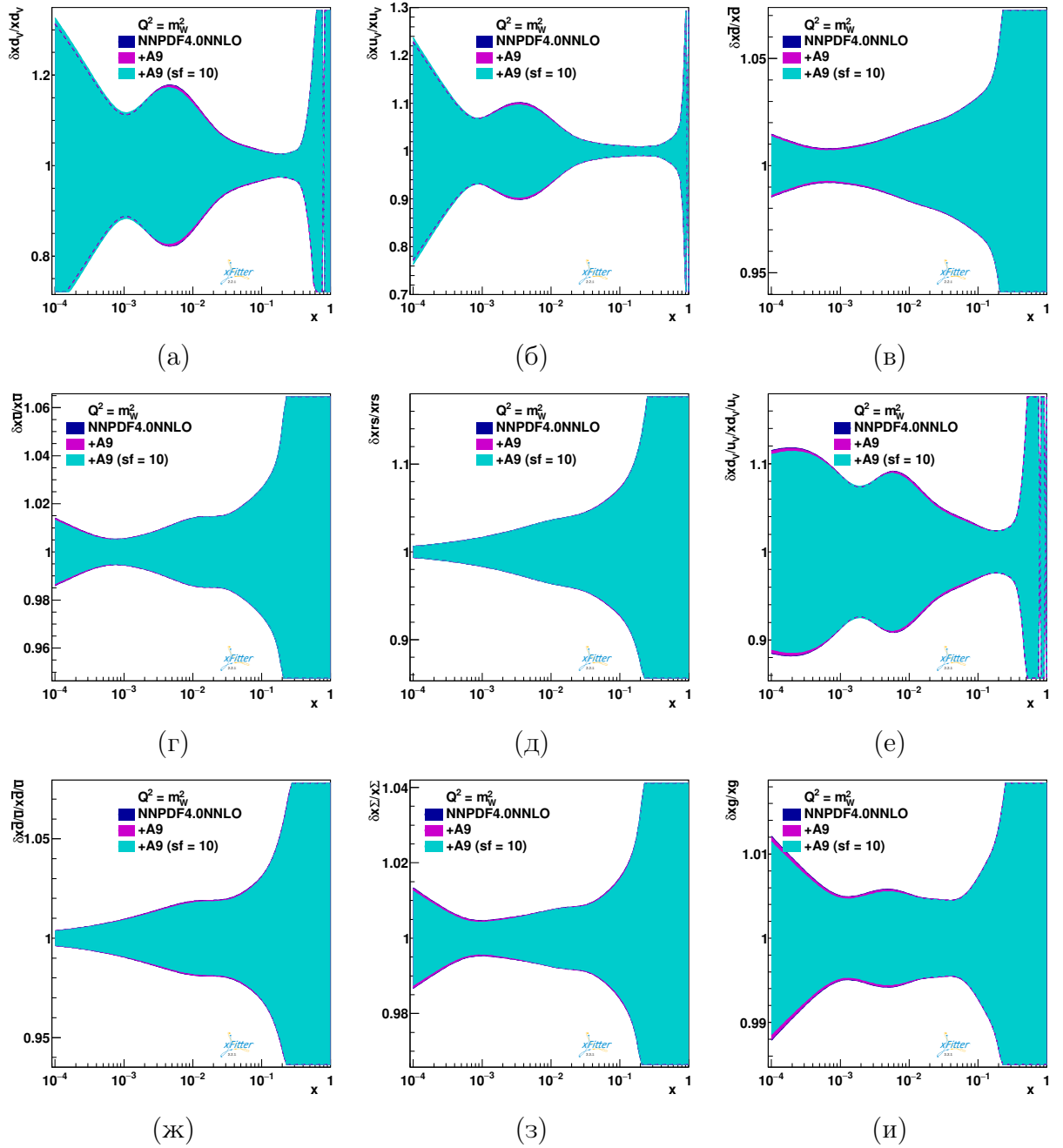


Рисунок 6.3.5 – Сравнение погрешности партонных функций нижнего кварка (а), верхнего кварка (б), нижнего антикварка (в), верхнего антикварка (г), отношения странности (д), отношения нижнего валентного кварка к верхнему валентному кварку (е), отношения нижнего антикварка к верхнему антикварку (ж), суммы морских кварков (з) глюона (и) до (синий) и после профайлинга с переменной A_9 (фиолетовый) или A_9 ($sf = 10$) (голубой) для набора ПФР NNPDF4.0

По результатам профайлинга с сечением A_9 можно сделать вывод, что сечение A_9 так же как и коэффициент A_4 снижает погрешность для представленных партонных функций. Однако, по сравнению с A_4 , сечение A_9 снижает погрешность и для глюонной функции g . Наименьший

вклад в уменьшение погрешности угловых A_9 вносит для наборов MSHT20 и NNPDF4.0.

6.4 Результат профайлинга с A_4 и A_9

В этом разделе представлен результат профайлинга с комбинированным использованием A_4 и A_9 . Так как измерение этих двух переменных производилось одновременно, то они имеют корреляцию между систематическими погрешностями. Поэтому в данном случае, в профайлинге была учтена матрица корреляции между полной погрешностью для этих двух переменных.

На рисунках 6.4.1 и 6.4.2 представлен результат профайлинга с использованием A_4 и A_9 для набора ПФР CT18. Для верхнего u_V и нижнего

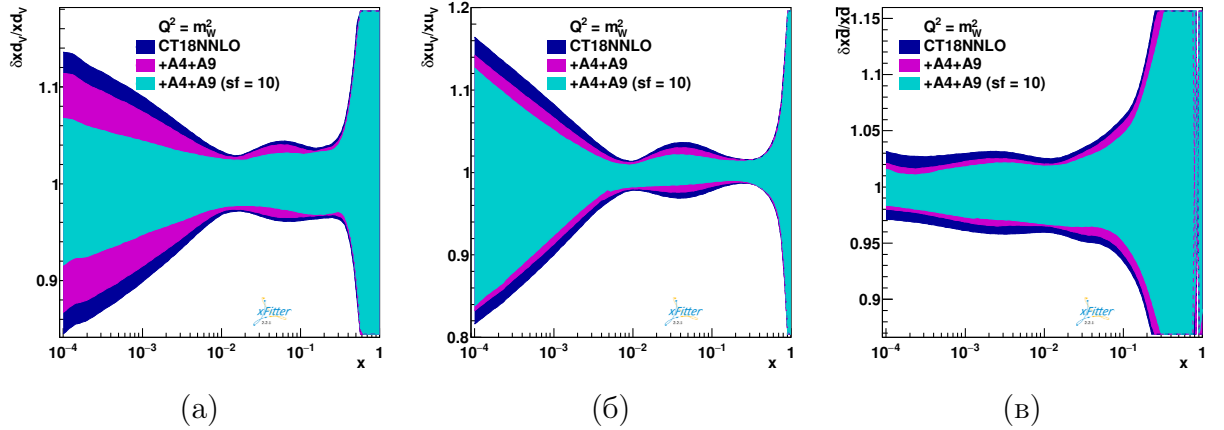


Рисунок 6.4.1 – Сравнение погрешности партонных функций нижнего кварка (а), верхнего кварка (б) и нижнего антикварка (в) до (синий) и после профайлинга с переменными $A_4 + A_9$ (фиолетовый) или $A_4 + A_9$ ($sf = 10$) (голубой) для набора ПФР CT18

d_V валентного кварка использование $A_4 + A_9$ и снижает погрешность до 2% в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$, также наблюдается уменьшение погрешности около 1% в интервале $[10^{-2}, 10^{-1}]$. Для суммы морских кварков Σ , верхнего \bar{u} , нижнего \bar{d} антикварков и их отношения \bar{d}/\bar{u} уменьшение погрешности в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$ доходит до 1%. Для отношения странности rs до 5% в интервале $[10^{-4}, 10^{-1}]$. Для отношения валентных кварков d_V/u_V уменьшение доходит до 4% в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$. Для глюона g до 0.5% в интервале $[10^{-4}, 10^{-1}]$. $A_4 + A_9(sf = 10)$ уменьшает погрешность для нижнего валентного кварка d_V до 7%, для верхнего валентного кварка u_V до

4%. А в интервале $[10^{-2}, 10^{-1}]$ до 3% для u_V и d_V . Для нижнего антикварка \bar{d} , верхнего антикварка \bar{u} , суммы морских кварков Σ , отношения \bar{d}/\bar{u} и глюона g до 1.5% в интервале $[10^{-4}, 10^{-1}]$. Для d_V/u_V до 13% в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$ и до 4% в интервале $[10^{-2}, 10^{-1}]$.

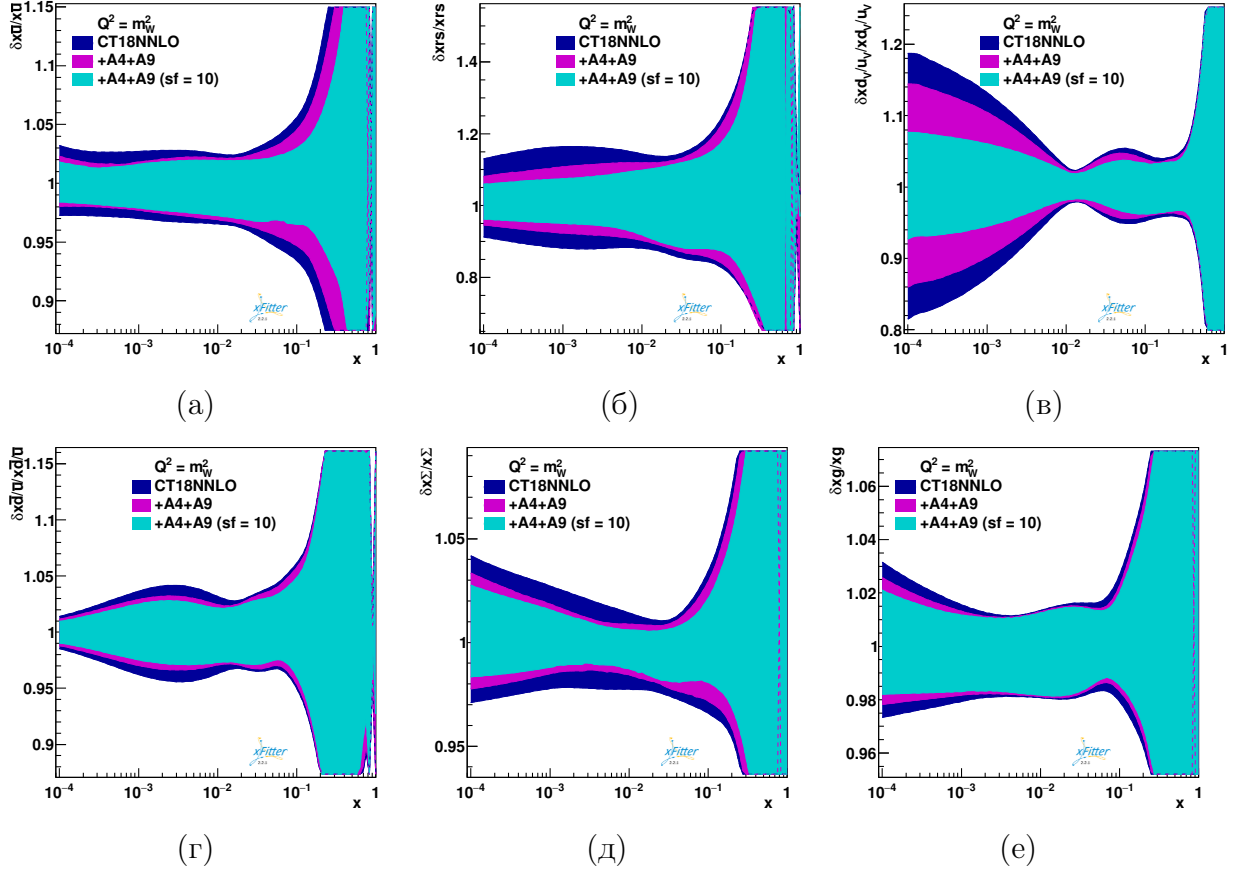


Рисунок 6.4.2 – Сравнение погрешности партонных функций верхнего антикварка (а), отношения странности (б), для отношения нижнего валентного кварка к верхнему валентному кварку (в), отношения нижнего антикварка к верхнему антикварку (г), суммы морских кварков (д) и глюона (ж) до (синий) и после профайлинга с переменными $A_4 + A_9$ (фиолетовый) или $A_4 + A_9$ ($sf = 10$) для набора ПФР CT18

На рисунках 6.4.3 представлен результат профайлинга с использованием $A_4 + A_9$ для набора ПФР HERAPDF2.0. Использование $A_4 + A_9$ снижает погрешность для нижнего валентного кварка d_V до 6%, для отношения d_V/u_V до 3% и для верхнего валентного кварка u_V до 4% в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$. При этом, также, наблюдается уменьшение погрешности в интервале $[10^{-2}, 10^{-1}]$ для нижнего валентного кварка d_V и отношения d_V/u_V до 1% и до 0.5% для верхнего валентного кварка u_V . Для отношения \bar{d}/\bar{u} и верхнего антикварка \bar{d} наблюдается уменьшение погрешности до 300% в

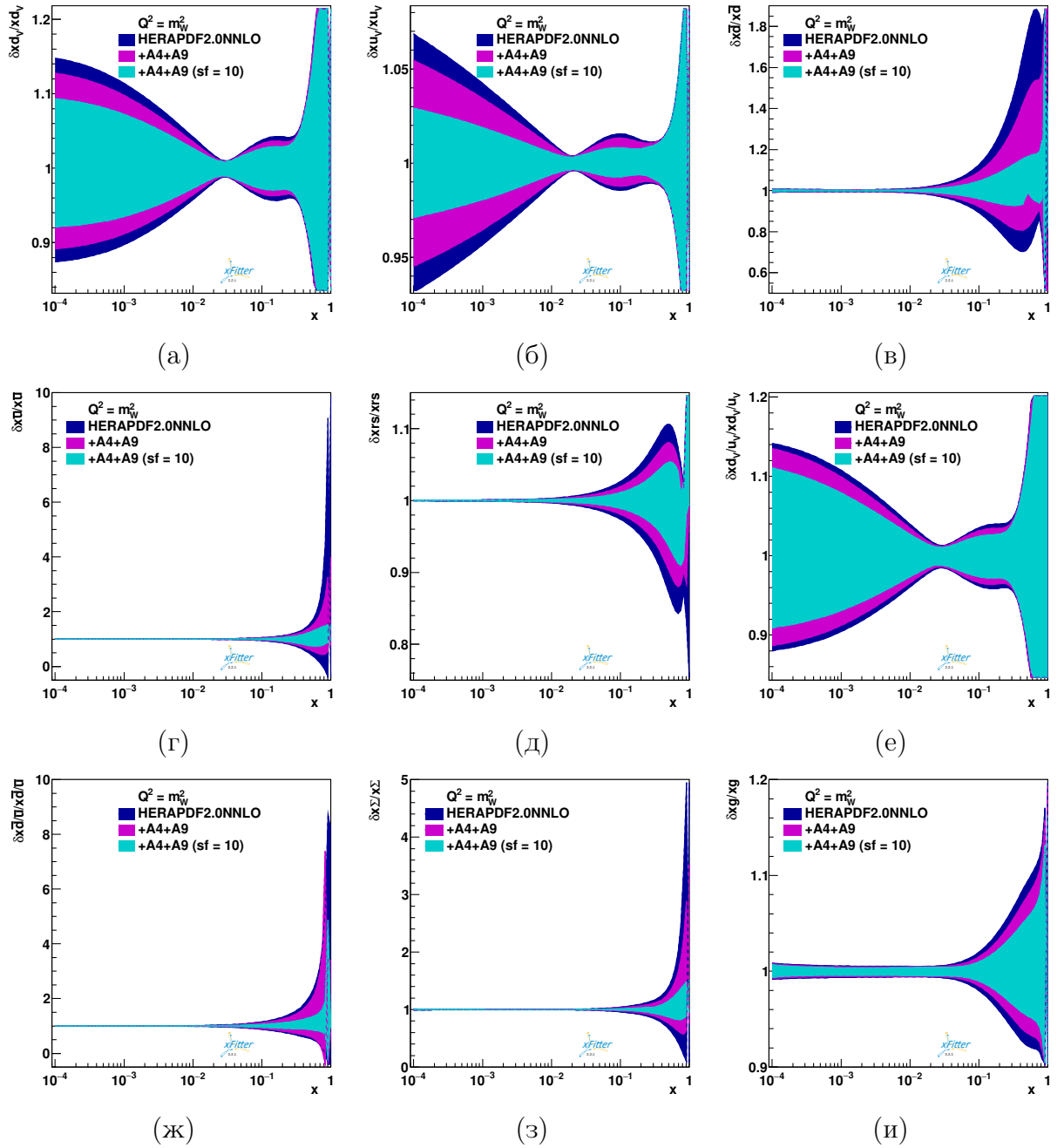


Рисунок 6.4.3 – Сравнение погрешности партонных функций нижнего кварка (а), верхнего кварка (б), нижнего антикварка (в), верхнего антикварка (г), отношения странности (д), отношения нижнего валентного кварка к верхнему валентному кварку (е), отношения нижнего антикварка к верхнему антикварку (ж), суммы морских кварков (з) и глюона (и) до (синий) и после профайлинга с $A_4 + A_9$ (фиолетовый) или $A_4 + A_9$ ($sf = 10$) для набора ПФР HERAPDF2.0

интервале $[10^{-2}, 1]$ Для отношения странности r_s до 2% в $(10^{-2}, 1)$. В интервале $[10^{-1}, 1]$ больше 150% для Σ и до 2% для глюона g . $A_4 + A_9(sf = 10)$ уменьшает погрешность для верхнего валентного кварка u_V , нижнего валентного кварка d_V , отношения u_V/d_V и нижнего антикварка \bar{d} в 2.5 раза

больше по сравнению с $A_4 + A_9$ в тех же самых областях. Для верхнего антикварка \bar{u} и отношения \bar{d}/\bar{u} до 800%, для суммы морских кварков Σ больше 290% и для глюона g до 4% в интервале $(10^{-2}, 1)$.

На рисунках 6.4.4 и 6.4.5 представлен результат профайлинга с использованием A_4 и A_9 для набора ПФР MSHT20. Использование $A_4 + A_9$ снижает погрешность для нижнего валентного кварка d_V , и отношения d_V/u_V до 1% в $[10^{-3}, 10^{-1}]$, при этом увеличивает погрешность до 1% в интервале $[10^{-4}, 10^{-3}]$. Для валентного кварка u_V , антикварков \bar{u} и \bar{d} , отношения странности rs и отношения \bar{d}/\bar{u} до 0.5% в интервале $[10^{-4}, 10^{-1}]$. Для суммы морских кварков Σ до 2% в интервале $[10^{-4}, 10^{-2}]$, для глюона меньше 0.5% в интервале $[10^{-4}, 10^{-1}]$. $A_4 + A_9(sf = 10)$ снижает до 5% для нижнего валентного кварка d_V , до 3% для отношения d_V/u_V в $[10^{-3}, 10^{-1}]$ и увеличивает до 3% в $[10^{-4}, 10^{-3}]$, соответственно. Для верхнего валентного кварка u_V до 1%, антикварков \bar{u} и \bar{d} , отношения странности rs , отношения \bar{d}/\bar{u} и суммы морских кварков Σ снижает до 1%. А для глюона g до 1%.

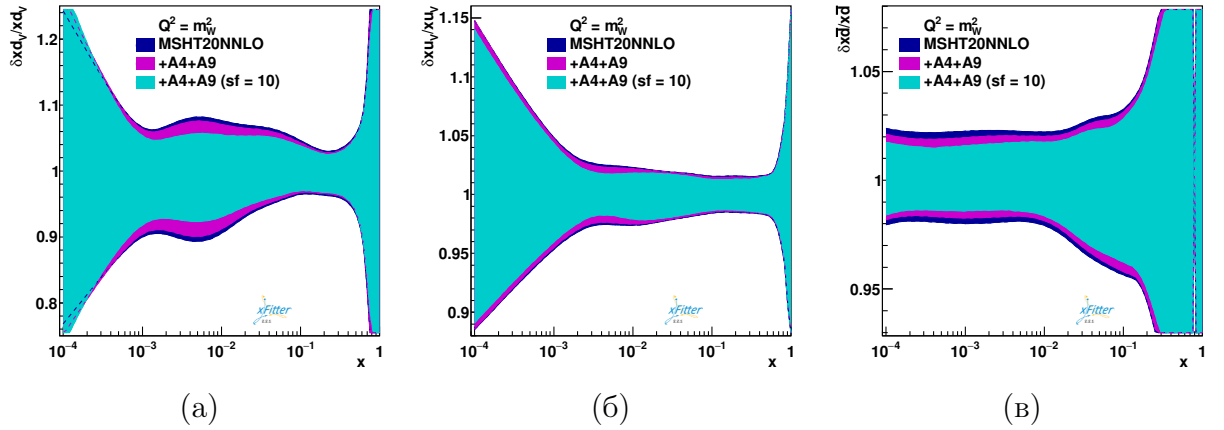


Рисунок 6.4.4 – Сравнение погрешности партонных функций нижнего кварка (а), верхнего кварка (б) и нижнего антикварка (в) до (синий) и после профайлинга с переменными $A_4 + A_9$ (фиолетовый) или $A_4 + A_9 (sf = 10)$ для набора ПФР MSHT20

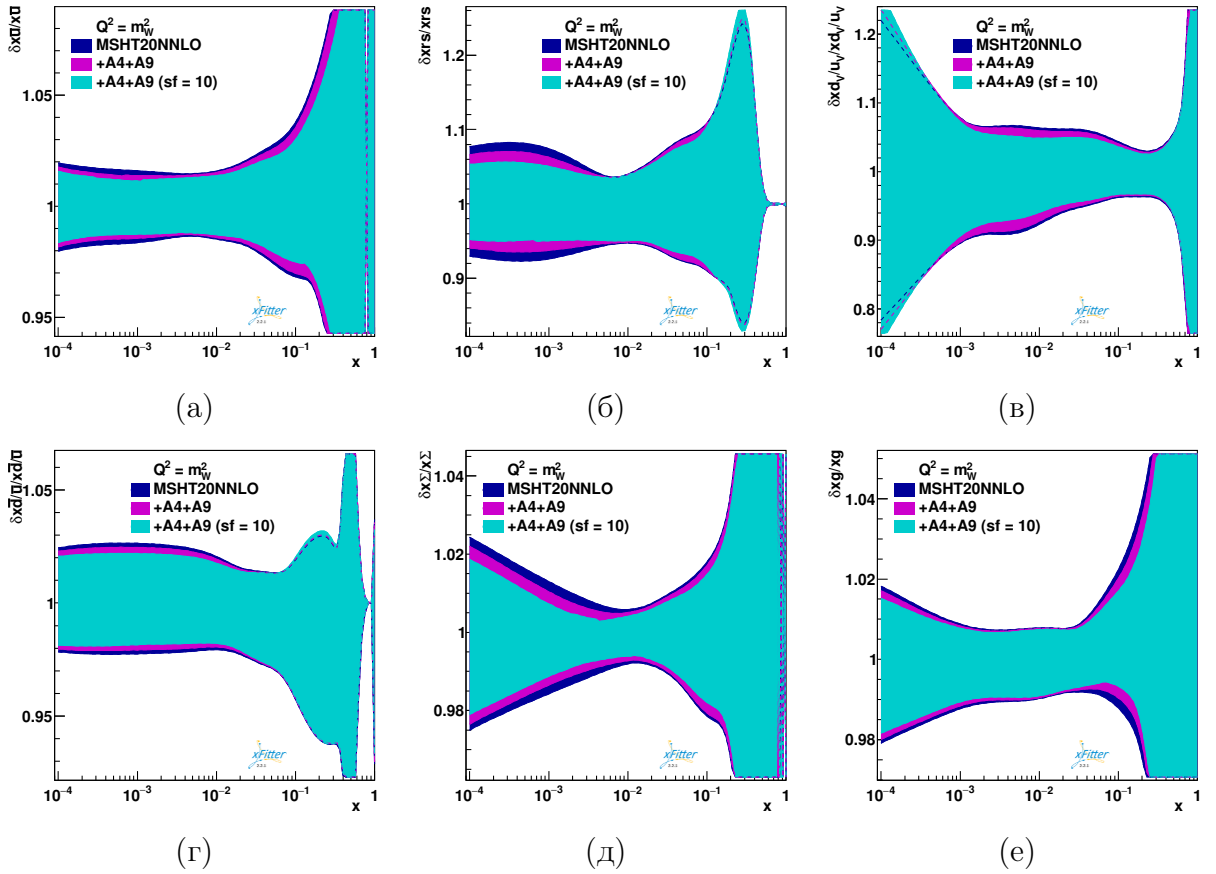


Рисунок 6.4.5 – Сравнение погрешности партонных функций верхнего антикварка (г), отношения странности (д), для отношения нижнего валентного кварка к верхнему валентному кварку (е), отношения нижнего антикварка к верхнему антикварку (ж), суммы морских кварков (з) и глюона (и) до (синий) и после профайлинга с переменными $A_4 + A_9$ (фиолетовый) или $A_4 + A_9$ ($sf = 10$) для набора ПФР MSHT20

На рисунках 6.4.6 представлен результат профайлинга с использованием A_4 и A_9 для набора ПФР NNPDF4.0. Использование $A_4 + A_9$ для валентных кварков u_V и d_V уменьшает погрешность до 4% в интервале $[10^{-4}, 10^{-1}]$. Для отношения d_V/u_V наблюдается уменьшение погрешности в интервале $[10^{-4}, 10^{-1}]$ доходящие до 2%. Для глюона g и суммы морских кварков Σ уменьшение погрешности меньше 0.2%. Для антикварков \bar{u} и \bar{d} , отношения странности rs и отношения \bar{d}/\bar{u} заметного уменьшения погрешности не наблюдается. $A_4 + A_9(sf = 10)$ уменьшает погрешности в 2.5 раза в тех же самых областях как и $A_4 + A_9$ для валентных кварков u_V , d_V и отношения d_V/u_V . При этом для антикварков \bar{u} , \bar{d} , отношения странности rs , суммы морских кварков Σ , глюона g и отношения \bar{d}/\bar{u} уменьшение погрешности доходит до 0.5%.

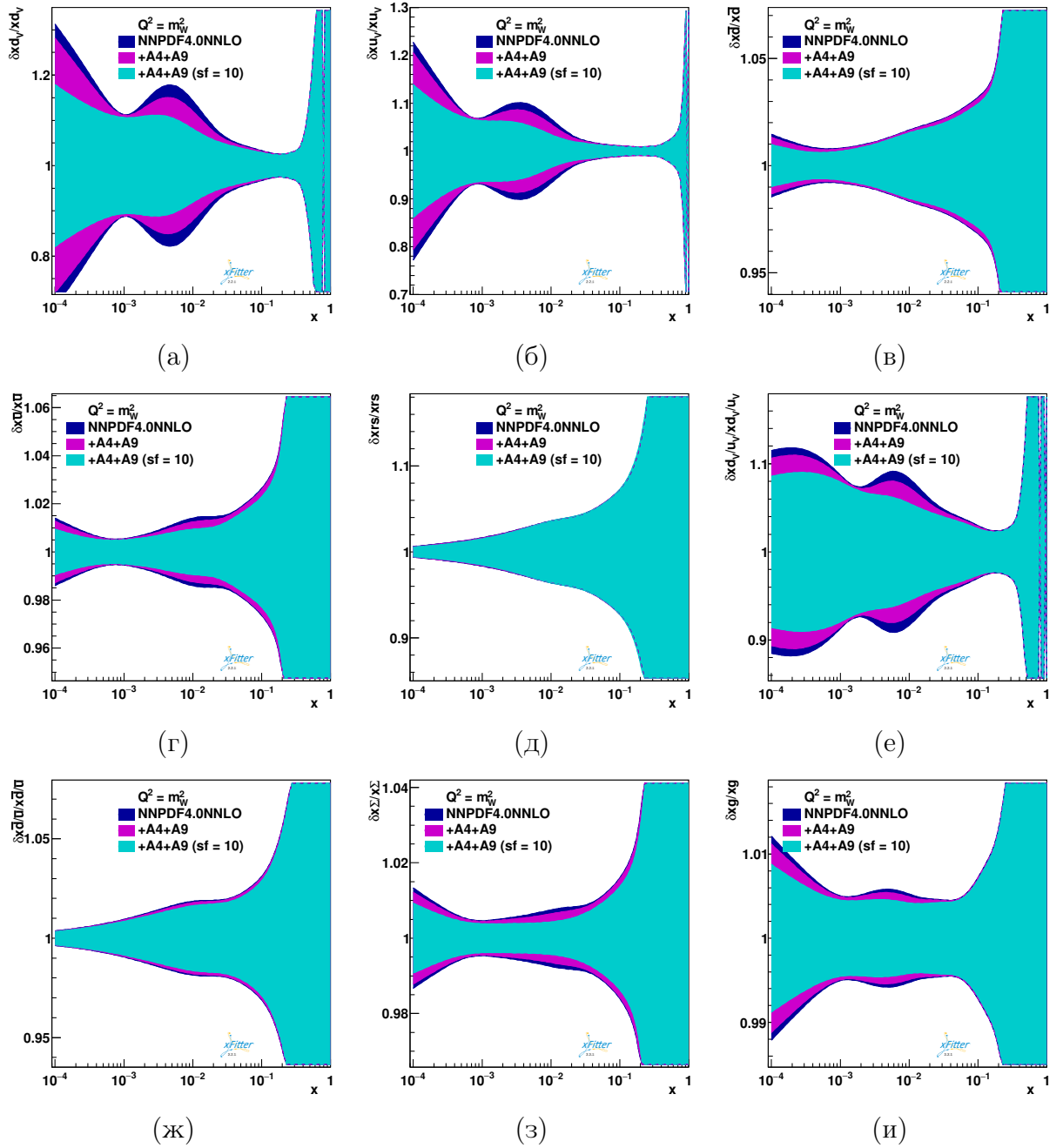


Рисунок 6.4.6 – Сравнение погрешности партонных функций нижнего кварка (а), верхнего кварка (б), нижнего антикварка (в), верхнего антикварка (г), отношения странности (д), отношения нижнего валентного кварка к верхнему валентному кварку (е), отношения нижнего антикварка к верхнему антикварку (ж), суммы морских кварков (з) и разности валентного нижнего и верхнего кварка (и) до (синий) и после профайлинга с переменными A_9 и A_4 (фиолетовый и голубой) для набора ПФР NNPDF4.0

Сравнивая результаты профайлинга с использованием A_4 , A_9 и их комбинированного использования $A_4 + A_9$ можно сделать вывод, что использование $A_4 + A_9$ в профайлинге на много больше снижает погрешность для всех представленных партонных функций, в том числе и для глюонной

функции g . При этом, важно также отметить, что снижение погрешности для партонных функций от $A_4 + A_9$ больше чем сумма снижения погрешности от A_4 и A_9 по отдельности. Данный эффект связан с использованием матрицы корреляции между полной погрешностью для A_4 и A_9 .

6.5 Оценка погрешности ПФР для p_T и m_T распределений

Погрешность от набора ПФР вносит значительный вклад в общую погрешность различных экспериментальных измерений. Например, в измерении массы W -бозона[76] погрешность набора ПФР является доминирующей. Поэтому в данном разделе производится исследование теоретической погрешности от набора ПФР для поперечной массы m_T и импульса $p_T^{l\nu}$ W -бозона, которые используются при измерении массы W -бозона. Исследование проводилось для распределений процесса Дрелла-Яна $W^- \rightarrow e^- \nu$ и $W^+ \rightarrow e^+ \nu$ в области масс вблизи массы векторного W -бозона. Исследование было проведено для набора ПФР после профайлинга с отдельным использованием переменных A_4 и A_9 , а также комбинированным использованием этих двух переменных. Исследование проводилось для двух наборов переменных. Первый набор A_4 и A_9 получен в результате измерения угловых-поляризационных коэффициентов на псевдоданных. Вторым набором переменных был получен с применением масштабного фактора 10 для погрешности первого набора. Как описано в главе 4 при измерении используются данные с полной интегральной светимостью 335 пб^{-1} . Поэтому исходя из того, что доминирующая погрешность для измерения угловых коэффициентов является статистическая погрешность, то применение масштабного фактора 10 можно интерпретировать как увеличение интегральной светимости в 10 раз, поэтому второму набору переменных A_4 и A_9 соответствует интегральная светимость 3.4 фб^{-1} .

На рисунках 6.5.1 показана относительная погрешность от наборов ПФР ST18 до и после профайлинга с комбинированным использованием переменных A_4 и A_9 . Как можно видеть, для набора ПФР до профайлинга относительная погрешность достигает 3% для поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ и поперечной массы m_T W -бозона, для набора ПФР после профайлинга с

$A_4 + A_9$ погрешность ПФР достигает 2% для p_T^{ν} и m_T . Для профайлинга с $A_4 + A_9(\text{sf} = 10)$ относительная погрешность достигает 1.6% и 1.3% для поперечного импульса p_T^{ν} и массы m_T W -бозона.

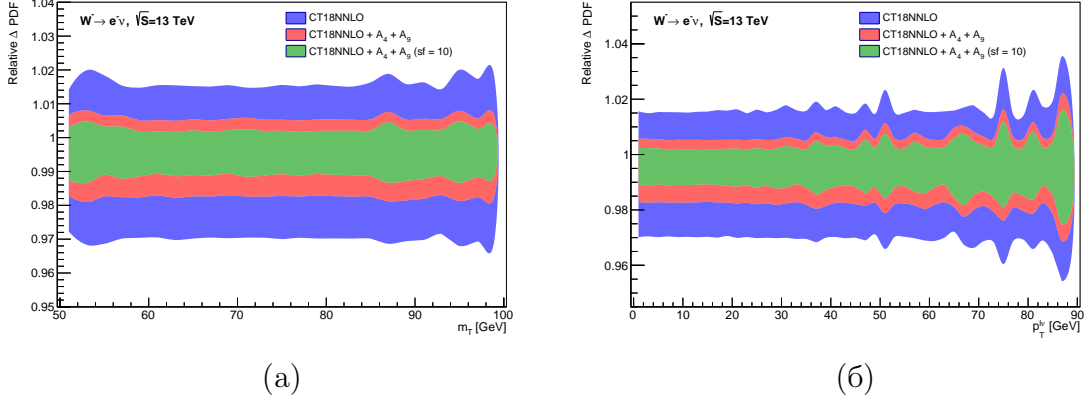


Рисунок 6.5.1 – Относительная погрешность набора ПФР в зависимости от поперечной массы m_T (а) и поперечного импульса p_T^{ν} (б) W -бозона для набора ПФР CT18 до (красный) и после профайлинга (синий) и (зеленый)

На рисунках 6.5.2 показано относительное уменьшение ПФР погрешности для набора CT18 в зависимости от переменных m_T и p_T^{ν} . Использо-

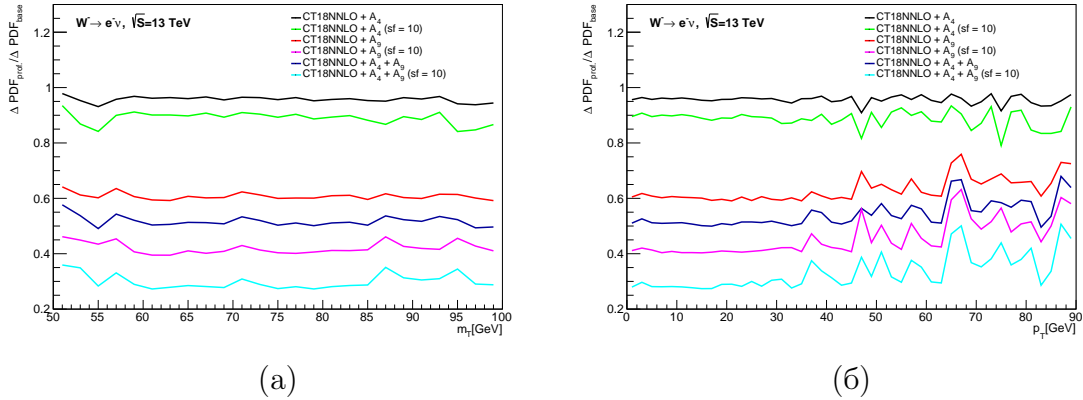


Рисунок 6.5.2 – Относительное уменьшение ПФР погрешности в зависимости от поперечной массы m_T (а) и поперечного импульса p_T^{ν} (б) W -бозона для наборов ПФР после профайлинга с переменными A_4 и A_9 , а также их комбинацией

вание углового коэффициента A_4 снижает ПФР погрешность набора CT18 для распределений m_T и p_T^{ν} до 4%, а $A_4(\text{sf} = 10)$ до 11%. Использование A_9 в профайлинге снижает погрешность до 39%, а $A_9(\text{sf} = 10)$ снижает погрешность до 58%. В то время как, комбинированное использование $A_4 + A_9$

снижает погрешность до 48%, $A_4 + A_9(\text{sf} = 10)$ снижает погрешность до 70%

На рисунках 6.5.3 показана относительная погрешность от наборов ПФР HERAPDF2.0 до и после профайлинга с комбинированным использо-

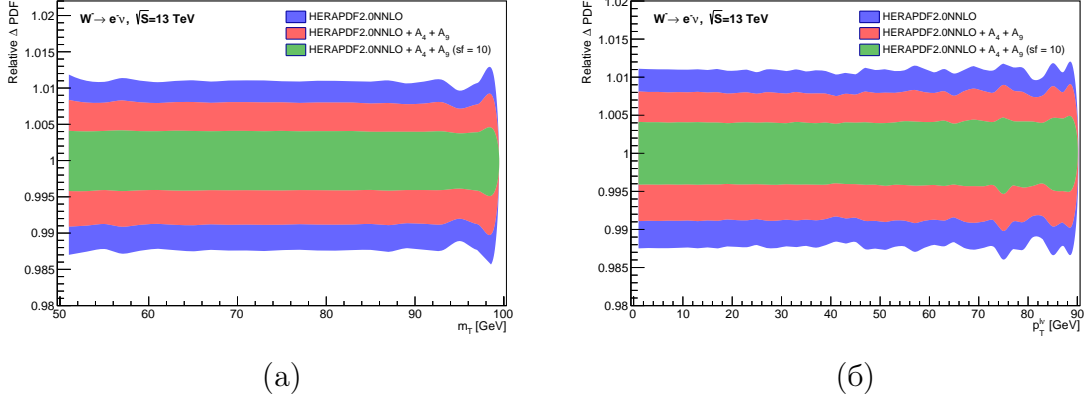


Рисунок 6.5.3 – Относительная погрешность набора ПФР в зависимости от поперечной массы m_T (а) и поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ (б) для набора ПФР HERAPDF2.0 до (красный) и после профайлинга (синий) и (зеленый)

ванием переменных A_4 и A_9 . Для набора ПФР до профайлинга относительная погрешность достигает 1.2% для поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ и поперечной массы m_T W -бозона. Для набора ПФР после профайлинга с $A_4 + A_9$ погрешность ПФР достигает 0.8% для поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ и поперечной массы m_T . Для профайлинга с $A_4 + A_9(\text{sf} = 10)$ относительная погрешность достигает 0.4% для поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ и поперечной массы m_T .

На рисунках 6.5.4 показано относительное уменьшение ПФР погрешности для набора HERAPDF2.0 в зависимости от переменных m_T и $p_T^{l\nu}$. Как можно видеть, использование углового коэффициента A_4 снижает ПФР погрешность набора HERAPDF2.0 для распределений m_T и $p_T^{l\nu}$ до 1.6%, $A_4(\text{sf} = 10)$ до 9%. Использование A_9 в профайлинге снижает погрешность до 18%, а $A_9(\text{sf} = 10)$ снижает погрешность до 54%. В то время как, комбинированное использование углового коэффициента A_4 и сечения A_9 снижает погрешность до 28%, $A_4 + A_9(\text{sf} = 10)$ снижает погрешность до 65%

На рисунках 6.5.5 показана относительная погрешность от наборов ПФР MSHT20 до и после профайлинга. Как можно видеть, для набора ПФР до профайлинга относительная погрешность достигает 1.5% для попе-

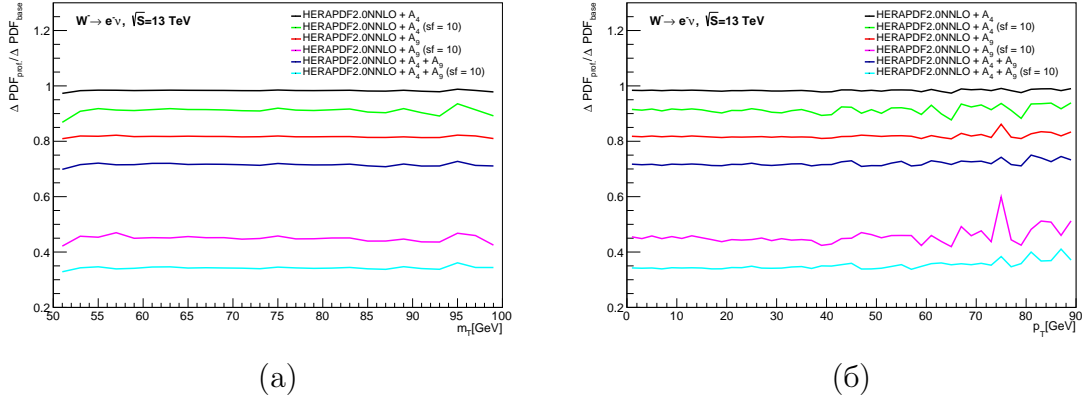


Рисунок 6.5.4 – Относительное уменьшение ПФР погрешности набора HERAPDF2.0 в зависимости от поперечной массы m_T (а) и поперечного импульса p_T (б) W -бозона для наборов ПФР после профайлинга с переменными A_4 и A_9 , а также их комбинацией

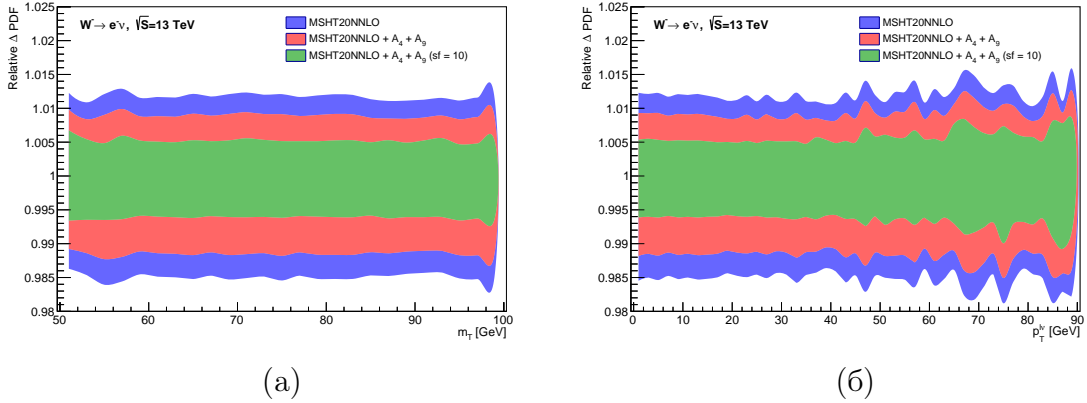


Рисунок 6.5.5 – Относительная погрешность набора ПФР в зависимости от поперечной массы m_T (а) и поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ (б) для набора ПФР MSHT20 до (красный) и после профайлинга (синий) и (зеленый)

речного импульса $p_T^{l\nu}$ и для поперечной массы m_T W -бозона, для набора ПФР после профайлинга с $A_4 + A_9$ погрешность ПФР достигает 1.2% для поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ и поперечной массы m_T W -бозона. Для профайлинга с $A_4 + A_9(sf = 10)$ относительная погрешность достигает 0.6% и 0.7% для поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ и поперечной массы m_T W -бозона.

На рисунках 6.5.6 показано относительное уменьшение ПФР погрешности для набора MSHT20 в зависимости от переменных m_T и $p_T^{l\nu}$. Как можно видеть, использование углового коэффициента A_4 снижает ПФР погрешность для распределений m_T и $p_T^{l\nu}$ до 1%, $A_4(sf = 10)$ до 3%. Использование A_9 в профайлинге снижает погрешность до 16%, а $A_9(sf = 10)$ снижает погрешность до 48%. В то время как, комбинированное исполь-

зование углового коэффициента A_4 и сечения A_9 снижает погрешность до 23%, $A_4 + A_9(\text{sf} = 10)$ снижает погрешность до 56%.

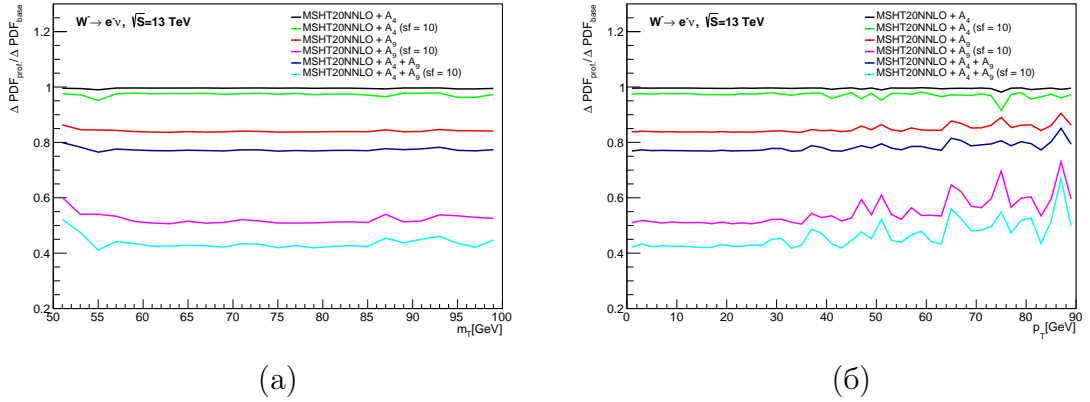


Рисунок 6.5.6 – Относительное уменьшение ПФР погрешности набора HERAPDF2.0 в зависимости от поперечной массы m_T (а) и поперечного импульса p_T (б) W -бозона для наборов ПФР после профайлинга с переменными A_4 и A_9 , а также их комбинацией

По аналогии с другими наборами ПФР, на рисунках 6.5.7 показана

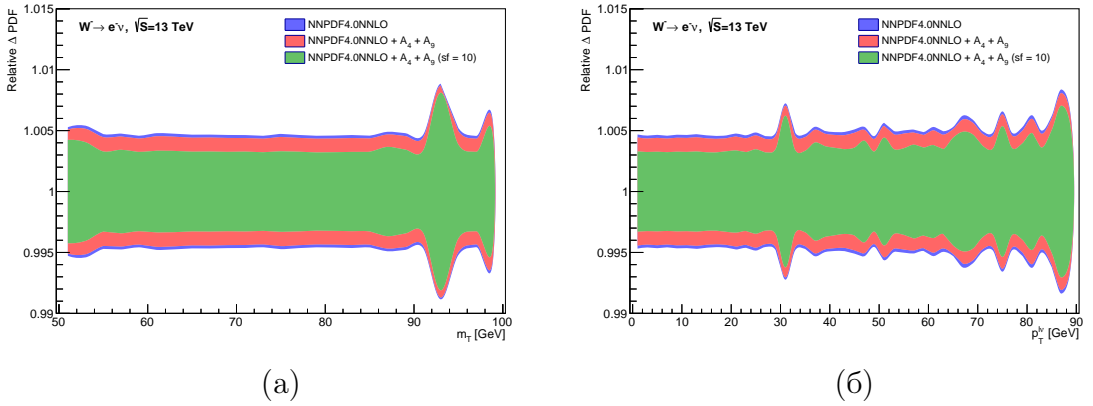


Рисунок 6.5.7 – Относительная погрешность набора ПФР в зависимости от поперечной массы m_T (а) и поперечного импульса p_T^{ν} (б) для набора ПФР NNPDF4.0 до (красный) и после профайлинга (синий) и (зеленый).

относительная погрешность от наборов ПФР NNPDF4.0 до и после профайлинга. Для набора ПФР до профайлинга относительная погрешность достигает 0.52% для поперечного импульса p_T^{ν} и поперечной массы m_T W -бозона, для набора ПФР после профайлинга с $A_4 + A_9$ погрешность ПФР достигает 0.49% для p_T^{ν} и m_T . Для профайлинга с $A_4 + A_9(\text{sf} = 10)$ относительная погрешность достигает 0.39% для p_T^{ν} и m_T

На рисунках 6.5.8 показано относительное уменьшение ПФР погрешности для набора NNPDF4.0 в зависимости от переменных m_T и $p_T^{l\nu}$.

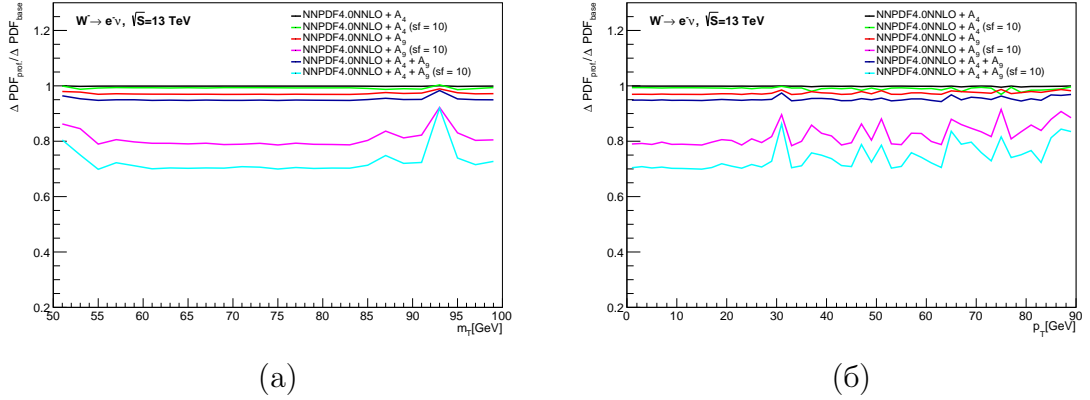


Рисунок 6.5.8 – Относительное уменьшение ПФР погрешности набора NNPDF4.0 в зависимости от поперечной массы m_T (а) и поперечного импульса p_T (б) W -бозона для наборов ПФР после профайлинга с переменными A_4 и A_9 , а также их комбинацией

Использование углового коэффициента A_4 снижает ПФР погрешность набора NNPDF4.0 для распределений m_T и $p_T^{l\nu}$ до 0.1%, а $A_4(sf = 10)$ до 1%. Использование A_9 в профайлинге снижает погрешность до 3%, а $A_9(sf = 10)$ снижает погрешность до 19%. В то время как, комбинированное использование $A_4 + A_9$ снижает погрешность до 5%, $A_4 + A_9(sf = 10)$ снижает погрешность до 27%.

В образование W^+ и W^- -бозонов принимают участие разные кварковые ароматы. Так как переменные используемые в профайлинге A_4 и A_9 вносят разный вклад в уменьшение погрешности для каждый партонной функции, то необходимо также оценить относительное уменьшение погрешности и в канале распада $W^+ \rightarrow e^+\nu$. Уменьшение погрешности от ПФР наборов для канала $W^+ \rightarrow e^+\nu$ имеет схожую тенденцию по сравнению с каналом распада $W^- \rightarrow e^-\nu$. Этот результат представлен в приложении В.

6.6 Выводы

Сравнивая результаты влияния углового коэффициента A_4 и сечения A_9 на уменьшение погрешности партонных функций современных наборов ПФР от разных групп можно сделать вывод, что они вносят различный вклад в уменьшение погрешности партонных функций различных наборов ПФР. Например, для наборов ПФР CT18 и HERAPDF2.0 наблюдается наибольший вклад A_4 и A_9 в уменьшение погрешности партонных функций. В то время как, для наборов MSHT20 и NNPDF4.0 уменьшение погрешности от использования A_4 и A_9 в профайлинге значительно меньше. Одной из причин данного различия является использование разного набора экспериментальных измерений в глобальной анализе КХД. Набор HERAPDF2.0 был получен с использованием экспериментальных измерений на экспериментах H1 и ZEUS ускорителя HERA (DESY). В то время для получения наборов CT18, MSHT20 и NNPDF4.0 использовались различные наборы с экспериментов LEP, Tevatron, LHC и HERA. Более того, наборы ПФР MSHT20 и NNPDF4.0 включают в более широкий набор последних экспериментальных измерений, например, измерение сечения и зарядовой асимметрии для процесса $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ эксперимента ATLAS[77], измерение дифференциального сечения и отношения W^+/W^- для процесса $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu + j$ в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ эксперимента ATLAS[78]. Помимо прочего, набор NNPDF4.0 включает в себя экспериментальные измерения с экспериментов на LHC в протон-протонных столкновениях с энергией $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Например, используются результаты измерения дифференциального сечения процессов $W^\pm \rightarrow l^\pm \nu$ и $Z \rightarrow l^\pm l^\mp$, где $l^\pm = e^\pm, \mu^\pm$ в протон-протонных столкновениях эксперимента ATLAS[79]. С учетом сказанного, можно сделать вывод о том, что не смотря на использование последних экспериментальных измерений в таких наборах как CT18, MSHT20 и NNPDF4.0 коэффициент A_4 и сечение A_9 вносит вклад в уменьшение погрешности партонных функций. Стоит так же учитывать, что последние использованные измерения для наборов ПФР были получены с использованием экспериментальных данных всего 2 сеанса, которые имеют интегральную светимость на несколько порядков больше чем псев-

доданные, использованные в данной работе. Но, не смотря на это, использование углового коэффициента A_4 и сечения A_9 , измеренных на псевдоданных с интегральной светимостью 335 пб^{-1} вносят значительный вклад в уменьшение погрешностей партонных функций и как следствие в уменьшение погрешности от набора ПФР для кинематических распределений, которые используются, например, для измерения массы W -бозона. Более того, применяя масштабный коэффициент для погрешностей A_4 и A_9 можно определить размер требуемого набора данных и светимости для будущих анализов по измерению поляризационных угловых коэффициентов

Заключение

В настоящей работе выполнены обширные исследования в области измерения поляризационных угловых коэффициентов A_i и сечения A_9 в контексте лептонного распада W бозона.

- Проведено измерение поляризационных угловых коэффициентов A_i и сечения A_9 в зависимости от поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ и быстроты $y^{l\nu}$ W -бозона с использованием псевдоданных в электронном канале распада.
- Выполнена оценка вклада систематических погрешностей, связанных с эффективностью триггера, идентификацией, реконструкцией и изоляцией для кинематических переменных в эксперименте ATLAS, которые используются для измерения поляризационных угловых коэффициентов A_i .
- Исследован вклад погрешности в измерение угловых поляризационных коэффициентов A_i и сечения A_9 от собственных векторов и константы сильного взаимодействия α_s набора ПФР СТ10.
- Проведена интерпретация измерений угловых поляризационных коэффициентов A_i и сечения A_9 . Для интерпретации результатов измерения A_i и A_9 был использован метод профайлинга, проведенного на базе программного обеспечения `xFitter`. Для этого была выполнена подготовка данных в числе которых: результаты экспериментальных измерений и их погрешностей для углового коэффициента A_4 и сечения A_9 с использованием псевдоданных, матрицы корреляции между систематическими погрешностями для A_4 и сечения A_9 , конфигурационные файлы для задания теоретических предсказаний на основе программного обеспечения `DYTURBO`. Была исследована зависимость

результата профайлинга от коэффициента A_4 , сечения A_9 и их комбинации. Было показано уменьшение погрешности ПФР для наборов ST18, MSHT20, HERAPDF2.0, NNPDF4.0.

- Основываясь на результатах профайлинга, были получены новые наборы ПФР, которые затем были использованы для оценки уменьшения погрешности ПФР для кинематических распределений p_T^l и m_T^W , используемых в другом независимом анализе измерения массы W -бозона. Было оценено относительное снижение погрешности в случае увеличения интегральной светимости экспериментальных данных в 10 раз. Новые наборы ПФР, полученные в ходе данной работы, показали потенциал существенно снизить вклад погрешности от набора ПФР в анализе массы W -бозона.

В ходе работы были получены сведения о методике получения партонных функций с помощью глобального анализа КХД, методике профайлинга для оценки влияния новых экспериментальных измерений на существующие наборы ПФР. Был сделан вклад в оптимизацию и отладку программных пакетов `HistMaker` и `AiDY`, необходимых для измерения угловых поляризационных коэффициентов A_i .

Автор работы выражает Даниилу Евгеньевичу Пономаренко искреннюю признательность за многогранную и профессиональную помощь, проявленную в период ее выполнения, за компетентную критику и поддержку, которые способствовали успешному завершению данной работы. Кроме того, автор благодарит коллектив кафедры №40 НИЯУ МИФИ за дружественную атмосферу и конструктивные замечания, сделанные во время проведения научных работ.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / G. Aad [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08003.
2. *Drell S. D., Yan T.-M.* Massive Lepton Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High-Energies // Phys. Rev. Lett. — 1970. — Vol. 25. — P. 316–320.
3. Uncertainties of predictions from parton distribution functions. 2. The Hessian method / J. Pumplin [et al.] // Phys. Rev. D. — 2001. — Vol. 65. — P. 014013. — arXiv: hep-ph/0101032.
4. *Giele W. T., Keller S. A., Kosower D. A.* Parton Distribution Function Uncertainties. — 2001. — arXiv: hep-ph/0104052.
5. The H1 detector at HERA / I. Abt [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 1997. — Vol. 386. — P. 310–347.
6. The ZEUS Detector: Technical Proposal / G. Wolf [et al.]. — 1986.
7. *Voss G. A., Wiik B. H.* The Electron proton collider HERA // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 1994. — Vol. 44. — P. 413–452.
8. Determination of the strange quark density of the proton from ATLAS measurements of the $W \rightarrow \ell\nu$ and $Z \rightarrow \ell\ell$ cross sections / G. Aad [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 109. — P. 012001. — arXiv: 1203.4051 [hep-ex].

9. Precision measurement and interpretation of inclusive W^+ , W^- and Z/γ^* production cross sections with the ATLAS detector / M. Aaboud [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2017. — Vol. 77, no. 6. — P. 367. — arXiv: 1612.03016 [hep-ex].
10. *Richter-Was E., Was Z.* W production at LHC: lepton angular distributions and reference frames for probing hard QCD // Eur. Phys. J. C. — 2017. — Vol. 77, no. 2. — P. 111. — arXiv: 1609.02536 [hep-ph].
11. Indirect measurement of $\sin^2 \theta_W$ (or M_W) using $\mu^+\mu^-$ pairs from γ^*/Z bosons produced in $p\bar{p}$ collisions at a center-of-momentum energy of 1.96 TeV / T. A. Aaltonen [et al.] // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 89, no. 7. — P. 072005. — arXiv: 1402.2239 [hep-ex].
12. Measurement of the forward-backward asymmetry of electron and muon pair-production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // JHEP. — 2015. — Vol. 09. — P. 049. — arXiv: 1503.03709 [hep-ex].
13. *Lam C. S., Tung W.-K.* A Systematic Approach to Inclusive Lepton Pair Production in Hadronic Collisions // Phys. Rev. D. — 1978. — Vol. 18. — P. 2447.
14. *Lam C. S., Tung W.-K.* Structure Function Relations at Large Transverse Momenta in Lepton Pair Production Processes // Phys. Lett. B. — 1979. — Vol. 80. — P. 228–231.
15. *Lam C. S., Tung W.-K.* Parton-model relation without quantum-chromodynamic modifications in lepton pair production // Phys. Rev. D. — 1980. — Vol. 21, issue 9. — P. 2712–2715.
16. *Arteaga-Romero N., Nicolardis A., Silva J.* Z^0 Production at the $\bar{p}p$ Collider and the Spin of the Gluon // Phys. Rev. Lett. — 1984. — Vol. 52, issue 3. — P. 172–175.
17. *Fiaschi J.* PDF analysis of Z boson polarisation data from LHC and constraints to Higgs boson production cross section // PoS. — 2022. — Vol. EPS–HEP2021. — P. 369. — arXiv: 2110.02023 [hep-ph].

18. Lepton-Charge and Forward-Backward Asymmetries in Drell-Yan Processes for Precision Electroweak Measurements and New Physics Searches / J. Fiaschi [et al.] // Nucl. Phys. B. — 2021. — Vol. 968. — P. 115444. — arXiv: 2103.10224 [hep-ph].
19. Measurement of the azimuthal angle distribution of leptons from W boson decays as a function of the W transverse momentum in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV / D. Acosta [et al.] // Phys. Rev. D. — 2006. — Vol. 73. — P. 052002. — arXiv: hep-ex/0504020.
20. *Емельянов В. М.* Стандартная модель и её расширения. — НМ. : Физматлит, 2007. — С. 584.
21. *Lederman L. M., Pope B. G.* Production of intermediate bosons in strong interactions // Phys. Rev. Lett. — 1971. — Vol. 27. — P. 765–768.
22. *Peng J. C., McGaughey P. L., Moss J. M.* Dilepton production at Fermilab and RHIC // RIKEN Symposium and Workshop on Selected Topics in Nuclear Collective Excitations (NUCOLEX 99). — 1999. — arXiv: hep-ph/9905447.
23. Measurement of the angular coefficients in Z -boson events using electron and muon pairs from data taken at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // JHEP. — 2016. — Vol. 08. — P. 159. — arXiv: 1606.00689 [hep-ex].
24. Inclusive low mass Drell-Yan production in the forward region at $\sqrt{s} = 7$ TeV. — 2012.
25. Study of Drell-Yan dimuon production in proton-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV / A. M. Sirunyan [et al.] // JHEP. — 2021. — Vol. 05. — P. 182. — arXiv: 2102.13648 [hep-ex].
26. Measurement of the forward-backward asymmetry of electron and muon pair-production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // JHEP. — 2015. — Vol. 09. — P. 049. — arXiv: 1503.03709 [hep-ex].

27. *Collins J. C., Soper D. E., Sterman G. F.* Factorization of Hard Processes in QCD // Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. — 1989. — Vol. 5. — P. 1–91. — arXiv: hep-ph/0409313.
28. *Mirkes E., Ohnemus J. W* and *Z* polarization effects in hadronic collisions // Phys. Rev. D. — 1994. — Vol. 50. — P. 5692–5703. — arXiv: hep-ph/9406381.
29. *Korner J. G., Mirkes E.* Polarization density matrix of high $q(T)$ gauge bosons in high-energy proton - anti-proton collisions // Nucl. Phys. B Proc. Suppl. / ed. by S. Narison. — 1991. — Vol. 23. — P. 9–13.
30. *Mirkes E.* Angular decay distribution of leptons from W-bosons at NLO in hadronic collisions // Nucl. Phys. B. — 1992. — Vol. 387, no. 1. — P. 3–85. — ISSN 0550-3213.
31. *Hofstadter R., McAllister R. W.* Electron Scattering from the Proton // Phys. Rev. — 1955. — Vol. 98, issue 1. — P. 217–218.
32. *McAllister R. W., Hofstadter R.* Elastic Scattering of 188-Mev Electrons from the Proton and the Alpha Particle // Phys. Rev. — 1956. — Vol. 102, issue 3. — P. 851–856.
33. *Zweig G.* An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2 // DEVELOPMENTS IN THE QUARK THEORY OF HADRONS. VOL. 1. 1964 - 1978 / ed. by D. B. Lichtenberg, S. P. Rosen. — 1964. — P. 22–101.
34. *Gell-Mann M.* A schematic model of baryons and mesons // Physics Letters. — 1964. — Vol. 8, no. 3. — P. 214–215. — ISSN 0031-9163.
35. High-Energy Inelastic $e - p$ Scattering at 6° and 10° / E. D. Bloom [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1969. — Vol. 23, issue 16. — P. 930–934.
36. Observed Behavior of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering / M. Breidenbach [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1969. — Vol. 23, issue 16. — P. 935–939.
37. *Bjorken J. D.* Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum // Phys. Rev. — 1969. — Vol. 179, issue 5. — P. 1547–1553.
38. *Feynman R. P.* Very High-Energy Collisions of Hadrons // Phys. Rev. Lett. — 1969. — Vol. 23, issue 24. — P. 1415–1417.

39. *Bjorken J. D., Paschos E. A.* Inelastic Electron-Proton and γ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon // *Phys. Rev.* — 1969. — Vol. 185, issue 5. — P. 1975–1982.
40. *Callan C. G., Gross D. J.* High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current // *Phys. Rev. Lett.* — 1969. — Vol. 22, issue 4. — P. 156–159.
41. Inelastic Electron-Proton Scattering at Large Momentum Transfers and the Inelastic Structure Functions of the Proton / G. Miller [et al.] // *Phys. Rev. D.* — 1972. — Vol. 5, issue 3. — P. 528–544.
42. *Gross D. J., Wilczek F.* Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories // *Phys. Rev. Lett.* — 1973. — Vol. 30, issue 26. — P. 1343–1346.
43. *Politzer H. D.* Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? // *Phys. Rev. Lett.* — 1973. — Vol. 30, issue 26. — P. 1346–1349.
44. *McElhaney R., Tuan S. F.* Some Consequences of a Modified Kuti-Weisskopf Quark-Parton Model // *Phys. Rev. D.* — 1973. — Vol. 8, issue 7. — P. 2267–2272.
45. *Kuti J., Weisskopf V. F.* Inelastic Lepton-Nucleon Scattering and Lepton Pair Production in the Relativistic Quark-Parton Model // *Phys. Rev. D.* — 1971. — Vol. 4, issue 11. — P. 3418–3439.
46. *Morfín J. G., Tung W. K.* Parton distributions from a global QCD analysis of deep inelastic scattering and lepton-pair production // *Z. Phys. C: Part. Fields.* — 1991.
47. CTEQ Collaboration. — URL: <https://www.physics.smu.edu/scalise/cteq/>.
48. NNPDF Collaboration. — URL: <http://nnpdf.mi.infn.it/>.
49. MSHT/MRST/MSTW/MMHT Collaboration. — URL: <https://www.hep.ucl.ac.uk/mmht/>.
50. PDF4LHC recommendations for LHC Run II / J. Butterworth [et al.] // *J. Phys. G.* — 2016. — Vol. 43. — P. 023001. — arXiv: 1510.03865 [hep-ph].

51. The path to proton structure at 1% accuracy / R. D. Ball [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2022. — Vol. 82, no. 5. — P. 428. — arXiv: 2109.02653 [hep-ph].
52. *Altarelli G., Parisi G.* Asymptotic freedom in parton language // Nucl. Phys. B. — 1977. — Vol. 126, no. 2. — P. 298–318. — ISSN 0550-3213.
53. *Gribov V. N., Lipatov L. N.* Deep inelastic e p scattering in perturbation theory // Sov. J. Nucl. Phys. — 1972. — Vol. 15. — P. 438–450.
54. *Dokshitzer Y. L.* Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+ e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. // Sov. Phys. JETP. — 1977. — Vol. 46. — P. 641–653.
55. Parton distributions for the LHC / A. D. Martin [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2009. — Vol. 63. — P. 189–285. — arXiv: 0901.0002 [hep-ph].
56. Constraints on large- x parton distributions from new weak boson production and deep-inelastic scattering data / A. Accardi [et al.] // Phys. Rev. D. — 2016. — Vol. 93, issue 11. — P. 114017.
57. Combination of measurements of inclusive deep inelastic $e^\pm p$ scattering cross sections and QCD analysis of HERA data / H. Abramowicz [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2015. — Vol. 75, no. 12. — P. 580. — arXiv: 1506.06042 [hep-ex].
58. *Alekhin S., Blumlein J., Moch S.* The ABM parton distributions tuned to LHC data // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 89, no. 5. — P. 054028. — arXiv: 1310.3059 [hep-ph].
59. Global QCD analysis and the CTEQ parton distributions / H. L. Lai [et al.] // Phys. Rev. D. — 1995. — Vol. 51. — P. 4763–4782. — arXiv: hep-ph/9410404.
60. *Pumplin J.* Parametrization dependence and $\Delta\chi^2$ in parton distribution fitting // Phys. Rev. D. — 2010. — Vol. 82, issue 11. — P. 114020.
61. Parton distributions from LHC, HERA, Tevatron and fixed target data: MSHT20 PDFs / S. Bailey [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2021. — Vol. 81, no. 4. — P. 341. — arXiv: 2012.04684 [hep-ph].

62. New CTEQ global analysis of quantum chromodynamics with high-precision data from the LHC / T.-J. Hou [et al.] // Phys. Rev. D. — 2021. — Vol. 103, no. 1. — P. 014013. — arXiv: 1912.10053 [hep-ph].
63. Uncertainties of predictions from parton distribution functions. II. The Hessian method / J. Pumplin [et al.] // Phys. Rev. D. — 2001. — Vol. 65, issue 1. — P. 014013.
64. LHC Design Report Vol.1: The LHC Main Ring. — 2004.
65. ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report / M. Capeans [et al.]. — 2010.
66. *Martinez A. R.* The Run-2 ATLAS Trigger System // J. Phys. Conf. Ser. / ed. by L. Salinas, C. Torres. — 2016. — Vol. 762, no. 1. — P. 012003.
67. *Collins J. C., Soper D. E.* Angular distribution of dileptons in high-energy hadron collisions // Phys. Rev. D. — 1977. — Vol. 16, issue 7. — P. 2219–2225.
68. *Oleari C.* The POWHEG-BOX // Nucl. Phys. B Proc. Suppl. / ed. by J. Blümlein, S.-O. Moch, T. Riemann. — 2010. — Vol. 205/206. — P. 36–41. — arXiv: 1007.3893 [hep-ph].
69. Event Generation with Sherpa 2.2 / E. Bothmann [et al.] // SciPost Phys. — 2019. — Vol. 7, no. 3. — P. 034. — arXiv: 1905.09127 [hep-ph].
70. Combined Performance (CP) Groups. — URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/AtlasPhysics>.
71. Multi-jet background in low-pile-up runs taken in 2017 and 2018 / T. Xu [et al.]. — 2019.
72. Measurement of angular coefficients in $W \rightarrow \ell\nu$ events in low- μ pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector : tech. rep. / A. Bachiu [et al.] ; CERN. — Geneva, 2022.
73. LHAPDF6: parton density access in the LHC precision era / A. Buckley [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2015. — Vol. 75. — P. 132. — arXiv: 1412.7420 [hep-ph].

74. xFitter: An Open Source QCD Analysis Framework. A resource and reference document for the Snowmass study / H. Abdolmaleki [et al.]. — 2022. — arXiv: 2206.12465 [hep-ph].
75. DYTurbo: fast predictions for Drell-Yan processes / S. Camarda [et al.] // European Physical Journal C. — 2020. — Vol. 80, no. 3. — P. 251. — arXiv: 1910.07049 [hep-ph].
76. Measurement of the W -boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2018. — Vol. 78, no. 2. — P. 110. — arXiv: 1701.07240 [hep-ex].
77. 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 / G. Aad [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2019. — Vol. 79, no. 9. — P. 760. — arXiv: 1904.05631 [hep-ex].
78. Measurement of differential cross sections and W^+/W^- cross-section ratios for W boson production in association with jets at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud [et al.] // JHEP. — 2018. — Vol. 05. — P. 077. — arXiv: 1711.03296 [hep-ex] ; — [Erratum: JHEP 10, 048 (2020)].
79. Measurement of W^\pm and Z -boson production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // Phys. Lett. B. — 2016. — Vol. 759. — P. 601–621. — arXiv: 1603.09222 [hep-ex].

ПРИЛОЖЕНИЕ А

ПОЛНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Результаты оценки погрешности от собственных векторов и константы сильного взаимодействия α_s набора ПФР СТ10 для измерения угловых поляризационных коэффициентов A_i и сечения A_9 в зависимости от быстроты $y^{l\nu}$ и поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ W -бозона, представлены в таблицах А.0.1–А.0.4.

Результаты измерения угловых коэффициентов A_i и сечения A_9 в зависимости от быстроты W -бозона $y^{l\nu}$ представлены в таблице А.0.5. Результаты измерения в зависимости от поперечного импульса W -бозона представлены в таблице А.0.6.

Таблица А.0.1 – Погрешность от собственных векторов набора ПФР для угловых коэффициентов A_i и сечения A_9 для каждого интервала разбиения по переменной $y^{l\nu}$.

$ y^{l\nu} $	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6	A_7	A_9
0-0.4	0.005	0.001	0.005	0.002	0.001	0.001	0.003	0.000	3.5
0.4-0.8	0.005	0.001	0.002	0.002	0.005	0.000	0.003	0.000	3.5
0.8-1.2	0.005	0.001	0.004	0.002	0.008	0.000	0.004	0.000	3.2
1.2-1.6	0.005	0.002	0.003	0.001	0.010	0.000	0.003	0.000	2.5
1.6-2.0	0.005	0.002	0.002	0.002	0.013	0.001	0.004	0.000	2.9
2.0-2.4	0.014	0.005	0.005	0.004	0.021	0.001	0.003	0.001	7.3
2.4-3.5	0.029	0.006	0.006	0.007	0.026	0.001	0.006	0.002	31.0

Таблица А.0.2 – Погрешность от константы α_s набора ПФР для угловых коэффициентов A_i и сечения A_9 для каждого интервала разбиения по переменной y^{ν}

$ y^{\nu} $	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6	A_7	A_9
0-0.4	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.001	0.000	0.02
0.4-0.8	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.001	0.000	0.16
0.8-1.2	0.000	0.001	0.000	0.000	0.000	0.000	0.001	0.000	0.24
1.2-1.6	0.000	0.001	0.001	0.000	0.000	0.000	0.001	0.000	0.37
1.6-2.0	0.002	0.001	0.000	0.000	0.002	0.000	0.001	0.000	0.83
2.0-2.4	0.004	0.002	0.001	0.002	0.004	0.000	0.000	0.000	2.60
2.4-3.5	0.005	0.001	0.000	0.002	0.003	0.000	0.002	0.001	0.60

Таблица А.0.3 – Погрешность от собственных векторов набора ПФР для угловых коэффициентов A_i и сечения A_9 для каждого интервала разбиения по переменной p_T^{ν} .

$ y^{\nu} $	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6	A_7	A_9
0-8	0.017	0.005	0.004	0.001	0.001	0.001	0.018	0.001	33.3
8-17	0.011	0.006	0.002	0.001	0.001	0.001	0.006	0.000	17.0
17-27	0.008	0.009	0.004	0.002	0.001	0.001	0.016	0.000	7.87
27-40	0.008	0.008	0.001	0.002	0.002	0.002	0.015	0.001	4.18
40-55	0.005	0.006	0.003	0.004	0.002	0.002	0.008	0.001	2.19
55-75	0.003	0.007	0.007	0.003	0.002	0.002	0.004	0.001	1.22
75-110	0.003	0.006	0.006	0.002	0.001	0.001	0.003	0.000	0.59
110-150	0.004	0.012	0.008	0.003	0.001	0.001	0.012	0.001	0.15
150-210	0.003	0.005	0.006	0.003	0.002	0.002	0.013	0.001	0.04
210-600	0.004	0.006	0.005	0.003	0.003	0.003	0.004	0.002	0.01

Таблица А.0.4 – Погрешность от константы α_s набора ПФР для угловых коэффициентов A_i и сечения A_9 для каждого интервала разбиения по переменной $p_T^{l\nu}$.

$ y^{l\nu} $	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6	A_7	A_9
0-8	0.001	0.001	0.000	0.000	0.004	0.000	0.000	0.0000	1.87
8-17	0.001	0.001	0.000	0.000	0.002	0.000	0.001	0.0000	0.75
17-27	0.001	0.001	0.000	0.000	0.004	0.000	0.000	0.0002	0.20
27-40	0.000	0.000	0.000	0.000	0.001	0.000	0.002	0.0004	0.02
40-55	0.001	0.001	0.000	0.001	0.001	0.000	0.003	0.0004	0.16
55-75	0.000	0.000	0.001	0.000	0.001	0.000	0.001	0.0002	0.03
75-110	0.001	0.001	0.000	0.001	0.001	0.000	0.000	0.0000	0.05
110-150	0.001	0.003	0.002	0.001	0.002	0.000	0.002	0.0002	0.00
150-210	0.000	0.000	0.000	0.001	0.001	0.000	0.003	0.0001	0.00
210-600	0.001	0.001	0.000	0.000	0.000	0.000	0.001	0.0002	0.00

Таблица А.0.5 – Результаты измерения угловых коэффициентов A_i и сечения A_9 для каждого интервала разбиения по переменной $y^{l\nu}$. Показаны статистическая и систематическая погрешность измерения $\pm\delta_{\text{стат.}} \pm \delta_{\text{сист.}}$.

$ y^{l\nu} $	A_0	A_1	A_2
0-0.4	$0.13 \pm 0.08 \pm 0.04$	$0.01 \pm 0.04 \pm 0.02$	$0.13 \pm 0.05 \pm 0.02$
0.4-0.8	$0.13 \pm 0.08 \pm 0.04$	$0.02 \pm 0.04 \pm 0.02$	$0.13 \pm 0.08 \pm 0.03$
0.8-1.2	$0.12 \pm 0.08 \pm 0.04$	$0.03 \pm 0.05 \pm 0.03$	$0.13 \pm 0.10 \pm 0.03$
1.2-1.6	$0.12 \pm 0.07 \pm 0.04$	$0.04 \pm 0.06 \pm 0.04$	$0.13 \pm 0.12 \pm 0.04$
1.6-2.0	$0.09 \pm 0.09 \pm 0.05$	$0.04 \pm 0.07 \pm 0.04$	$0.12 \pm 0.11 \pm 0.03$
2.0-2.4	$0.08 \pm 0.19 \pm 0.10$	$0.05 \pm 0.13 \pm 0.08$	$0.11 \pm 0.12 \pm 0.04$
2.4-3.5	$0.08 \pm 0.41 \pm 0.26$	$0.06 \pm 0.19 \pm 0.09$	$0.09 \pm 0.17 \pm 0.06$
$ y^{l\nu} $	A_3	A_4	A_5
0-0.4	$0.02 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.04 \pm 0.04 \pm 0.02$	$0.00 \pm 0.06 \pm 0.02$
0.4-0.8	$0.02 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.13 \pm 0.06 \pm 0.03$	$0.00 \pm 0.05 \pm 0.01$
0.8-1.2	$0.03 \pm 0.04 \pm 0.02$	$0.24 \pm 0.09 \pm 0.05$	$0.00 \pm 0.05 \pm 0.02$
1.2-1.6	$0.04 \pm 0.05 \pm 0.02$	$0.37 \pm 0.11 \pm 0.06$	$0.00 \pm 0.06 \pm 0.02$
1.6-2.0	$0.06 \pm 0.05 \pm 0.02$	$0.53 \pm 0.13 \pm 0.09$	$0.00 \pm 0.06 \pm 0.02$
2.0-2.4	$0.08 \pm 0.07 \pm 0.03$	$0.73 \pm 0.22 \pm 0.12$	$0.00 \pm 0.07 \pm 0.02$
2.4-3.5	$0.13 \pm 0.19 \pm 0.07$	$1.14 \pm 0.40 \pm 0.20$	$0.00 \pm 0.08 \pm 0.02$
$ y^{l\nu} $	A_6	A_7	A_9
0-0.4	$0.00 \pm 0.17 \pm 0.07$	$0.00 \pm 0.04 \pm 0.01$	$1100 \pm 40 \pm 40$
0.4-0.8	$0.00 \pm 0.17 \pm 0.07$	$0.00 \pm 0.04 \pm 0.01$	$1100 \pm 40 \pm 30$
0.8-1.2	$0.00 \pm 0.19 \pm 0.07$	$0.00 \pm 0.04 \pm 0.01$	$1000 \pm 30 \pm 30$
1.6-2.0	$0.00 \pm 0.21 \pm 0.08$	$0.00 \pm 0.05 \pm 0.01$	$1000 \pm 20 \pm 30$
2.0-2.4	$0.00 \pm 0.23 \pm 0.09$	$0.00 \pm 0.08 \pm 0.02$	$900 \pm 30 \pm 30$
1.2-1.6	$0.00 \pm 0.19 \pm 0.07$	$0.00 \pm 0.05 \pm 0.02$	$900 \pm 90 \pm 50$
2.4-3.5	$0.00 \pm 0.33 \pm 0.11$	$0.00 \pm 0.19 \pm 0.06$	$2000 \pm 700 \pm 300$

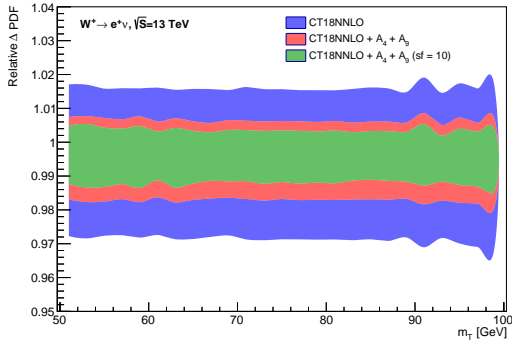
Таблица А.0.6 – Результаты измерения угловых коэффициентов A_i и сечения A_9 для каждого интервала разбиения по переменной $p_T^{l\nu}$. Показаны статистическая и систематическая погрешность измерения $\pm\delta_{\text{стат.}} \pm \delta_{\text{сист.}}$.

$p_T^{l\nu}$ [ГэВ]	A_0	A_1	A_2
0-8	$-0.06 \pm 0.07 \pm 0.02$	$0.01 \pm 0.23 \pm 0.07$	$0.01 \pm 0.15 \pm 0.04$
8-17	$0.00 \pm 0.15 \pm 0.05$	$0.03 \pm 0.22 \pm 0.07$	$0.04 \pm 0.09 \pm 0.03$
17-27	$0.13 \pm 0.20 \pm 0.08$	$0.06 \pm 0.27 \pm 0.09$	$0.12 \pm 0.11 \pm 0.03$
27-40	$0.32 \pm 0.19 \pm 0.08$	$0.07 \pm 0.28 \pm 0.11$	$0.25 \pm 0.10 \pm 0.03$
40-55	$0.51 \pm 0.17 \pm 0.08$	$0.08 \pm 0.35 \pm 0.14$	$0.39 \pm 0.12 \pm 0.04$
55-75	$0.69 \pm 0.12 \pm 0.06$	$0.07 \pm 0.33 \pm 0.14$	$0.53 \pm 0.13 \pm 0.05$
75-110	$0.85 \pm 0.08 \pm 0.04$	$0.07 \pm 0.28 \pm 0.12$	$0.69 \pm 0.13 \pm 0.05$
110-150	$0.94 \pm 0.14 \pm 0.06$	$0.05 \pm 0.49 \pm 0.21$	$0.80 \pm 0.24 \pm 0.10$
150-210	$0.97 \pm 0.18 \pm 0.09$	$0.05 \pm 0.69 \pm 0.30$	$0.87 \pm 0.31 \pm 0.12$
210-600	$0.89 \pm 0.18 \pm 0.09$	$0.01 \pm 0.92 \pm 0.43$	$0.88 \pm 0.36 \pm 0.16$
$p_T^{l\nu}$ [ГэВ]	A_3	A_4	A_5
0-8	$0.01 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.70 \pm 0.12 \pm 0.04$	$0.00 \pm 0.15 \pm 0.04$
8-17	$0.03 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.61 \pm 0.24 \pm 0.08$	$0.00 \pm 0.07 \pm 0.02$
17-27	$0.07 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.54 \pm 0.34 \pm 0.12$	$0.00 \pm 0.06 \pm 0.02$
27-40	$0.13 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.47 \pm 0.32 \pm 0.13$	$0.00 \pm 0.05 \pm 0.02$
40-55	$0.20 \pm 0.07 \pm 0.02$	$0.40 \pm 0.30 \pm 0.13$	$0.00 \pm 0.06 \pm 0.02$
55-75	$0.26 \pm 0.09 \pm 0.03$	$0.32 \pm 0.23 \pm 0.11$	$0.00 \pm 0.06 \pm 0.02$
75-110	$0.34 \pm 0.09 \pm 0.03$	$0.26 \pm 0.17 \pm 0.09$	$0.00 \pm 0.06 \pm 0.02$
110-150	$0.43 \pm 0.15 \pm 0.06$	$0.19 \pm 0.35 \pm 0.16$	$0.00 \pm 0.12 \pm 0.04$
150-210	$0.50 \pm 0.17 \pm 0.07$	$0.13 \pm 0.60 \pm 0.26$	$0.00 \pm 0.12 \pm 0.06$
210-600	$0.60 \pm 0.18 \pm 0.10$	$0.06 \pm 0.82 \pm 0.35$	$0.00 \pm 0.18 \pm 0.07$
$p_T^{l\nu}$ [ГэВ]	A_6	A_7	A_9
0-8	$0.00 \pm 0.80 \pm 0.25$	$0.00 \pm 0.08 \pm 0.02$	$3100 \pm 100 \pm 30$
8-17	$0.00 \pm 0.53 \pm 0.17$	$0.00 \pm 0.07 \pm 0.02$	$2400 \pm 150 \pm 50$
17-27	$0.00 \pm 0.66 \pm 0.21$	$0.00 \pm 0.07 \pm 0.02$	$1300 \pm 100 \pm 40$
27-40	$0.00 \pm 0.57 \pm 0.20$	$0.00 \pm 0.07 \pm 0.02$	$820 \pm 50 \pm 20$
40-55	$0.00 \pm 0.56 \pm 0.21$	$0.00 \pm 0.07 \pm 0.02$	$450 \pm 30 \pm 10$
55-75	$0.00 \pm 0.48 \pm 0.19$	$0.00 \pm 0.06 \pm 0.02$	$270 \pm 11 \pm 5$
75-110	$0.00 \pm 0.44 \pm 0.18$	$0.00 \pm 0.06 \pm 0.02$	$160 \pm 5 \pm 2$
110-150	$0.00 \pm 0.76 \pm 0.33$	$0.00 \pm 0.10 \pm 0.04$	$43 \pm 2 \pm 1$
150-210	$0.00 \pm 0.95 \pm 0.41$	$0.00 \pm 0.12 \pm 0.05$	$16 \pm 1 \pm 0.7$
210-600	$0.00 \pm 1.05 \pm 0.47$	$0.00 \pm 0.14 \pm 0.06$	$6 \pm 0.4 \pm 0.3$

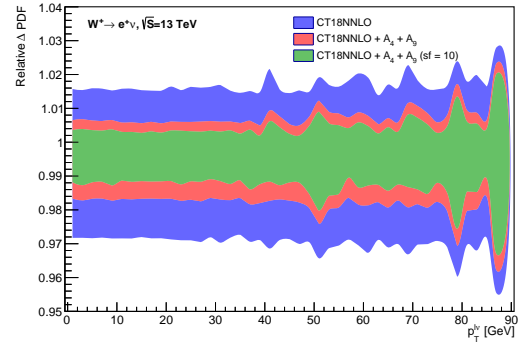
ПРИЛОЖЕНИЕ В

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ПФР В КАНАЛЕ РАСПАДА W^+

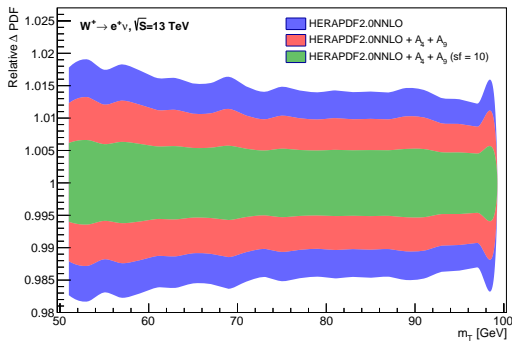
По антологии с результатом для процесса $W^- \rightarrow e^- \nu$, который представлен в разделе 6.5, на рисунках В.0.1 показана относительная погрешность от наборов ПФР CT18, HERAPDF2.0, MSHT20, NNPDF4.0 до и после профайлинга с комбинированным использованием переменных A_4 и A_9 для процесса $W^+ \rightarrow e^+ \nu$. На рисунках В.0.2 показано относительное уменьшение ПФР погрешности для наборов ПФР CT18, HERAPDF2.0, MSHT20, NNPDF4.0 для процесса $W^+ \rightarrow e^+ \nu$.



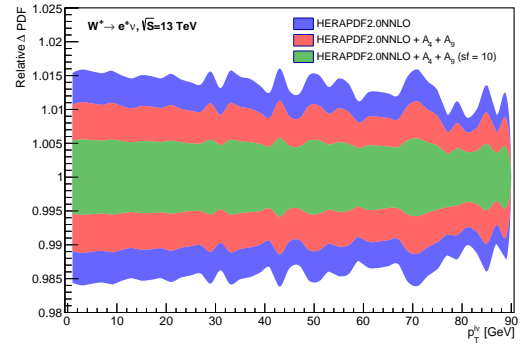
(а)



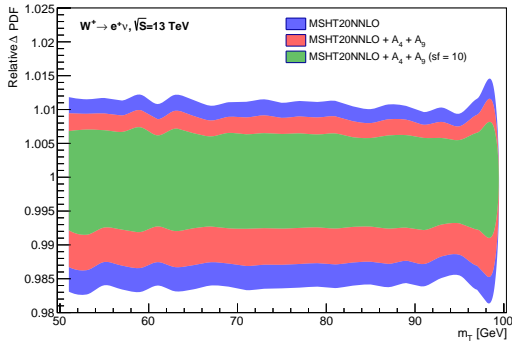
(б)



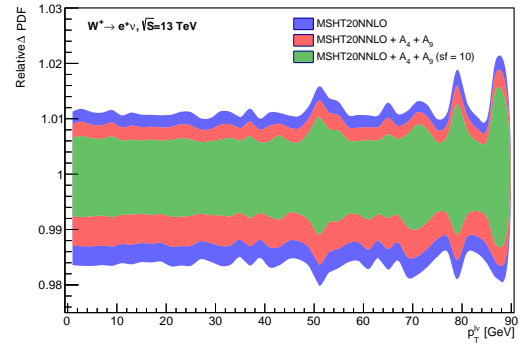
(в)



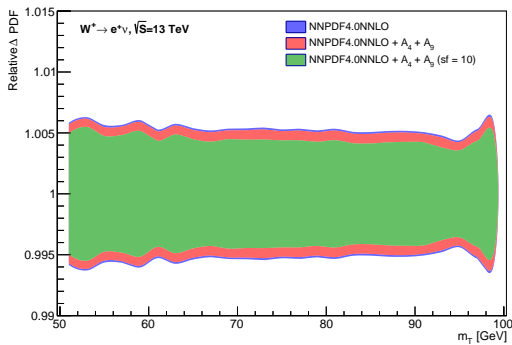
(г)



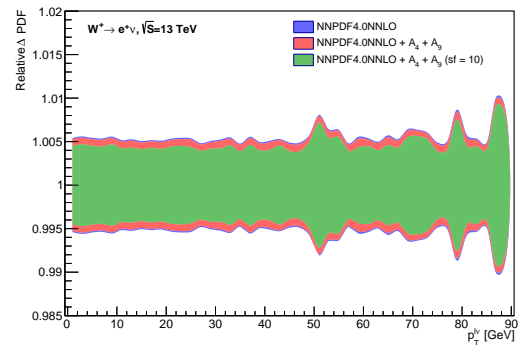
(д)



(е)



(ж)



(з)

Рисунок В.0.1 – Относительная погрешность набора ПФР в зависимости от поперечной массы m_T (слева) в зависимости от поперечного импульса $p_T^{l\nu}$ (справа) до (красный) и после профайлинга (синий) и (зеленый) для наборов ПФР CT18 (а) и (б), HERAPDF2.0 (в) и (г), MSHT20 (д) и (е), NNPDF4.0 (ж) и (з)

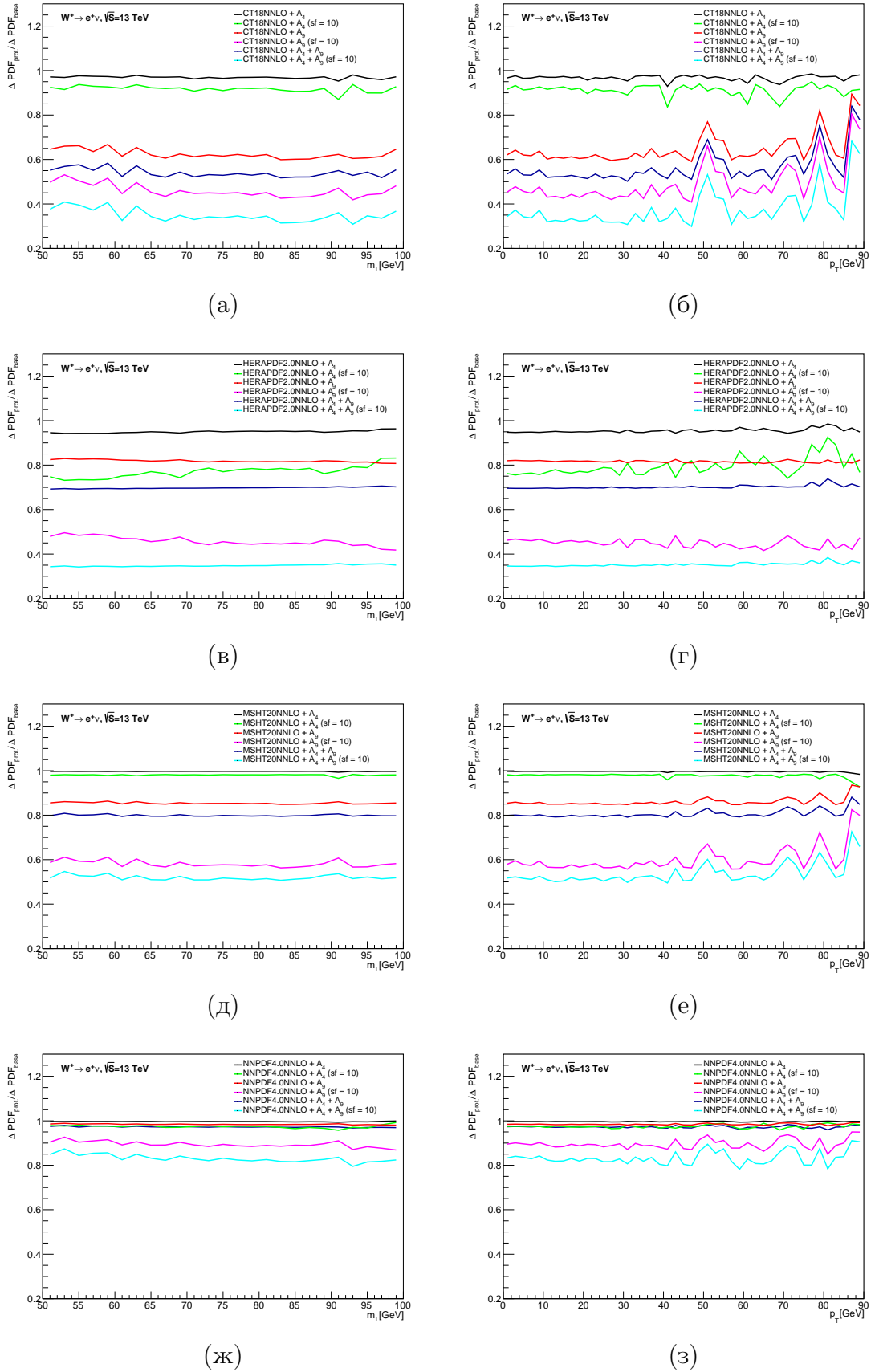


Рисунок В.0.2 – Относительное уменьшение ПФР погрешности в зависимости от поперечной массы m_T (слева) и поперечного импульса p_T (справа) для наборов ПФР CT18 (а) и (б), HERAPDF2.0 (в) и (г), MSHT20 (д) и (е), NNPDF4.0 (ж) и (з) после профайлинга с переменными A_4 и A_9 , а также их комбинацией