Федеральное государственное бюджетное учереждение
«ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ»
им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»

на правах рукописи

Федин Олег Львович

Измерение поляризационных угловых коэффициентов в процессах лептонного распада Z-бозона в эксперименте ATLAS на LHC

01.04.23 — физика высоких энергий

Диссертация
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Гатчина 2018

Оглавление

Введение 4

1 Теоретический формализм **18**
1.1 Дифференциальное сечение процесса $p + p \to Z + X \to l + l + X$ 18
1.2 Метод моментов 23
1.3 Система покоя Коллинза-Сопера 24
1.4 Поляризация Z-бозонов 26
1.5 Вычисление угловых коэффициентов 27
1.5.1 Вычисления угловых коэффициентов в фиксированных порядках теории возмущений КХД 27
1.5.2 Вычисления угловых коэффициентов с помощью генераторов событий 30

2 Эксперимент ATLAS **39**
2.1 Детектор ATLAS 39
2.2 Детектор переходного излучения 40
2.2.1 Дрейфовые трубки детектора переходного излучения 41
2.2.2 Модули детектора переходного излучения 42
2.2.3 Характеристики детектора переходного излучения 43
2.3 Реконструкция и идентификация электронов 46
2.3.1 Реконструкция электронов 46
2.3.2 Идентификация электронов 48
2.3.3 Метод измерения эффективности регистрации электронов 50
2.3.4 Измерение эффективности идентификации электронов 52
2.3.5 Измерение эффективности реконструкции электронов 54
2.4 Реконструкция и идентификация мюонов 56
2.4.1 Реконструкция мюонов 56
2.4.2 Измерение эффективности реконструкции мюонов 57

3 Анализ данных **62**
3.1 Данные и моделированные события 62
3.2 Отбор событий 63
3.3 Оценка фонов 67
3.4 Угловые распределения 71
3.5 Оценка фона КХД фона 71
3.5.1 Оценка КХД фона в канале $eeCC$ 73

3.5.2 Оценка КХД фона в канале $eeCF$ . . . 79
3.5.3 Оценка КХД фона в канале $\mu\mu CC$ . . . 83
3.6 Измерение вероятности неправильного определения знака заряда электрона 86

4 Методика измерений 91
4.1 Шаблонные распределения . . . 91
4.2 Функция правдоподобия . . . 96
4.3 Учет систематических и статистических ошибок . . . 97
4.4 Регуляризация . . . 99
4.5 Объединение нескольких каналов измерений . . . 102

5 Оценка статистических и систематических ошибок измерений 104
5.1 Статистическая ошибка данных . . . 104
5.2 Статистическая ошибка моделированных событий . . . 106
5.3 Систематические ошибки данных . . . 110
5.4 Теоретические систематические ошибки . . . 115
5.5 Систематические ошибки, связанные с методикой измерения . . . 117
5.6 Сводка всех систематических ошибок . . . 120

6 Результаты измерений 127
6.1 Сравнения между каналами измерений . . . 127
6.2 Результаты измерений для каждого канала в отдельности и объединенные результаты . . . 128
6.3 Проверка результатов измерений . . . 132
6.4 Количественная оценка угловых коэффициентов A_5, A_6, A_7 . . . 135
6.5 Сравнение с результатами измерений эксперимента CMS . . . 137
6.6 Сравнение с теоретическими расчетами . . . 141

Заключение . . . 153
Приложение . . . 157
A Шаблонные распределения . . . 157
B Полные результаты измерений . . . 160
C Результаты расчета угловых коэффициентов для генератора POWHEG . . . 172
D Результаты расчета угловых коэффициентов для генератора Sherpa . . . 184
Список работ, опубликованных автором по теме диссертации . . . 193
Благодарности . . . 196

Список литературы 197
Список сокращений и условных обозначений . . . 207

Введение

Актуальность проблемы

Сегодня можно смело утверждать, что открытие бозона Хиггса [1, 2] на ускорителе LHC [3] оправдало его неофициальное название «машины открытий». Однако коллайдер LHC иногда ещё называют «фабрикой» W- и Z-бозонов. Действительно, при энергии столкновений протонов в системе центра масс 8 ТэВ на коллайдере LHC в эксперименте ATLAS [4] на $1\,\text{фбн}^{-1}$ набранной интегральной светимости регистрируется[1] $\sim 4{\times}10^6$ распадов $W \to e\nu_e, \mu\nu_\mu$ и $\sim 4{\times}10^5$ распадов $Z \to e^+e^-, \mu^+\mu^-$. В 2010–2012 годах ускоритель LHC работал постоянно увеличивая светимость, достигнув максимальной светимости $\sim 7,7 \times 10^{33}\,\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Это позволило эксперименту ATLAS набрать полную интегральную светимость $\sim 25\,\text{фб}^{-1}$ и зарегистрировать $\sim 10 \times 10^6$ Z-бозонов и $\sim 100 \times 10^6$ W-бозонов. Для примера, на четырех детекторах, работавших в 90-х годах на электрон-позитронном коллайдере LEP (ALEPH, DELPHI, OPAL, L3), было зарегистрировано всего около $20{\times}10^6$ Z-бозонов и 2×10^5 пар W^+W^- бозонов.

Существует ряд причин, по которым следует изучать электрослабые процессы на ускорителе LHC [5]. Во-первых, лептонные распады W- и Z-бозонов имеют простую сигнатуру. При распаде Z-бозона в конечном состоянии образуются два изолированных лептона, а в случае распада W-бозона – один изолированный лептон и нейтрино, которое не регистрируется детектором, вследствии чего в нем наблюдается недостающая энергия. Такая простая сигнатура событий обеспечивает высокую эффективность регистрации W- и Z-бозонов наряду с сильным подавлением фона, возникающего вследствии рождения адронных струй. Большая накопленная статистика распадов W- и Z-бозонов в лептоны позволяет использовать эти процессы для количественных оценок качества работы детектора: калибровки детектора, измерения эффективностей реконструкции и идентификации лептонов (электронов и мюонов), изучения энергетического разрешения детектора и т. д. Однако, что более важно, такая большая статистика может быть использована для измерения характеристик электрослабых процессов с высокой точностью.

Увеличение точности измерения полных инклюзивных сечений рождения W- и Z-бозонов и сравнение их измеренных значений с теоретическими вычислениями, которые в настоящее время выполняются в NNLO (англ., Next-to-Next Leading Order) приближении с точностью $\sim 1\%$, позволяет не только проверять теоретические расчеты, но и стимулирует дальнейшее развитие вычислений в рамках пертурбативной КХД теории. Кроме того, такие расчеты включают петлевые диаграммы, что позволяет из-

[1] Цифры приведены с учетом аксептанса детектора и эффективности регистрации.

влекать информацию об еще не открытых частицах, как это было сделано, например, для t-кварка. Как хорошо известно, величина массы t-кварка была оценена из анализа радиационных петлевых поправок и данных, полученных на ускорителях LEP и SLC [6]. Затем, спустя некоторое время, он был открыт на ускорителе Tevatron на установках CDF и D0 [7, 8].

Описание жестких процессов в адронных взаимодействиях выполняется в рамках партонной модели КХД, которая сводит их к партон-партонным взаимодействиям, используя формализм партонных распределений. Наличие «жесткого» масштаба позволяет применять пертурбативную теорию КХД. Функции распределения партонов (ПФР), описывающие фрагментацию адронов, имеют непертурбативную природу. Сечения жестких инклюзивных процессов при этом записываются в виде сверток квадратов матричных элементов жесткого процесса, вычисленных в рамках пертурбативной КХД, с партонными распределениями соударяющихся адронов. Теорема факторизации [9] обеспечивает возможность отделения (факторизации) пертурбативной части от существенно непертурбативной. Последняя является универсальной в том смысле, что может быть измерена в одном процессе и использоваться для изучения других процессов.

После оригинальных работ Дрелла и Яна [10] реакции типа $h_1 + h_2 \to V + X$, где V=Z, W или γ^*, привлекли огромное теоретическое внимание и получили основополагающее значение для экспериментальной физики высоких энергий. Краеугольным камнем для теоретической интерпретации этой реакции является вышеизложенная гипотеза о факторизации, которая позволяет вычислить сечение этого процесса в виде свертки функций распределения партонов в сталкивающихся адронах и соответствующего партонного сечения. Факторизация и независимость процесса от ПФР позволяет получать для процессов Дрелла – Яна результаты, не зависящие от свободных параметров.

Теоретические исследования процессов Дрелла – Яна имеют долгую историю. Это один из немногих процессов в физике высоких энергий, где наиболее популярный и технически простой подход – коллинеарное приближение КХД [11, 12, 13], основанный на хорошо известной коллинеарной теореме о факторизации [9], был строго доказан [14, 15, 16, 17]. В коллинеарном приближении считается, что все участвующие в процессе взаимодействия частицы находятся на массовой поверхности, а их поперечные импульсы малы. Таким образом, вкладом поперечных импульсов в матричные элементы КХД пренебрегают, так же, как это делается в приближении Вейцзеккера-Вильямса в квантовой электродинамике. Используя этот подход, сперва были вычислены инклюзивные сечения в NLO (англ., Next Leading Order) приближении пертурбативной теории КХД [18, 19], а затем и в NNLO (англ., Next-to-Next Leading Order) [20, 21] приближении. Недавно стали доступны результаты вычислений в NNLO приближении полностью эксклюзивных сечений процессов Дрелла – Яна, включая лептонный

распад Z-бозона [22, 23, 24]. Результаты этих расчетов хорошо согласуются с экспериментальными результатами, полученными на ускорителе Tevatron и LHC. Как известно, пертурбативные расчеты в коллинеарном приближении КХД расходятся при малых поперечных импульсах лептонной пары. Поэтому для вычислений в этой области была разработана специальная техника ресуммирования. Ресуммирование мягких глюонов выполняется либо в поперечном импульсном пространстве [25], либо в пространстве сопряженных прицельных параметров [26]. Обычно вычисления в фиксированных порядках теории возмущений комбинируют с аналитическим ресуммированием.

Для расчета сечений жестких процессов при энергиях ускорителя LHC необходимы не только вычисления в более высоких порядках теории КХД, но и знание структуры протона, которая описывается функциями распределения партонов. Функция распределения партона определяется как функция плотности вероятности найти в некоторый фиксированный момент времени партон (кварк или глюон) данного аромата, который несет долю импульса адрона x. ПФР являются непертурбативными величинами, которые описывают соотношения между адроном и кварками и глюонами внутри него. ПФР являются универсальными, то есть не зависят от деталей процесса рассеяния, из которого они извлекаются.

Значительные экспериментальные и теоретические усилия были предприняты по извлечению ПФР. С экспериментальной стороны огромное количество данных, чувствительных к ПФР, было накоплено, начиная с низких энергий в экспериментах на фиксированных мишенях, до данных, полученных на LHC. В основном плотности распределения партонов были получены из данных, измеренных в экспериментах по глубоко неупругому рассеянию электронов на протонах на ускорителе HERA, используя КХД расчеты и уравнения эволюции партонных плотностей DGLAP[2]. С другой стороны, дифференциальные сечения лептонных распадов W- и Z-бозонов, например, $d\sigma/dy$, где y — быстрота бозона, очень чувствительны к плотности распределения партонов. Сравнивая измеренные дифференциальные сечения с рассчитанными, можно не только проверить пертурбативные расчеты КХД, но и прямо измерить партонные плотности при больших переданных импульсах Q^2 и малых x, которые достижимы на ускорителе LHC. Тесное сотрудничество между экспериментальными и теоретическими группами позволило получить большой набор ПФР из КХД анализа всех накопленных данных. Было продемонстрировано превосходное согласие данных и теории нарушения скейлинга ПФР, что стало одним из самых строгих тестов для КХД как теории сильного взаимодействия.

Обычно ПФР рассматриваются как одномерные функции распределения импульсов партонов. Однако теоретический прогресс, произошедший в последние годы, позволил использовать КХД факторизацию для динамического описания трехмерного ограниченного движения кварков и глюонов в быстро двигающемся адроне, а также для

[2]По именам Докшицер – Грибов – Липатов – Альтарелли – Паризи.

извлечения их поперечных пространственных распределений. В этом случае распределение кварков и адронов в пространстве описываются обобщенными функциями партонных распределений (ОПФР), которые можно определить из эксклюзивных процессов с помощью коллинеарной КХД факторизации для эксклюзивного дифракционного рассеяния. Наряду с ОПФР, для описания трехмерного движения кварков и глюонов в адроне используются более современные ПФР, зависящие от поперечных импульсов партонов (англ., Transverse Momentum Dependent PDFs, TMDs). Используя формализм КХД факторизации, зависящий от поперечных импульсов, можно определять TDM из процессов глубко неупругого рассеяния (англ., Deep Inelastic Scattering, DIS). Процесс рождения лептонных пар на адронных коллайдерах также может быть использован для определения TDM в случае когда поперечный импульс пары много меньше инвариантной массы пары. Таким образом, процесс Дрелла – Яна, который описывается двумя масштабами – инвариантной массой и поперечным импульсом лептонной пары, является уникальным для одновременного извлечения TMD и ПФР, а также для установления связи между ними путем изменения поперечного импульса пары лептонов.

Процесс Дрелла – Яна является также уникальным для изучения квантовой интерференции между двумя амплитудами рассеяния с промежуточным векторным бозоном в различных спиновых состояниях. Для этого необходимо измерить угловые распределения лептонов в системе покоя лептонной пары. В девяностых годах, возможность нетривиальной структуры вакуума КХД, индуцирующей поперечный импульс и спиновые корреляции партонов в начальном состоянии для процессов Дрелла – Яна, обсуждалась, например, в работах [27] и [28]. Недавний обзор прошлых и нынешних представлений о нетривиальной структуре КХД вакуума можно найти в работе [29]. В этих работах предлагается определить общую матрицу спиновой плотности для системы $q\bar{q}$, которая включает в себя все возможные корреляции спина и импульса, а также учесть корреляции поперечных импульсов кварка и антикварка. В работе [28] было впервые показано, что такая нетривиальная матрица плотности, учитывающая корреляции спина и поперечного импульса, приводит к значительным изменениям в угловых распределениях лептонов для неполяризованного процесса Дрелла – Яна. Одним из следствий, полученных для такой матрицы плотности, является нарушение соотношения Лам – Тунга (англ., Lam – Tung) $A_0 = A_2$ [30, 31, 32], где A_0 и A_2 угловые поляризационные коэффициенты (см. раздел 1.1). Это соотношение нарушается в пертурбативном КХД приближении $\sim \mathcal{O}(\alpha_s^2)$ на величину порядка $\sim 10\%$. Простое наблюдение такого нарушения, которое не объясняется эффектами более высоких порядков КХД, может служить доказательством влияния вакуума КХД на корреляции спина и импульса.

Лептонные распады W- и Z-бозонов являются фоновыми процессами при поиске событий «новой физики» за пределами Стандартной Модели (СМ). Поэтому точные измерения характеристик этих распадов, которые необходимы для их правильного мо-

делирования, крайне важны для поиска процессов, которые не описываются СМ.

Изучение лептонных распадов W- и Z-бозонов позволяет выполнить прецизионные измерения основных наблюдаемых СМ, таких, как масса W-бозона и синус эффективного угла смешивания $sin^2\theta_W^{eff}$. Прецизионные измерения основных наблюдаемых СМ позволяет проверить её предсказания. Любые отклонения от предсказаний будут либо указывать на открытия нового физического явления вне рамок СМ, либо стимулировать выполнение более точных теоретических вычислений.

Современное состояние исследований

Измерение угловых распределений лептонов при распаде калибровочного бозона $V \to \ell\ell$, где $V = W, Z$, рождающегося в адронных столкновениях через процесс Дрелла – Яна, $p_1 + p_2 \to V + X$, где p_1 и p_2 входящие партоны, позволяет детально изучить механизм рождения калибровочного бозона. Так как калибровочный бозон рождается со значительным по величине поперечным импульсом, то для изучения эффектов лептон-адронных корреляций можно определить плоскость событий, которая определяется вектором калибровочного бозона и вектором первичного адрона. На практике эти корреляции описываются набором девяти адронных «структурных функций», которые могут быть вычислены в рамках партонной модели, используя пертурбартивную теорию КХД. Теоретический формализм этих вычислений наиболее полно изложен в работах [33], [34], [35], и [36]. Предоставляя возможность измерения угловых распределений лептонов в системе покоя лептонной пары, процесс Дрелла – Яна является уникальным с точки зрения изучения квантовой интерференции между двумя амплитудами рассеяния с промежуточным векторным бозоном, находящимся в различных спиновых состояниях.

Угловые распределения лептонов в системе покоя калибровочного бозона, в отсутствии ограничений по аксептансу детектора, определяются поляризацией калибровочного бозона. Если аксептанс детектора накладывает ограничения на поперечный момент и псевдобыстроту лептонов, то их угловые распределения определяются, скорее, кинематическими эффектами, чем поляризационными. Тем не менее изучение этих угловых распределений позволяет измерить поляризационные угловые коэффициенты путем их сравнения с моделированными распределениями, полученными либо для изотропного распада бозона, либо путем применения весов к моделированным событиям распада бозона, так чтобы моделированные угловые распределения были изотропны. Если накопленной в данных статистики достаточно, чтобы выполнить подгонку в двухмерном случае к наблюдаемым угловым распределениям, то можно измерить все восемь угловых поляризационных коэффициентов, которые описывают эти угловые распределения в зависимости от поперечного импульса p_T^Z и быстроты y^Z Z-бозона, а также от массы дилептонной пары $m^{\ell\ell}$.

Впервые измерения нескольких угловых коэффициентов для e^+e^- пар вблизи полюса масс Z-бозона на адронном коллайдере были опубликованы экспериментом CDF [37]. В этой работе угловые коэффициенты были измерены как функции поперечного импульса Z-бозона p_T^Z. Даже с ограниченной статистикой в этой работе было показано, что выполненные измерения чувствительны к КХД поправкам более высокого порядка и, следовательно, могут быть использованы для проверки результатов расчетов, выполненных с помощью разных Монте-Карло генераторов событий. Недавно эксперимент CDF опубликовал еще две работы, которые посвящены исследованию поляризационных угловых коэффициентов с целью косвенного измерения синуса электрослабого угла смешивания Вайнберга $sin^2\theta_W^{eff}$ или, что эквивалентно в схеме ренормализации на массовой поверхности [38], массы W-бозона.

В первой работе [39] представлены результаты непрямого измерения $sin^2\theta_W^{eff}$ и массы W-бозона, выполненные при изучении распадов γ^*/Z-бозонов на электрон-позитронные пары e^+e^-. Для измерения $sin^2\theta_W^{eff}$ применялась новая методика [37], основанная на использовании для вычисления дифференциального сечения средневзвешенного значения углового коэффициента A_4. Во второй работе [40] представлены результаты непрямого измерения $sin^2\theta_W^{eff}$, выполненные при изучении распадов γ^*/Z-бозонов на $\mu^+\mu^-$ пары. Значение $sin^2\theta_W$ было получено из измерений асимметрии вперед-назад $A_{FB}(m^{\ell\ell})$, которая связана с угловым коэффициентом A_4 соотношением $A_{FB}(m^{\ell\ell}) = \frac{3}{8}A_4(m^{\ell\ell})$, где $m^{\ell\ell}$— инвариантная масса мюонной пары. Как известно, угловой коэффициент A_4 прямо пропорционален $sin^2\theta_W$. Предсказания для асимметрии $A_{FB}(m^{\ell\ell})$ в зависимости от $sin^2\theta_W$ брались из моделирования. В схеме ренормализации на массовой поверхности $\sin^2\theta_W = 1 - m_W^2/m_Z^2$. По определению это соотношение справедливо во всех порядках теории возмущений. Так как масса Z-бозона известна с высокой точностью ($\pm$0,002 ГэВ), то измерение $sin^2\theta_W$ можно рассматривать как косвенное измерение массы W-бозона.

Оба указанных выше измерения, выполненные коллаборацией CDF, основаны только на части накопленных данных, которые соответствуют интегральной светимости $\sim$2,1 фб$^{-1}$. Несмотря на это, в эксперименте удалось достигнуть очень высокой точности измерения величины $\sin^2\theta_{eff}^{lep}$ для адронных коллайдеров $\pm$0.0010. Методика выполненных измерений в электронном и мюонном канале слегка различались. Интерпретация полученных результатов в рамках Стандартной модели с использованием ренормализационной схемы на массовой поверхности приводит к ошибке измерения для величины $sin^2\theta_W$ всего $\pm$0.0009 или эквивалентно к ошибке измерения массы W-бозона $\pm 0,048$ ГэВ.

Обе работы, выполненные CDF коллаборацией, демонстрируют, что измерения угловых коэффициентов можно рассматривать как прецизионные измерения в области жестких КХД процессов и электрослабой физики. Измерения, опубликованные в рабо-

те [37], выполнены не для всех угловых поляризационных коэффициентов вследствие ограниченной статистики и используемой методологии, так как для измерения использовались одномерные проекции угловых распределений лептонов.

Эксперимент ATLAS опубликовал результаты аналогичных измерений для синуса электрослабого угла смешивания $sin^2\theta_W$, используя данные 2011 года, полученные в протон-протонных столкновениях с энергией $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [41].

С теоретической точки зрения, угловые поляризационные коэффициенты недавно были дополнительно изучены в контексте рождения W-бозонов на LHC [42]. В данной работе были вычислены доли W-бозонов, рождающихся на LHC с левой, правой и продольной поляризацией. Было показано, что количество W-бозонов, рождающихся с разной поляризацией, практически не зависит от КХД поправок. В работе [43] были опубликованы теоретические расчеты угловых коэффициентов для рождения Z-бозонов в адронных столкновениях, выполненные в NNLO приближении с учетом образования партонных ливней (англ., Next-to-Next Leading Order and Parton Showering, NNLOPS), с помощью программы POWHEG.

В 2012 эксперимент ATLAS набрал статистику в протон-протонных столкновениях с энергией $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, примерно в пять раз больше, чем та, которая использовалась для измерения асимметрии вперед-назад A_{FB} и $sin^2\theta_W$ в протон-протонных столкновениях с энергией $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [41]. Это позволило значительно улучшить статистическую точность измерений, а также выполнить более широкий круг измерений. С помощью новой методики измерений, разработанной в данной диссертационной работе, стало возможным измерить с высокой точностью весь набор поляризационных угловых коэффициентов в зависимости от поперечного импульса Z-бозона p_T^Z интегрально для всего диапазона быстрот y^Z и в нескольких диапазонах по псевдобыстроте. Такое измерение позволяет выполнить проверку пертурбативных КХД расчетов и реализацию в современных генераторах событий моделей образования партонных ливней и «underline» событий. Разработанная методика позволяет приступить к измерению $sin^2\theta_W$ без использования измерения асимметрии вперед-назад A_{FB}. Кроме того, разработанный метод позволяет измерить спектр по поперечному импульсу Z-бозонов непрямым методом, то есть восстановив его из измерений угловых коэффициентов. Прямые измерения спектра Z-бозонов по поперечному импульсу выполняются в искаженном аксептансом и эффективностью детектора фазовом пространстве лептонов [44, 45]. Для восстановления спектра используется метод обратной свертки. В выполненных, таким образом, измерениях не удается достичь необходимой точности в области малых p_T^Z, то есть в области, в которой наиболее интересно сравнить результаты измерений и расчетов. Основная проблема достижения заданной точности в прямом измерении спектра по p_T^Z заключается в большой систематической ошибке, возникающей из-за неточного знания ПФР. Предварительные оценки показывают, что используя разработанную в данной работе методику,

систематические ошибки измерения спектра p_T^Z могут быть заметно снижены.

Эксперимент CMS также недавно опубликовал результаты измерения первых пяти угловых коэффициентов [46] на основе данных полученных, в протон-протонных столкновениях с энергией $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в канале $Z \to \mu\mu$. Измерения, выполненные в эксперименте CMS, оказались более чувствительны к эффектам более высоких порядков КХД, чем результаты, полученные в эксперименте CDF.

Цель работы

Основная цель диссертационной работы состоит в получении и интерпретации новых экспериментальных данных о электрослабых процессах на ускорителе LHC и исследовании влияния КХД на эти процессы путем изучения поляризационных угловых коэффициентов в распадах калибровочных Z-бозонов. При выполнении данной работы были решены следующие задачи:

1). Разработана методика измерения полного набора поляризационных угловых коэффициентов A_{0-7}, которая позволяет минимизировать систематические ошибки измерения.

2). Выполнены измерения поляризационных угловых коэффициентов A_{0-7}, которые описывают угловые распределения лептонов при распаде Z-бозонов, используя данные, накопленные экспериментом ATLAS в 2012 году при энергии протон-протонных столкновений $\sqrt{s} = 8$ ТэВ как функций поперечного импульса Z-бозона p_T^Z интегрально для всего диапазона быстрот $|y^Z|$, а также в трех диапазонах по быстроте: $0 < |y^Z| < 1,1$, $0 < |y^Z| < 2,0$ и $2,0 < |y^Z| < 3,5$.

3). Вычислены поляризационные угловые коэффициенты в фиксированных порядках теории возмущений $\mathcal{O}(\alpha_s)$ и $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, а также с помощью различных Монте-Карло генераторов событий как функции поперечного импульса Z-бозона p_T^Z интегрально для всего диапазона быстрот $|y^Z|$, а также в трех диапазонах по быстроте: $0 < |y^Z| < 1,1$, $0 < |y^Z| < 2,0$ и $2,0 < |y^Z| < 3,5$.

4). Выполнено сравнение угловых коэффициентов, рассчитанных в фиксированных порядках теории возмущений и полученных из разных генераторов Монте-Карло, с измеренными значениями.

5). Разработаны, созданы и запущены в эксплуатацию торцевые части детектора переходного излучения (англ., Transition Radiation Tracker, TRT), которые являются частью трековой системы эксперимента ATLAS и позволяют выполнять идентификацию электронов с энергиями от 0,5 до 100 ГэВ.

6). Разработаны, проверены и использованы в данной работе алгоритмы идентификации электронов, которые используют информацию с созданного детектора переходного излучения.

Научная новизна

Научная новизна работы заключается в следующем:

1). Разработан и практически реализован новый метод измерения поляризационных угловых коэффициентов в лептонных распадах Z-бозонов, рождающихся в протон-протонных столкновениях на коллайдере LHC.

2). Впервые выполнены измерения полного набора поляризационных угловых коэффициентов A_{0-7}, которые описывают угловые распределения лептонов при распаде Z-бозонов в зависимости от поперечного импульса Z-бозона p_T^Z. Измерения выполнены интегрально по всему диапазону быстрот Z-бозона y^Z, а также в нескольких бинах по быстроте y^Z.

3). Впервые выполнены расчеты угловых коэффициентов как функции p_T^Z в фиксированных порядках теории возмущений $\mathcal{O}(\alpha_s)$ и $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ для Z-бозонов, рождающихся в протон-протонных столкновениях с энергией $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Расчеты выполнены интегрально по всему диапазону быстрот Z-бозона y^Z, а также в нескольких бинах по быстроте y^Z.

4). Впервые выполнены расчеты угловых коэффициентов как функции p_T^Z с помощью различных генераторов Монте-Карло для Z-бозонов, рождающихся в протон-протонных столкновениях с энергией $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Расчеты выполнены интегрально по всему диапазону быстрот Z-бозона y^Z, а также в нескольких бинах по быстроте y^Z.

5). Выполнено сравнение измеренных коэффициентов с расчетами. Наблюдается значительное отклонение измерений разности коэффициентов $A_0 - A_2$ от вычислений в $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ приближении, выполненных с помощью программ DYNNLO и FEWZ. Это указывает на необходимость учета поправок КХД более высокого порядка.

6). Впервые экспериментально продемонстрировано отличие коэффициентов $A_{5,6,7}$ от нуля, как это и ожидалось в соответствии с теоретическими расчетами, выполненными в приближении $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$.

7). Точность измерения угловых коэффициентов, достигнутая в данной работе, позволяет проверить различные модели образования партонных ливней, которые используются в Монте-Карло генераторах событий.

8). Измерение поляризационных угловых коэффициентов A_i является важным элементом для последующих шагов в проведении прецизионных измерений параметров электрослабой модели на ускорителе LHC, таких как синуса электрослабого угла смешивания Вайнберга $sin^2\theta_W$ и массы W-бозона с точностью несколько МэВ.

9). Создан уникальный детектор переходного излучения для эксперимента ATLAS, обеспечивающий высокую эффективность восстановления треков заряженных частиц ($\sim 100\%$) и хорошее импульсное разрешение ($\delta p_T/p_T \sim 0,05\% \, p_T \oplus 1\%$) в условиях большой множественности заряженных частиц, реализуемых на коллайдере LHC. Впервые детектор переходного излучения успешно работает в коллайдерном эксперименте.

10). Разработаны алгоритмы идентификации электронов, которые используют информацию с детектора переходного излучения, позволяющие проводить дополнительную идентификацию электронов в широком диапазоне их поперечных импульсов от 0,5 до 100 ГэВ.

Научная и практическая значимость работы

Достигнутая точность измерений угловых поляризационных коэффициентов стимулирует дальнейшее проведение их расчетов в более высоких порядках пертурбартивной теории возмущений КХД. Сравнение полученных результатов с расчетами, выполненными с помощью различных генераторов событий, позволило уточнить используемые в них модели образования партонных ливней, а также устранить ряд ошибок в некоторых из них. Для выполнения измерений массы W-бозона с точностью несколько МэВ необходимо иметь генераторы событий, которые с хорошей точностью описывают угловые распределения лептонов. Выполненные в данной работе прецизионные измерения позволяют проверить реализацию моделей образования партонных ливней и «underline» событий в различных генераторах Монте-Карло.

Разработанные методики анализа экспериментальных данных, использованные для измерения угловых поляризационных коэффициентов, широко используются в эксперименте ATLAS. Разработанная методика измерения угловых поляризационных коэффициентов позволила приступить к прецизионному измерению электрослабого угла смешивания $sin^2\theta_W$ и непрямому измерению спектра поперечных импульсов p_T^Z Z-бозонов.

Разработанная и созданная торцевая часть детектора переходного излучения позволяет успешно выполнять исследовательскую программу эксперимента ATLAS. Успешная работа созданного детектора демонстрирует возможность использования переходного излучения для идентификации частиц в будущих коллайдерных экспериментах.

Основные положения, выносимые на защиту

1). Новые экспериментальные данные для инклюзивных спектров рождения Z-бозонов в канале их распада на электронные или мюонные пары по поперечному импульсу и быстроте Z-бозона в протон-протонных взаимодействиях при беспрецедентно высоких энергиях $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

2). Новый метод измерения полного набора поляризационных угловых коэффициентов лептонных пар, рождающихся в процессе Дрелла-Яна в области масс Z-бозона в протон-протонных столкновениях с энергией $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, путем измерения угловых распределений лептонов (электронов и мюонов) от распадов Z-бозонов.

3). Результаты прецизионных измерений поляризационных угловых коэффициентов как функции поперечного импульса p_T^Z Z-бозона вплоть до $p_T^Z <$ 600 ГэВ интегрально по всему диапазону псевдобыстроты y^Z Z-бозона, а также в трех диапазонах по быстроте: $0 < |y^Z| < 1,1$, $0 < |y^Z| < 2,0$ и $2,0 < |y^Z| < 3,5$. Достигнутая точность измерений угловых поляризационных коэффициентов достаточна, чтобы увидеть отличия, которые возникают в расчетах из-за выбора разных теоретических моделей образования партонных ливней и «underline» событий в генераторах событий, а также выбора шкалы факторизации.

4). Результаты расчетов поляризационных угловых коэффициентов, выполненных в фиксированных порядках теории возмущений NLO и NNLO с помощью программ DYNNLO и FEWZ.

5). Результаты расчетов поляризационных угловых коэффициентов для ряда наиболее широко используемых Монте-Карло генераторов событий, таких как POWHEG, SHERPA, PYTHIA 8, MiNLO и других.

6). Результаты измерения разности коэффициентов $A_0 - A_2$, которые демонстрируют значительное отклонение от расчетов, выполненных в NNLO ($\mathcal{O}(\alpha_s^2)$) приближении, что указывает на необходимость учета теоретических поправок более высоких порядков для описания измеренной разности коэффициентов.

7). Экспериментально продемонстрировано нарушение соотношения Лам – Тунга [47] $A_0 - A_2 = 0$, которое означает, что при высоких энергиях доминирующим является рождение Z-бозона с поперечной поляризацией, и это выполняется для любой системы покоя Z-бозона.

8). Экспериментально показано, что угловые коэффициенты A_5, A_6 и A_7 отличны от нуля, как это и ожидалось из теоретических расчетов в NNLO приближении.

9). Созданный уникальный детектор переходного излучения, впервые используемый в большом коллайдерном эксперименте, для передней части внутреннего детектора эксперимента ATLAS удовлетворяет всем предъявляемым требованиям. Детектор переходного излучения обеспечивает высокую эффективность восстановления треков заряженных частиц (∼100%), позволяет улучшить импульсное разрешение внутреннего детектора эксперимента ATLAS при больших поперечных импульсах на 10%, способен проводить дополнительную идентификацию электронов в условиях большой множественности заряженных частиц и большой частоты протон-протонных столкновений, реализуемых на коллайдере LHC.

Достоверность и обоснованность результатов и выводов

Достоверность и обоснованность полученных результатов и выводов базируется на использовании современных экспериментальных методик физики высоких энергий и общепринятых методах математической статистики, а также на сопоставлении полученных результатов с данными других экспериментов и теоретическими расчетами.

Личное участие автора

Автор данной работы участвовал в разработке, создании и проведении эксперимента ATLAS, а также в физическом анализе экспериментальных данных и их интерпретации. На протяжении многих лет автор является руководителем физической группы сотрудников Отделения физики высоких энергий НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ в эксперименте ATLAS. Основной вклад автора состоит в следующем:

1). Автор предложил и внес решающий вклад в реализацию нового метода измерения поляризационных угловых коэффициентов в лептонных распадах Z-бозонов. Разработанный метод позволил существенно улучшить точность измерений, а также приступить к измерению электрослабого угла смешивания $sin^2\theta_W$, не используя измерение асимметрии вперед-назад в лептонных распадах Z-бозона.

2). Автор внес определяющий вклад в измерения поляризационных угловых коэффициентов в лептонных распадах Z-бозонов. Достигнутая точность измерений позволила увидеть вклад КХД поправок более высоких порядков. Сравнение полученных результатов с расчетами, выполненными с помощью различных Монте-Карло генераторов событий, позволило уточнить используемые в них модели образования партонных ливней, а также устранить ряд ошибок в некоторых из них, что является

важным шагом на пути решения амбициозной задачи по измерению массы W-бозона с точностью несколько МэВ.

3). Автор внес существенный вклад в разработку, отладку и проверку алгоритмов идентификации электронов в эксперименте ATLAS. Под руководством автора была выполнена оптимизация алгоритмов идентификации электронов, используя информацию с детектора переходного излучения. Автор внес существенный вклад в измерение, изучение и учет распределения пассивного вещества во внутреннем детекторе перед входом в электромагнитный калориметр, что позволило увеличить эффективность идентификации электронов. Существенный вклад был внесен автором также в работу по восстановлению энергетических потерь электронов за счет тормозного излучения в пассивном веществе внутреннего детектора. Это позволило поднять эффективность регистрации электронов в эксперименте ATLAS в среднем на 5%.

4). Автор внес определяющий вклад в разработку и создание торцевой части детектора переходного излучения для внутреннего детектора эксперимента ATLAS. Под его руководством была выполнена сборка и испытания модулей типа A детектора переходного излучения в НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ. При определяющем вкладе автора была разработана методика проведения испытаний модулей детектора переходного излучения. Автор координировал установку и запуск внутреннего детектора эксперимента ATLAS, который кроме детектора переходного излучения включает в себя кремниевые полупроводниковые пиксельный детектор (англ., Pixel) и стриповый детектор (англ., Semi Conducter Tracker, SCT).

5). Автор участвовал в экспертной поддержке эксперимента и наборе экспериментальных данных в ходе работы коллайдера LHC.

Из работ, выполненных в соавторстве, в диссертации представлены те положения и результаты, которые получены либо лично соискателем, либо при его определяющей роли в постановке задач, разработке и реализации их решений.

Апробация работы

По результатам выполненных исследований опубликовано 18 печатных работ, в том числе 15 из списка ВАК. Результаты, представленные в диссертации, докладывались на совещаниях коллаборации ATLAS, семинарах ОФВЭ НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ, международной сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» в 2012 году (Москва, 2012 г.) и в 2016 году (Дубна, 2016 г.), многочисленных международных конференциях. Среди них XXIV

International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (Гамбург, Германия, 2016 г.), The Annual Large Hadron Collider Physics Conference (Санкт-Петербург, Россия, 2015 г.). Technology and Instrumentation in Particle Physics (Цукуба, Япония, 2009 г.), Low X Physics (Реховот, Израиль, 2013 г.).

Структура и объем диссертации

Диссертация изложена на 207 страницах, состоит из введения, шести глав основного текста, заключения и четырех приложений. Диссертация содержит 78 рисунков, 24 таблицы и список цитируемой литературы из 125 наименований.

Введение посвящено выбору объекта исследования и актуальности темы диссертации. В нем сформулирована цель диссертационной работы и перечислены результаты, выдвигаемые автором на защиту, обоснована их научная новизна и практическая ценность. В первой главе подробно представлен основной теоретический формализм, поясняющий определение поляризационных угловых коэффициентов. Обсуждается выбор системы покоя Коллинза-Сопера для Z-бозона, в которой будут выполняться измерения угловых коэффициентов в зависимости от поперечного импульса Z-бозона. В этой же главе приводятся результаты теоретических расчетов, выполненных как в фиксированных порядках пертурбартивной теории КХД, так и с помощью ряда различных генераторов событий. Во второй главе дано краткое описание детектора эксперимента ATLAS. Рассмотрена конструкция детектора переходного излучения, и обсуждаются его характеристики. В этой же главе рассмотрены вопросы, связанные с реконструкцией и идентификацией электронов и мюонов в эксперименте ATLAS. Обсуждается методика измерения эффективностей регистрации и идентификации электронов и мюонов методом тагирования (англ., Tag&Probe), а также процедура корректировки, которая применятся к моделированным событиям, чтобы учесть несоответствие эффективностей измеренных в данных и моделированных событиях. Третья глава посвящена описанию процедуры анализа экспериментальных данных. Приводится оценка фонов, в том числе и фона, возникающего из-за процессов многоструйного рождения, который оценивается с помощью экспериментальных данных. Разработанная методика измерений угловых поляризационных коэффициентов представлена в пятой главе. В ней же обсуждается методика учета систематических и статистических ошибок измерений, а также процедура регуляризации результатов измерений угловых поляризационных коэффициентов. В пятой главе подробно рассмотрены статистические и систематические ошибки измерений. Результаты измерений представлены в главе шесть. В этой же главе обсуждаются полученные результаты, и приводится сравнение их с теоретическим расчетами. В заключении дается краткий обзор основных результатов и выводов диссертационной работы.

Глава 1 Теоретический формализм

1.1 Дифференциальное сечение процесса $p + p \to Z + X \to l + l + X$

Как известно, процесс рождения лептонной пары в протон-протонных столкновениях, который происходит через обмен промежуточным нейтральным бозоном (фотон или Z-бозон), $p + p \to Z/\gamma^* + X \to l + l + X$, называется процессом Дрелл – Яна. В рамках кварк-партонной модели сечение процесса Дрелл – Яна вычисляется через амплитуды жестких короткодействующих партон-партонных взаимодействий, которым предшествует образование двух партонов из сталкивающихся протонов (партонный ливень) на расстояниях значительно больших по сравнению с жестким процессом. Сечение процесса Дрелл – Яна представляется сверткой функций распределений партонов в протоне (ПФР) и вычисляемого в КХД сечения жесткого процесса [34]:

$$\frac{d\sigma^{h_1 h_2}}{dp_T^2\ dy\ d\Omega^*} = \sum_{a,b} \int dx_1\ dx_2\ f_a^{h_1}(x_1, \mu_F^2)\ f_b^{h_2}(x_2, \mu_F^2) \frac{s\ d\hat{\sigma}_{ab}}{dt\ du\ d\Omega^*}(x_1 P_1, x_2 P_2, \alpha_S(\mu_R^2)), \quad (1)$$

здесь f-функция распределения партонов (ПФР), которая определяет плотность вероятности обнаружения партона a с долей импульса партона x в протоне (переменная Бъёркина) на энергетическом масштабе, который задается параметром шкалы факторизации КХД μ_F; σ_{ab} — сечение процесса на партонном уровне, которое вычисляется по степеням бегущей константы связи КХД $\alpha_S(\mu_R)$, где μ_R — энергетический масштаб перенормировки; p_T и y — поперечный импульс и быстрота лептонной пары; $d\Omega^* = dcos\vartheta d\varphi$, где ϑ и φ — полярный и азимутальный углы лептона в системе покоя бозона; P_1 и P_2 — четырех мерные импульсы протонов; s, t и u — мандельштамовские переменные, определенные как $s = (p_1 + p_2)^2, t = (p_1 - q)^2, u = (p_2 - q)^2$, где $p_1 = x_1 P_1$ и $p_2 = x_2 P_2$ — импульсы партонов, а q — переданный импульс. Суммирование в формуле (1) выполняется по всем ароматам партонов $a, b = q, \bar{q}, g$. Обычно параметр масштаба факторизации полагают равным $\mu_F \sim q$, где переданный 4-импульс q задает шкалу энергии, которая факторизует физику на больших расстояниях, связанную с излучением коллинеарных или мягких партонов, и которая не может быть количественно рассчитана в пертурбартивной КХД. Таким образом, вычисляемые в КХД переменные, определяемые конкретным физическим процессом, становятся «инфракрасно стабильными», то есть не зависят от физических процессов на больших расстояниях.

Лептон-адронные корреляции в процессе Дрелл – Яна описываются через свертку лептонного $L_{\mu\nu}$ и адронного $H_{\mu\nu}$ тензора, где лептонный тензор $L_{\mu\nu}$ действует в каче-

стве анализатора поляризации калибровочного бозона. Угловая зависимость в формуле (1) может быть получена введением спиральных сечений, соответствующих ненулевым комбинациям матричных элементов поляризационной матрицы плотности:

$$H_{mm'} = \epsilon^*_\mu(m) H^{\mu\nu} \epsilon_\nu(m'), \tag{2}$$

где $m, m' = +, 0, -$ и

$$\epsilon_\mu(\pm) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0; \pm 1, -i, 0), \qquad \epsilon_\mu(0) = (0; 0, 0, 1), \tag{3}$$

векторы поляризации калибровочного бозона, определенные в выбранной системе его покоя.

Угловая зависимость дифференциального сечения может быть записана в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^Z \; dy^Z \; dm^Z \; d\cos\theta \; d\phi} = \sum_{\alpha \epsilon M} g^\alpha(\theta, \phi) \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma^\alpha}{dp_T^Z \; dy^Z \; dm^Z},$$
$$M = \{U + L, L, T, I, P, A, 7, 8, 9\}, \tag{4}$$

здесь $g^\alpha(\theta, \phi)$ — гармонические полиномы второго порядка, умноженные на соответствующий нормировочный множитель, которые можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}
g_{U+L}(\theta, \phi) &= 1 + cos^2(\theta) \\
g_L(\theta, \phi) &= 1 - 3cos^2(\theta) \\
g_T(\theta, \phi) &= 2sin^2(\theta)cos(2\phi) \\
g_I(\theta, \phi) &= 2\sqrt{2}sin(2\theta)cos(\phi) \\
g_P(\theta, \phi) &= 2cos(\theta) \\
g_A(\theta, \phi) &= 4\sqrt{2}sin(\theta)cos(\phi) \\
g_7(\theta, \phi) &= 2sin^2(\theta)sin(2\phi) \\
g_8(\theta, \phi) &= 2\sqrt{2}sin(2\theta)sin(\phi) \\
g_9(\theta, \phi) &= 4\sqrt{2}sin(\theta)sin(\phi)
\end{aligned} \tag{5}$$

Сечения с заданной спиральностью σ^α представляют собой линейные комбинации элементов поляризационной матрицы плотности $H_{mm'}$:

$$\begin{aligned}
\sigma^{U+L} &\propto H_{00} + H_{++} + H_{--} \\
\sigma^L &\propto H_{00} \\
\sigma^T &\propto 1/2(H_{+-} + H_{-+})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sigma^{I} &\propto 1/4(H_{+0}+H_{0+}-H_{-0}-H_{0-})\\
\sigma^{P} &\propto H_{++}-H_{--}\\
\sigma^{A} &\propto 1/4(H_{+0}+H_{0+}+H_{-0}+H_{0-})\\
\sigma^{7} &\propto -i/2(H_{+-}-H_{-+})\\
\sigma^{8} &\propto -i/4(H_{+0}-H_{0+}+H_{-0}-H_{0-})\\
\sigma^{9} &\propto -i/4(H_{+0}-H_{0+}-H_{-0}+H_{0-}).
\end{aligned} \tag{6}$$

где через σ^{U+L} обозначено сечение неполяризованных бозонов, а через $\sigma^{L,T,I,P,A,7,8,9}$ обозначены различные вклады в сечение для калибровочных бозонов с разной поляризацией: L-продольной, T-поперечной, I-поперечно-продольной интерференцией и т. д. [33]. В спиральные сечения $\sigma^{U+L,L,T,I,9}$ дают вклад компоненты адронного тензора, сохраняющие четность, в то время как в сечения $\sigma^{P,A,7,8}$ — не сохраняющие четность. Однако, так как угловые полиномы $g^{P,A,9}(\theta,\phi)$ меняют знак при изменении четности, то угловые распределения для спиральных сечений $\sigma^{U+L,L,T,I,P,A}$ будут P-четными. Кроме того, как было показано в работе [48], сечения $\sigma^{7,8,9}$ являются T-нечетными.

Каждое индивидуальное спиральное сечение зависит от констант связи Z-бозона с кварками и лептонами следующим образом:

$$\begin{aligned}
\sigma^{U+L,L,T,I} &\propto (v_\ell^2+a_\ell^2)(v_\ell^2+a_q^2)\\
\sigma^{P,A} &\propto v_\ell a_\ell v_q a_q\\
\sigma^{7,8} &\propto (v_\ell^2+a_\ell^2)(v_q a_q)\\
\sigma^{9} &\propto v_\ell a_\ell (v_q^2+a_q^2),
\end{aligned}$$

где $v_q(v_\ell)$ и $a_q(a_\ell)$ — векторные и аксиально векторные константы связи калибровочного бозона с кварками (лептонами).

Дифференциальное сечение можно записать в виде разложения по гармоническим полиномам, умноженным на безразмерные угловые коэффициенты A_{0-7}, которые представляют отношение дифференциальных сечений с заданной поляризацией к неполяризованному сечению:

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

Это приводит к следующему выражению для сечения:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^Z\ dy^Z\ dm^Z\ d\cos\theta\ d\phi} = \frac{3}{16\pi}\frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T^Z\ dy^Z\ dm^Z} \{(1+\cos^2\theta) + 1/2A_0(1-3\cos^2\theta) + A_1\sin 2\theta\cos\phi + 1/2A_2\sin^2\theta\cos 2\phi + A_3\sin\theta\cos\phi + A_4\cos\theta + A_5\sin^2\theta\sin 2\phi + A_6\sin 2\theta\sin\phi + A_7\sin\theta\sin\phi\}, \quad (8)$$

где

$$\frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T^Z\ dy^Z\ dm^Z} = \int_{-1}^{1} dcos\theta \int_0^{2\pi} d\phi\ \frac{d\sigma}{dp_T^{Z\,2}\ dy^Z\ d\cos\theta\ d\phi} \quad (9)$$

Формула (8) для дифференциального сечения является точной во всех порядках теории возмущений КХД и КЭД. Выражение для дифференциального сечения можно также записать в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^Z\ dy^Z\ dm^Z\ d\cos\theta\ d\phi} = \frac{3}{16\pi}\frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T^Z\ dy^Z\ dm^Z} \{(1+\cos^2\theta) + \sum_{i=0}^{7} P_i(cos\theta,\phi)A_i(p_T^Z, y^Z, m^Z)\}, \quad (10)$$

где через $P_i(cos\theta,\phi)$ обозначены угловые полиномы при соответствующих им угловых коэффициентах. Угловые коэффициенты $A_0 - A_7$ являются функциями кинематических переменных Z-бозона: p_T^Z — поперечного импульса, y^Z — быстроты и m^Z — массы. Зависимость угловых коэффициентов от p_T^Z и y^Z определяется выбором оси z системы покоя лептонной пары. Значение угловых коэффициентов стремится к нулю, когда поперечный импульс Z-бозона также стремится к нулю, за исключением коэффициента A_4, который присутствует в низшем порядке теории возмущений КХД и отвечает за асимметрию вперед-назад A_{FB}, которая связана с ним соотношением $A_{FB} = \frac{3}{8}A_4$. Интегрирование формулы (8) по переменным θ и ϕ обнуляет полиномы при всех коэффициентах A_i, оставляя лишь вклад от члена $(1 + cos^2\theta)$, интеграл от которого равен $8/3$. Согласно теоретическим оценкам ожидается, что коэффициенты от A_5 до A_7 будут близки к нулю, в то время как A_0 и A_2 будут расти с ростом поперечного импульса Z-бозона и достигнут насыщения при значениях близких к единице для очень высоких поперечных импульсов. Можно также ожидать сильное отличие в поведении основных коэффициентов для двух основных процессов рождения Z-бозона: кварк-антикварковой аннигиляции и кварк-глюонного (антикварк-глюонного) комптоновского рассеяния.

Дифференциальное сечение (8) зависит от угловых переменных лептонов только через гармонические полиномы $P_i(cos\theta,\phi)$, в то время как зависимость от переменных, связанных с рождением Z-бозонов, p_T^Z, y^Z, m^Z полностью скрыта в самих угловых ко-

эффициентах A_i. Таким образом, адронный механизм рождения Z-бозона неявно содержится в структуре коэффициентов A_i и, следовательно, факторизуется от электрослабых процессов распада Z-бозона в лептоны, которые определяют кинематику распада Z-бозона в системе его покоя. В этом случае неопределенности, связанные с любыми КХД, КЭД и электрослабыми эффектами для распада Z-бозона, практически не влияют на точность измерения коэффициентов. В частности, электрослабые поправки, которые связывают кварки в начальном состоянии с лептонами, в конечном состоянии оказывают незначительное влияние ($< 0{,}05\%$) на точность измерения угловых коэффициентов в районе полюса массы Z-бозона. Это было продемонстрировано в вычислениях интерференции между процессами излучения в начальном (англ., Initial State Radiation, ISR) и в конечном (англ., Final State Radiation, FSR) состоянии, которые выполнялись для измерений, проводимых на ускорителе LEP [49, 50].

Интегрирование формулы (8) по полярному углу приводит к следующему выражению для сечения:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^Z\, dy^Z\, dm^Z\, d\phi} = \frac{1}{2\pi}\frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T^Z\, dy^Z\, dm^Z}\left\{1 + \frac{1}{4}A_2\cos 2\phi + \frac{3\pi}{16}A_3\cos\phi + \frac{1}{2}A_5\sin 2\phi + \frac{3\pi}{16}A_7\sin\phi\right\}, \tag{11}$$

а интегрирование по азимутальному углу дает:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^Z\, dy^Z\, dm^Z\, d\cos\theta} = \frac{3}{8}\frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T^Z\, dy^Z\, dm^Z}\left\{(1+\cos^2\theta) + \frac{1}{2}A_0(1-3\cos^2\theta) + A_4\cos\theta\right\}. \tag{12}$$

При интегрировании по полярному и азимутальному углам, как видно из формул (11) и (12), теряется информация об угловых коэффициентах A_1 и A_6, так как соответствующие интегралы от полиномов, стоящих при данных коэффициентах, равны нулю. Это означает, что для измерения коэффициентов A_1 и A_6 необходимо использовать полное двухмерное фазовое пространство по переменным $(cos\theta, \phi)$.

Как было показано в работе [47] в приближении лидирующего порядка LO (англ., Leading Order), значение коэффициентов A_0 и A_2 в точности равно нулю: $A_0 = A_2 = 0$. Вычисления коэффициентов A_0 и A_2 в рамках пертурбативной КХД в приближении лидирующих логарифмов приводит к следующему результату для рождения Z-бозонов в процессе кварк-антикварковой аннигиляции:

$$A_{0,2} = \frac{{p_T^Z}^2}{{p_T^Z}^2 + {m^Z}^2},$$

и для рождения Z-бозонов в процессе кварк-глюонного (антикварк-глюонного) комптоновского рассеяния:

$$A_{0,2} = \frac{5{p_T^Z}^2}{{p_T^Z}^2 + {m^Z}^2} \ .$$

Как видно, значения коэффициентов A_0 и A_2 в точности совпадают в этом приближении [34]. Значения коэффициентов A_0 и A_2 растут с ростом p_T^Z, и отклонение от приближений низшего порядка становится достаточно большим уже при средних значениях $p_T^Z = 20 - 50$ ГэВ. В NLO приближении поправки к коэффициентам A_0 и A_2 не превышают 10%.

При рассмотрении реального физического события распада Z-бозона на пару лептонов возникают дополнительные поправки, связанные с излучением фотонов лептонами (англ., Final State Radiation, FSR), которые искажают угловые распределения лептонов. Все измерения, выполненные в этой работе, корректируются назад к Борновскому приближению, то есть до излучения фотонов, так, чтобы эффекты FSR не становились частью самого измерения.

Измерение полного набора угловых коэффициентов как функции поперечного импульса Z-бозона прежде всего представляет интерес с точки зрения проверки реализации КХД динамики рождения Z-бозона на адронном коллайдере в генераторах Монте-Карло. В этом случае это можно сделать более точно, чем из измерений интегральных сечений или спектра по поперечному импульсу Z-бозона [44, 45]. Можно также измерить угловые коэффициенты как функции быстроты Z-бозона и даже дифференциально в плоскости двух переменных (p_T^Z, y^Z).

1.2 Метод моментов

Для того чтобы вычислить угловые коэффициенты A_i в событиях распада Z-бозона, генерированных методом Монте-Карло, используется метод моментов, то есть метод оценки неизвестных параметров распределений, основанный на предполагаемых свойствах его моментов. Идея метода заключается в замене истинных соотношений выборочными значениями на ограниченной статистике:

$$\langle P_i(\cos\theta, \phi)\rangle = \frac{\int P_i(\cos\theta, \phi) d\sigma(\cos\theta, \phi) d\cos\theta d\phi}{\int d\sigma(\cos\theta, \phi) d\cos\theta d\phi}. \tag{13}$$

Используя ортогональность полиномов P_i в формуле (10) для дифференциального се-

чения, легко получить:

$$\langle\frac{1}{2}(1-3\cos^2\theta)\rangle = \frac{3}{20}(A_0-\frac{2}{3}); \quad \langle\sin 2\theta\cos\phi\rangle = \frac{1}{5}A_1; \quad \langle\sin^2\theta\cos 2\phi\rangle = \frac{1}{10}A_2;$$
$$\langle\sin\theta\cos\phi\rangle = \frac{1}{4}A_3; \quad \langle\cos\theta\rangle = \frac{1}{4}A_4; \quad \langle\sin^2\theta\sin 2\phi\rangle = \frac{1}{5}A_5; \tag{14}$$
$$\langle\sin 2\theta\sin\phi\rangle = \frac{1}{5}A_6; \quad \langle\sin\theta\sin\phi\rangle = \frac{1}{4}A_7.$$

Угловые коэффициенты, вычисленные методом моментов, используя заданный набор генерированных событий, полученный одним из Монте-Карло генераторов, будем называть далее референсными поляризационными угловыми коэффициентами. Для получения набора событий, с помощью которого вычисляются референсные угловые коэффициенты, могут быть использованы различные генераторы, в каждом из которых используются разные модели образования партонных ливней и underline событий, разные наборы ПФР и т. д. Это означает, что значения референсных коэффициентов модельно зависимы, то есть определяются физической моделью, используемой в данном генераторе событий.

Использование достаточно простого метода моментов позволяет легко получить зависимость угловых коэффициентов от p_T^Z, y^Z и массы Z-бозона. Однако на практике, когда статистика генерированных событий ограничена, можно получить лишь усредненные значения коэффициентов $< A_i >$ в заданных интервалах в фазовом пространстве переменных (p_T^Z, y^Z, m^Z).

Так как для использования метода моментов необходимо выполнить интегрирование по полному фазовому пространству лептонов, то он может быть применен только к генерированным методом Монте-Карло событиям. В реальных данных детектор регистрирует лептоны в ограниченном фазовом пространстве, определяемом аксептансом детектора и, следовательно, к реальным данным метод моментов не применим.

Используя метод моментов, можно изучать с помощью различных генераторов событий влияние на угловые коэффициенты эффектов излучения в начальном состоянии (ISR), а также проверять различные схемы сопоставления вычисляемых матричных элементов с партонами, образующимися в партонных ливнях.

1.3 Система покоя Коллинза-Сопера

Зависимость угловых коэффициентов от p_T^Z и y^Z определяется выбором оси квантования спина Z-бозона, то есть выбором направления оси z системы покоя Z-бозона. Наиболее часто используемой в литературе является система покоя Коллинза – Сопера [51], которая будет использоваться далее в этой работе. Так как Z-бозон имеет ненулевой поперечный импульс, то при переходе в любую систему его покоя трехмерные импульсы

начальных протонов не будут больше колиниарны в этой системе. Для системы покоя Коллинза – Сопера направление оси z выбирается так, чтобы она делила угол между направлением трехмерных импульсов протонов в системе покоя пополам (между направлением трехмерного импульса одного протона $\vec{P}'_A$ и обратным направлением трехмерного импульса другого протона $-\vec{P}'_B$, определенными в системе покоя Z-бозона, пополам), как это показано на рисунке 1. Положительное направление оси z выбирается в сторону вылета Z-бозона в лабораторной системе. В качестве оси y выбирается вектор, перпендикулярный плоскости, в которой лежат векторы импульсов протонов. Ось x выбирается так, чтобы система координат была Картезианской правосторонней системой. Полярный и азимутальный углы определяются для отрицательно заряженного лептона и обозначаются θ_{CS} и ϕ_{CS}, соответственно. В случае если $p_T^Z = 0$, выбор оси y произволен, и в этом случае значение азимутального угла также произвольно. Исторически существует неопределенность в измерении азимутального угла. В некоторых работах азимутальный угол ϕ_{CS} отсчитывается от единичного вектора поперечного импульса Z-бозона, который в системе покоя лежит в плоскости, образованной векторами трехмерных импульсов протонов в системе покоя Z-бозона. В данной работе азимутальный угол определяется так же, как и в работах [43, 46], чтобы коэффициенты A_1 и A_3 были положительны. Дифференциальное сечение (8) инвариантно относительно вращений вокруг оси z в системе Коллинза – Сопера, однако знак коэффициентов и полиномов зависит от выбора направления осей x и y.

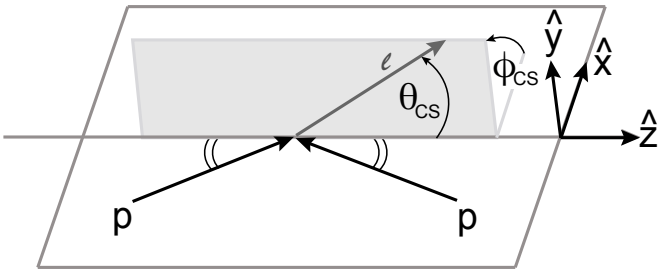

Рисунок 1 — Схема, иллюстрирующая систему покоя Коллинза – Сопера. Углы θ_{CS} и ϕ_{CS} в системе Коллинза – Сопера определяются для отрицательно заряженного лептона (см. текст). Единичные орты координатных осей системы Коллинза – Сопера обозначены через $\hat{x}, \hat{y}$ и $\hat{z}$.

В системе Коллинза – Сопера полярный угол может быть прямо выражен через

импульсы лептонов в лабораторной системе координат следующим образом:

$$\cos\theta^{CS} = \frac{p_z^{(\ell^+\ell^-)}}{|p_z^{(\ell^+\ell^-)}|}\frac{2}{m(Z/\gamma^*)\sqrt{m(Z/\gamma^*)^2 + p_T(Z/\gamma^*)^2}}(P_1^+P_2^- - P_1^-P_2^+) \ , \qquad (15)$$

где

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

а E_i и $\mathrm{p}_{z,i}$ — энергия и продольный импульс лептона ($i = 1$) и антилептона ($i = 2$), и $p_z^{(\ell^+\ell^-)}$ — продольный импульс системы 2-х лептонов.

В то время как для измерения кинематических параметров лептонов от распадов Z-бозонов обычно используется система Коллинза – Сопера, для измерения распадов W-бозонов используется система покоя спиральности. В этой системе направление оси z выбирается по направлению импульса бозона в лабораторной системе координат. Ось x системы спиральности определяется ортогонально к плоскости события, определяемой трехмерными векторами импульсов сталкивающихся протонов в системе покоя спиральности. Направление оси x выбирается в полусферу, противоположную отдаче системы двух лептонов. Ось y выбирается так, чтобы получившаяся система координат была правосторонней Картезианской системой. Кроме того, иногда используются и другие системы покоя, например, система перпендикулярная системе спиральности и система Готфрида – Джексона (Gottfried – Jackson) [52]. В первой ось z выбирается перпендикулярно к оси z, выбираемой в системе спиральности. Во второй ось z направлена по направлению одного из протонов в системе покоя бозона.

Как уже отмечалось выше, зависимость угловых коэффициентов от p_T^Z и y^Z определяется выбором оси z системы покоя лептонной пары. Выбор системы Коллинза – Сопера в данной работе обусловлен не тем, что в ней угловые коэффициенты наиболее чувствительны к КХД поправкам, а тем, что данная система наиболее часто используется в литературе для публикации результатов. Поэтому для сравнения результатов, полученных в данной работе, с предыдущими результатами и с теоретическими оценками была выбрана система покоя Коллинза – Сопера. Так, например, как будет видно далее, в системе спиральности коэффициенты A_0 и A_2 не просто растут с ростом p_{T} и достигают плато при больших импульсах, как это происходит для системы Коллинза – Сопера, а, наоборот, начинают уменьшаться при $p_T^Z > m^Z/2$.

1.4 Поляризация Z-бозонов

Используя угловые коэффициенты, можно определить фракции состояний с правой f_R, левой f_L и продольной f_0 поляризацией Z-бозона, аналогично тому, как это

делается для $W^{\pm}$-бозонов [43, 53]:

$$f_L = \frac{1}{4}(2 - A_0 - \alpha A_4);\ f_R = \frac{1}{4}(2 - A_0 + \alpha A_4);\ f_0 = \frac{1}{2}A_0, \tag{16}$$

где $\alpha = \frac{c_L^2 - c_R^2}{c_L^2 + c_R^2}$, c_L и c_R — константы связи Z-бозона с лево- и право-киральными лептонами. Так как по определению сумма всех фракций равна единице $f_L + f_R + f_0 = 1$, то только две из них независимы. Отсюда можно получить, что $f_L - f_R = -\frac{1}{2}\alpha A_4$. Используя определение для констант связи $c_L = sin^2\theta_W - \frac{1}{2}$ и $c_R = sin^2\theta_W$, получим $\alpha \approx 0,32$. Отсюда следует, что при малых поперечных импульсах Z-бозона продольная поляризация сильно подавлена и делится примерно поровну между лево- и право-поляризованными состояниями. При высоких p_T, наоборот, продольная поляризация доминирует.

1.5 Вычисление угловых коэффициентов

Формула дифференциального сечения (8) получена в предположении обмена промежуточным Z-бозоном. Тем не менее, она будет справедлива в случае обмена виртуальным фотоном γ^*, а также при учете интерференции амплитуд этих двух процессов. Для уменьшения вклада виртуальных фотонов γ^* при определении угловых коэффициентов в настоящей работе рассматриваются только пары лептонов, инвариантая масса которых близка к полюсной массе Z-бозона $80 < m^Z < 100$ ГэВ. Несмотря на это условие, определенные в настоящей работе коэффициенты A_i представляют собой эффективные коэффициенты, которые содержат небольшой вклад от виртуальных фотонов γ^*. Кроме того, как это уже упоминалось выше, теоретические значения угловых коэффициентов вычисляются для лептонов в Борновском приближении, то есть до излучения лептонами фотонов в конечном состоянии.

1.5.1 Вычисления угловых коэффициентов в фиксированных порядках теории возмущений КХД

Инклюзивные вычисления в фиксированных порядках пертурбативной КХД теории возмущений для рождения Z-бозонов в протон-протонных столкновениях в приближениях NLO ($\sim \mathcal{O}(\alpha_s)$) и NNLO ($\sim \mathcal{O}(\alpha_s^2)$) были выполнены с помощью программы DYNNLO версия 1.3 [24]. Как известно, Z-бозон рождается с ненулевым поперечным импульсом только в приближении первого порядка по константе сильного взаимодействия $\mathcal{O}(\alpha_s)$. Поэтому эффективный порядок теории возмущений КХД по α_s при вычислении угловых коэффициентов как функций p_T^Z меньше на единицу, чем для инклюзивных вычислений с помощью программы DYNNLO. Несмотря на то, что вычисления в фиксированных порядках КХД не дают надежных предсказаний для абсолют-

ных значений спектра по поперечным импульсам p_T^Z, особенно при малых значениях p_T^Z [44, 45], расчеты для поляризационных угловых коэффициентов могут быть использованы при значениях поперечного импульса бозона $p_T^Z > 2,5$ ГэВ. При малых значениях импульса $p_T^Z < 2,5$ ГэВ эти расчеты не использовались для сравнения с измеренными в данной работе значениями угловых коэффициентов. Результаты расчетов с помощью программы DYNNLO были проверены с помощью другой программы — FEWZ версия 3.1b2 [30, 31, 32]. Результаты, полученные в двух расчетах в NNLO приближении, совпадают с точностью до погрешностей вычислений $\sim 0,5\%$. При вычислении использовалась динамическая шкала ренормализации и факторизации, которая определялась в каждом событии следующим образом: $\mu_R = \mu_F = E_T^Z = \sqrt{((m_z)^2 + (p_T^Z)^2)}$ [45]. При расчетах в NLO приближении использовался набор функций партонных распределений CT10 NLO, а при расчетах в NNLO приближении — CT10 NNLO [54].

Электрослабые поправки в NLO приближении в основном влияют на нормировку сечения в LO приближении КХД в области полюса массы Z-бозона, а также на распределение событий по поперечному импульсу Z-бозона. При этом они не оказывают никакого влияния на угловые корреляции в вершине распада Z-бозона. Вычисления с помощью программ DYNNLO и FEWZ были выполнены в лидирующем порядке для электрослабых поправок, используя так называемую G_μ схему [55], в которой для параметров электрослабой модели использовались следующие значения:

$$\begin{aligned} \Gamma_Z &= 2,4952 \text{ ГэВ}, \\ m_Z &= 91,1876 \text{ ГэВ}, \\ m_W &= 80,385 \text{ ГэВ}, \\ \sin^2\theta_W &= 1 - m_W^2/m_Z^2 = 0,22291, \end{aligned} \tag{17}$$

где m_Z и m_W — соответственно массы Z- и W-бозонов, θ_W — электрослабый угол смешивания Вайнберга, Γ_Z — ширина Z-бозона. Выбор данной схемы параметров электрослабой модели для расчетов, выполненных программой DYNNLO, предопределяет значение коэффициентов A_3 и A_4 при малых p_T^Z. Для того, чтобы можно было сравнивать рассчитанные значения коэффициентов A_3 и A_4 с измеренными значениями, они перемасштабировались к значениям, которые получаются, если для синуса угла Вайнберга используется экспериментальное значение $sin^2\theta_W = 0,23113$ [56].

Измерения и вычисления угловых коэффициентов как функций поперечного импульса Z-бозона в данной работе выполнялись в заданных интервалах по p_T^Z. Для этого использовались следующие значения границ интервалов по поперечному импульсу (в

единицах ГэВ):

$$p_T^{Z,\text{boundary}}(\text{ГэВ}) = \{0,\ 2,5,\ 5,0,\ 8,0,\ 11,4,\ 14,9,\ 18,5,\ 22,0,\ 25,5,\ 29,0,\ 32,6,\ 36,4,\ 40,4,\ 44,9,\ 50,2,\ 56,4,\ 63,9,\ 73,4,\ 85,4,\ 105,0,\ 132,0,\ 173,0,\ 253,0,\ 600,0\}. \quad (18)$$

Выбор интервалов по поперечному импульсу Z-бозона основан на экспериментальном разрешении детектора ATLAS при малых p_T^Z, доступной статистикой данных при больших p_T^Z и на результатах оценок систематических ошибок при измерении спектра по p_T^Z, полученных в работах [45, 44].

Результаты расчетов коэффициентов показаны на рисунке 2 и представлены в таблице 1 для трех значений p_T^Z.

Выполненные расчеты показали следующее. Значения коэффициентов A_0 и A_2 растут с ростом p_T^Z, и отклонение от расчетов, выполненных в более низких приближениях, достаточно большое, даже при средних значениях $p_T^Z = 20 - 50$ ГэВ. Значение коэффициентов A_1 и A_3 относительно мало даже при больших p_T^Z. Максимальное значение коэффициентов A_1 и A_3 достигает $\sim 0,08$. В NLO приближении в пределе, когда p_T^Z стремится к нулю, все коэффициенты, за исключением A_4, стремятся к нулю. Поправки порядка NNLO в основном малы для всех угловых коэффициентов, за исключением коэффициента A_2, для которого они достигают величины -0,08, что достаточно хорошо согласуется с расчетами других авторов [33]. В NLO приближении значение угловых коэффициентов A_5, A_6, A_7 в точности равно нулю. Вклад NNLO поправок в величину коэффициентов A_5, A_6, A_7 достаточно большой и составляет примерно $\sim 0,005$ в диапазоне импульсов от 20 до 200 ГэВ, откуда следует, что его можно измерить. Результаты расчетов этих коэффициентов в NNLO приближении показаны на рисунке 5.

При определении погрешностей вычисления теоретических значений угловых коэффициентов учитывались статистические ошибки, ошибки, связанные с выбором шкалы ренормализации и факторизации, а также ошибки ПФР. Статистические ошибки для расчетов в NLO и NNLO приближениях в абсолютных значениях составили 0,0003 и 0,003 соответственно. Ошибки, связанные с выбором шкалы факторизации и ренормализации, определялись путем одновременного варьирования значения шкал в 2 раза в сторону увеличения или уменьшения. Ошибка, связанная с выбором шкалы факторизации и ренормализации для угловых коэффициентов, мала, так как коэффициенты по определению равны отношению сечений [33]. В результате варьирования значений шкал было обнаружено, что значение коэффициентов, вычисленное в NNLO приближении, в целом меняется в пределах статистической ошибки расчетов. Для определения ошибок расчета угловых коэффициентов, связанных с ПФР, использовалась следующая процедура. Как известно, набор ПФР представляет собой программный пакет для

Таблица 1 — Теоретические значения угловых коэффициентов A_0, A_2, $\Delta A = A_0 - A_2$, A_1, A_3, A_4, A_5, A_6, A_7, вычисленные в NLO и NNLO приближениях с помощью программы DYNNLO для низких (5-8 ГэВ), средних (22-25,5 ГэВ) и высоких (132-173 ГэВ) значений поперечного импульса p_T^Z Z-бозона интегрально по всему диапазону быстрот y^Z.

	p_T^Z=5-8 ГэВ		p_T^Z=22-25,5 ГэВ		p_T^Z=132-173 ГэВ	
	NLO	NNLO	NLO	NNLO	NLO	NNLO
A_0	$0,0115^{+0,0006}_{-0,0003}$	$0,0150^{+0,0006}_{-0,0008}$	$0,1583^{+0,0008}_{-0,0009}$	$0,1577^{+0,0041}_{-0,0018}$	$0,8655^{+0,0008}_{-0,0006}$	$0,8697^{+0,0017}_{-0,0023}$
A_2	$0,0113^{+0,0004}_{-0,0004}$	$0,0060^{+0,0010}_{-0,0017}$	$0,1588^{+0,0014}_{-0,0009}$	$0,1161^{+0,0092}_{-0,0028}$	$0,8632^{+0,0013}_{-0,0009}$	$0,8012^{+0,0073}_{-0,0215}$
ΔA	$0,0002^{+0,0007}_{-0,0005}$	$0,0090^{+0,0014}_{-0,0013}$	$-0,0005^{+0,0016}_{-0,0012}$	$0,0416^{+0,0036}_{-0,0067}$	$0,0023^{+0,0015}_{-0,0011}$	$0,0685^{+0,0200}_{-0,0082}$
A_1	$0,0052^{+0,0004}_{-0,0003}$	$0,0074^{+0,0020}_{-0,0008}$	$0,0301^{+0,0013}_{-0,0013}$	$0,0405^{+0,0014}_{-0,0038}$	$0,0600^{+0,0013}_{-0,0015}$	$0,0611^{+0,0018}_{-0,0023}$
A_3	$0,0004^{+0,0002}_{-0,0001}$	$0,0012^{+0,0003}_{-0,0006}$	$0,0066^{+0,0003}_{-0,0005}$	$0,0070^{+0,0017}_{-0,0020}$	$0,0545^{+0,0003}_{-0,0016}$	$0,0584^{+0,0018}_{-0,0047}$
A_4	$0,0729^{+0,0023}_{-0,0006}$	$0,0757^{+0,0021}_{-0,0025}$	$0,0659^{+0,0019}_{-0,0003}$	$0,0672^{+0,0018}_{-0,0050}$	$0,0253^{+0,0007}_{-0,0002}$	$0,0247^{+0,0024}_{-0,0018}$
A_5	$0,0001^{+0,0002}_{-0,0002}$	$0,0001^{+0,0007}_{-0,0007}$	$< 0,0001$	$0,0011^{+0,0013}_{-0,0030}$	$-0,0004^{+0,0005}_{-0,0005}$	$0,0044^{+0,0042}_{-0,0026}$
A_6	$-0,0002^{+0,0002}_{-0,0003}$	$0,0013^{+0,0006}_{-0,0005}$	$0,0004^{+0,0006}_{-0,0004}$	$0,0017^{+0,0043}_{-0,0015}$	$0,0003^{+0,0003}_{-0,0006}$	$0,0028^{+0,0017}_{-0,0018}$
A_7	$< 0,0001$	$0,0014^{+0,0007}_{-0,0004}$	$0,0002^{+0,0003}_{-0,0007}$	$0,0024^{+0,0013}_{-0,0013}$	$0,0003^{+0,0004}_{-0,0007}$	$0,0048^{+0,0027}_{-0,0012}$

интерполяции заданных значений ПФР на сетке переменных (x, Q). Кроме заданных значений ПФР, соответствующих параметрам ПФР, обеспечивающим оптимальную подгонку к данным (центральное значение), набор ПФР также содержит значения, соответствующие двум смещениям каждого параметра (с разными знаками на одинаковую величину) относительно центрального значения на одно стандартное отклонение. Полученные таким образом наборы значений ПФР, называются собственными векторами ПФР с уровнем достоверности 68%. Используя наборы ПФР, каждый из которых соответствует вариации одного из параметров партонных функций, можно оценить вклад ПФР в ошибку вычисления угловых коэффициентов. Таким образом, было показано, что эти ошибки малы по сравнению со статистической ошибкой в NNLO вычислениях, а именно, примерно равны 0б001 для коэффициентов A_{0-3} и 0,002 для коэффициента A_4.

1.5.2 Вычисления угловых коэффициентов с помощью генераторов событий

В этом разделе приведены результаты расчетов угловых коэффициентов, выполненных с помощью различных Монте-Карло генераторов событий.

Результаты, обозначенные как Powheg+MiNLO, получены с помощью генератора PowhegBox (версия 2) [59, 60], в котором учтены процессы ассоциированного рождения Z-бозона со струями [61]. Генератор Powheg, дополненный методом MiNLO [62] для выбора шкалы ренормализации и факторизации, а также учета форм-факторов Судакова,

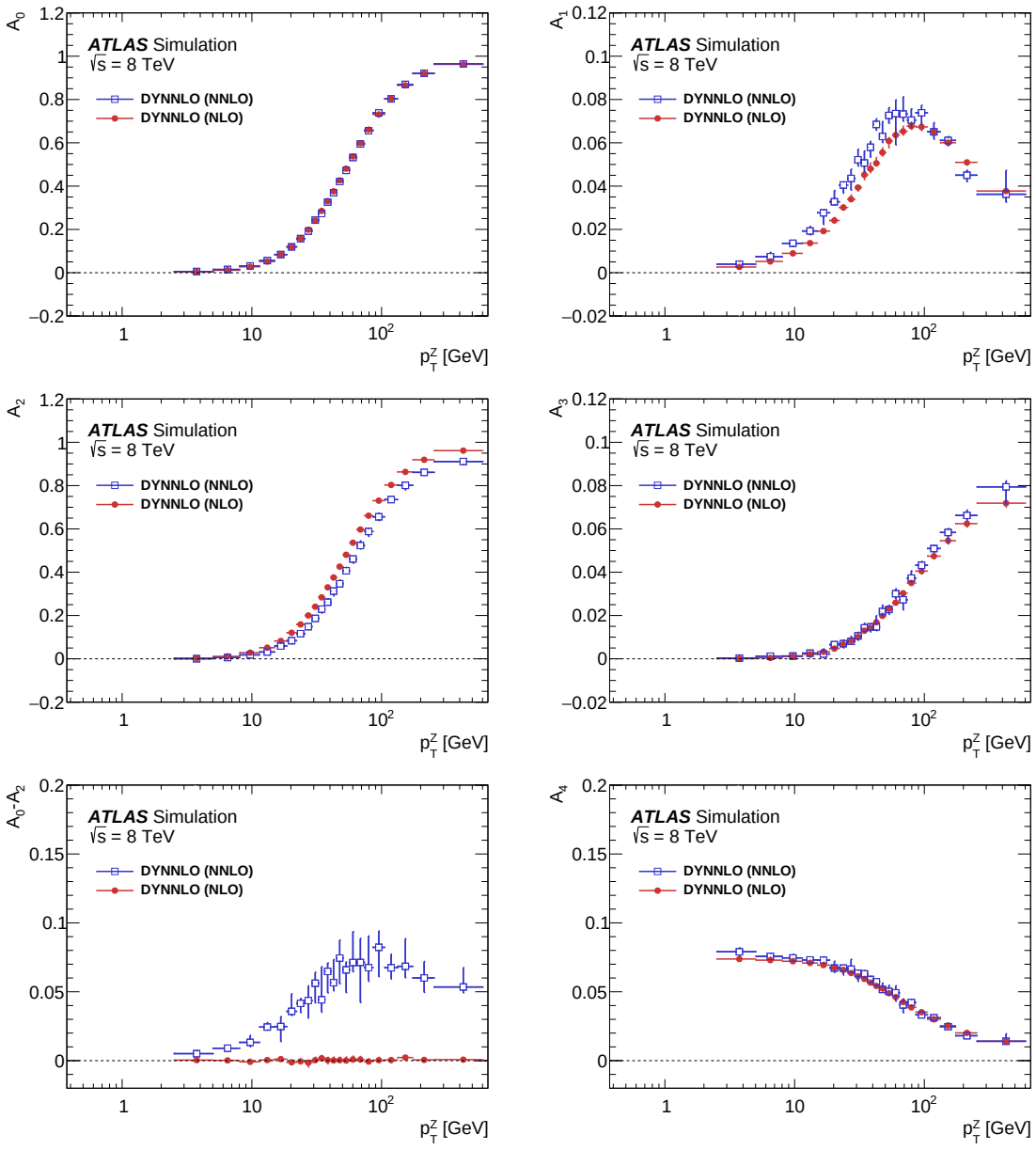

Рисунок 2 — Угловые поляризационные коэффициенты A_{0-4} и разность коэффициентов $A_0 - A_2$ как функции p_T^Z, вычисленные в NLO и NNLO КХД приближениях с помощью программы DYNNLO. Как и ожидалось, в соответствии с теоремой Лам–Тунга [47, 57, 58], вычисленная разница коэффициентов $A_0 - A_2$ в NLO КХД приближении близка к нулю. На графиках показаны полные ошибки, включающие статистическую ошибку, ошибку, связанную с выбором шкалы факторизации и ренормализации, и ошибку ПФР. Статистическая ошибка в NNLO вычислениях на порядок величины больше всех остальных ошибок.

позволяет выполнять расчеты матричных элементов в NLO приближении.

В таблице 2, в качестве примера, приведены результаты расчетов коэффициентов A_0, A_2 и A_4, а также разности коэффициентов $A_0 - A_2$, полученные с помощью генератора PowhegBox, для низких (2,5-5 ГэВ), средних (22-25,5 ГэВ) и высоких (132-173 ГэВ) значений поперечного импульса p_T^Z Z-бозона интегрально по всему диапазону быстрот. Для каждого значения углового коэффициента в таблице приводится полная ошибка вычислений, которая включает статистическую ошибку и систематические ошибки, возникающие за счет неопределенности выбора шкал ренормализации μ_R и факторизации μ_F, а также за счет ошибок в определении функций партонных распределений. Для определения систематической ошибки, возникающей из-за неопределенности в выборе шкал ренормализации μ_R и факторизации μ_F, их значения варьировались в сторону увеличения или уменьшения одновременно и по отдельности в два раза. В качестве ошибки выбиралось максимальное по абсолютной величине отклонение от вычисленного значения углового коэффициента при номинальном значении параметров μ_R и μ_F. Для вычисления номинальных значений угловых коэффициентов использовался набор ПФР MSTW2008NNLO [63]. Для оценки систематической ошибки, возникающей из-за ошибок в определении функций партонных распределений, использовались собственные вектора (см. раздел 1.5.1) выбранного набора ПФР, определенные с уровнем достоверности 68%. Для пары собственных векторов, соответствующих вариации одного из параметров ПФР на одно стандартное отклонение в сторону его увеличения или уменьшения, определялась разность вычисленных с помощью этих собственных векторов значений угловых коэффициентов. Половинное значение этой разницы принималось за ошибку углового коэффициента для симметризации ошибки. Полная ошибка определялась как квадратичная сумма всех полученных разностей для всех пар собственных векторов ПФР. Для определения ошибки, связанной с выбором определенного набора ПФР, вычислялись значения угловых коэффициентов для разных наборов: CT10 [54] и NNPDF [64]. Далее вычислялись разности между номинальными значениями угловых коэффициентов, полученных с набором ПФР MSTW2008NNLO, и значениями угловых коэффициентов для всех других наборов ПФР. Максимальное по абсолютной величине значение разности между угловыми коэффициентами, полученными с набором ПФР MSTW2008NNLO, и всеми другими принималось за ошибку, обусловленную выбором определенного набора ПФР. Систематические ошибки, возникающие из-за выбора определенного набора ПФР и из-за ошибок в определении самих функций партонных распределений, складывались квадратично.

Генератор POWHEG создан исключительно для вычисления матричных элементов жестких процессов, При генерации событий генератором POWHEG не учитываются процессы образования партонных ливней. Однако, как и для большинства современных Монте-Карло генераторов событий, события, генерированные POWHEG, могут быть об-

Таблица 2 — Теоретические значения угловых коэффициентов A_0, A_2, $A_0 - A_2$ и A_4, вычисленные с помощью генератора Powheg+MiNLO для низких (2,5-5 ГэВ), средних (22-25,5 ГэВ) и высоких (132-173 ГэВ) значений поперечного импульса p_T^Z Z-бозона интегрально по всему диапазону быстрот y^Z. Показана полная ошибка вычислений наряду со статистической и систематическими ошибками из-за неопределенности выбора шкал ренормализации и факторизации, а также функций партонных распределений.

p_T bin	A_0	$\pm\delta_{tot}$	$\pm\delta_{stat}$	$\pm\delta_{scale}$	$\pm\delta_{PDF}$
2,5 - 5,0 GeV	0,010200	0,001582	0,000831	0,001315	0,002884
22,0 - 25,5 GeV	0,153512	0,005563	0,001625	0,005311	0,003286
132,0 - 173,0 GeV	0,889872	0,008161	0,005531	0,005983	0,004550
p_T bin	A_2	$\pm\delta_{tot}$	$\pm\delta_{stat}$	$\pm\delta_{scale}$	$\pm\delta_{PDF}$
2,5 - 5,0 GeV	0,008168	0,002263	0,001384	0,001763	0,000316
22,0 - 25,5 GeV	0,113121	0,008981	0,002783	0,008409	0,001486
132,0 - 173,0 GeV	0,781009	0,028053	0,001180	0,025293	0,002820
p_T bin	$A_0 - A_2$	$\pm\delta_{tot}$	$\pm\delta_{stat}$	$\pm\delta_{scale}$	$\pm\delta_{PDF}$
2,5 - 5,0 GeV	0,002032	0,001985	0,001665	0,001001	0,000409
22,0 - 25,5 GeV	0,040392	0,009625	0,003285	0,008908	0,001581
132,0 - 173,0 GeV	0,108864	0,023221	0,012384	0,019431	0,015850
p_T bin	A_4	$\pm\delta_{tot}$	$\pm\delta_{stat}$	$\pm\delta_{scale}$	$\pm\delta_{PDF}$
2,5 - 5,0 GeV	0,083081	0,004390	0,000964	0,004118	0,001176
22,0 - 25,5 GeV	0,070263	0,003494	0,001800	0,002659	0,001378
132,0 - 173,0 GeV	0,017615	0,009999	0,005496	0,008325	0,000678

работаны генераторами, которые моделируют процессы образования партонных ливней. В данной работе для этого использовались генераторы Pythia 8 [65] (версия 8.160) или генератор Herwig [66].

Для вычисления угловых коэффициентов использовался также генератор Sherpa [67], с помощью которого генерировались события $p + p \to Z/\gamma^* \to \ell^+ + \ell^-$. Генератор Sherpa наряду с вычислением матричных элементов для данного процесса в фиксированных порядках КХД теории возмущений моделирует образование партонных ливней. Для генератора Sherpa вычисление матричных элементов и моделирование партонных ливней осуществлялись в соответствии с обновленной процедурой [68, 69], которая позволила улучшить точность вычислений до NLO приближения с помощью метода MENLOPS [70].

Генератор Sherpa для определения матричных элементов с большой множественностью партонов использует генератор матричных элементов Comix [71]. Моделирование партонного ливня осуществляется программой Csshower++, которая при вычислении КХД поправок использует алгоритм вычитания инфракрасных расходимостей, основанный на методе дипольного вычитания Катания–Сеймура [72] (англ., Catani-

Seymour). Адронизация партонных ливней в генераторе Sherpa осуществляется программой AHADIC, алгоритм которой основан на идее фрагментации кластеров, опубликованной в работах [73, 74, 75, 76]. Сигнальные события распада Z-бозонов $Z/\gamma^* \to \ell\ell$ генерировались в генераторе Sherpa (версия 1.4.1), используя встроенный алгоритм, который позволял получать в конечном состоянии до 5 струй. В более новой версии 2.1 генератора Sherpa сигнальные события генерировались с 1 или 2 струями в NNLO приближении, используя рецепт MC@NLO, подробно описанный в работе [77]. Дополнительно можно было генерировать еще несколько струй в NNLO и LO приближениях и добавить их в инклюзивный набор сигнальных событий, используя метод MEPS@NLO, описанный в работах [78] и [79].

На рисунках 3 и 4 показано сравнение полученных с помощью генераторов Powheg+MiNLO, Sherpa, Powheg+Pythia8 результатов расчетов угловых коэффициентов $A_0 - A_4$ с расчетами, выполненными в NLO и NNLO приближениях с помощью программы DYNNLO. Как видно из графиков на рисунках 3 и 4, поправки порядка $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ малы для всех коэффициентов за исключением коэффициента A_2, для которого поправка достигает -20%, что хорошо согласуется с теоретическими оценками [33]. Поэтому известное соотношение Лам–Тунга $A_0 - A_2 = 0$, справедливое в приближении $\mathcal{O}(\alpha_S)$, нарушается в приближении $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$.

Расчеты, выполненные в фиксированном порядке теории возмущения NNLO с помощью программы DYNNLO, и расчеты, выполненные с помощью Powheg+Pythia8 и Powheg+MiNLO для разности коэффициентов $A_0 - A_2$, имеют примерно одинаковую зависимость от p_T^Z. С другой стороны, генератор Sherpa (версия 1.4) показывает другую зависимость для разности коэффициентов $A_0 - A_2$ от поперечного импульса. Отсюда можно сделать вывод, что модели образования партонных ливней и процедура сопоставления партонов образовавшегося ливня с партонами жесткого процесса имеют заметное влияние на значение коэффициентов A_i. Это означает, что измерение угловых коэффициентов может быть использовано для улучшения моделей образования ливней и сопоставления образовавшихся партонов с партонами, входящими в матричный элемент, описывающий жесткий процесс взаимодействия. Наблюдаемое различие для коэффициента A_4 между расчетами, выполненными в фиксированном порядке КХД теории возмущений и с использованием генераторов событий, возникает из-за разного выбора значений параметров электрослабой модели. Так, в G_μ схеме, используемой при вычислениях в фиксированных порядках КХД теории возмущений, используется значение для синуса угла Вайнберга $sin^2\theta_W = 1 - m_W^2/m_Z^2$, а в генераторах Монте-Карло используется экспериментальное значение $sin^2\theta_W^{eff} = 0.23113$.

На рисунке 5 показаны результаты расчетов для коэффициентов $A_{5,6,7}$. Как уже отмечалось выше, они тождественно равны нулю в приближении $\mathcal{O}(\alpha_S)$, но получают ненулевые поправки в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ приближении.

Более детальные результаты расчета зависимости угловых коэффициентов от поперечного импульса Z-бозона p_T^Z интегрально по быстроте y^Z, а также в трех диапазонах по быстроте $|y^Z| < 1,0$, $1,0 < |y^Z| < 2,0$ и $2,0 < |y^Z| < 3,5$, полученные с помощью различных версий генераторов POWHEG и SHERPA, приведены в приложениях Cи D соответсвенно. На приведенных графиках в приложении D для генератора SHERPA параметр NJET определяет количество дополнительных струй, генерированных в LO приближении. Параметр LJET задает количество струй, генерированных методом MC@NLO.

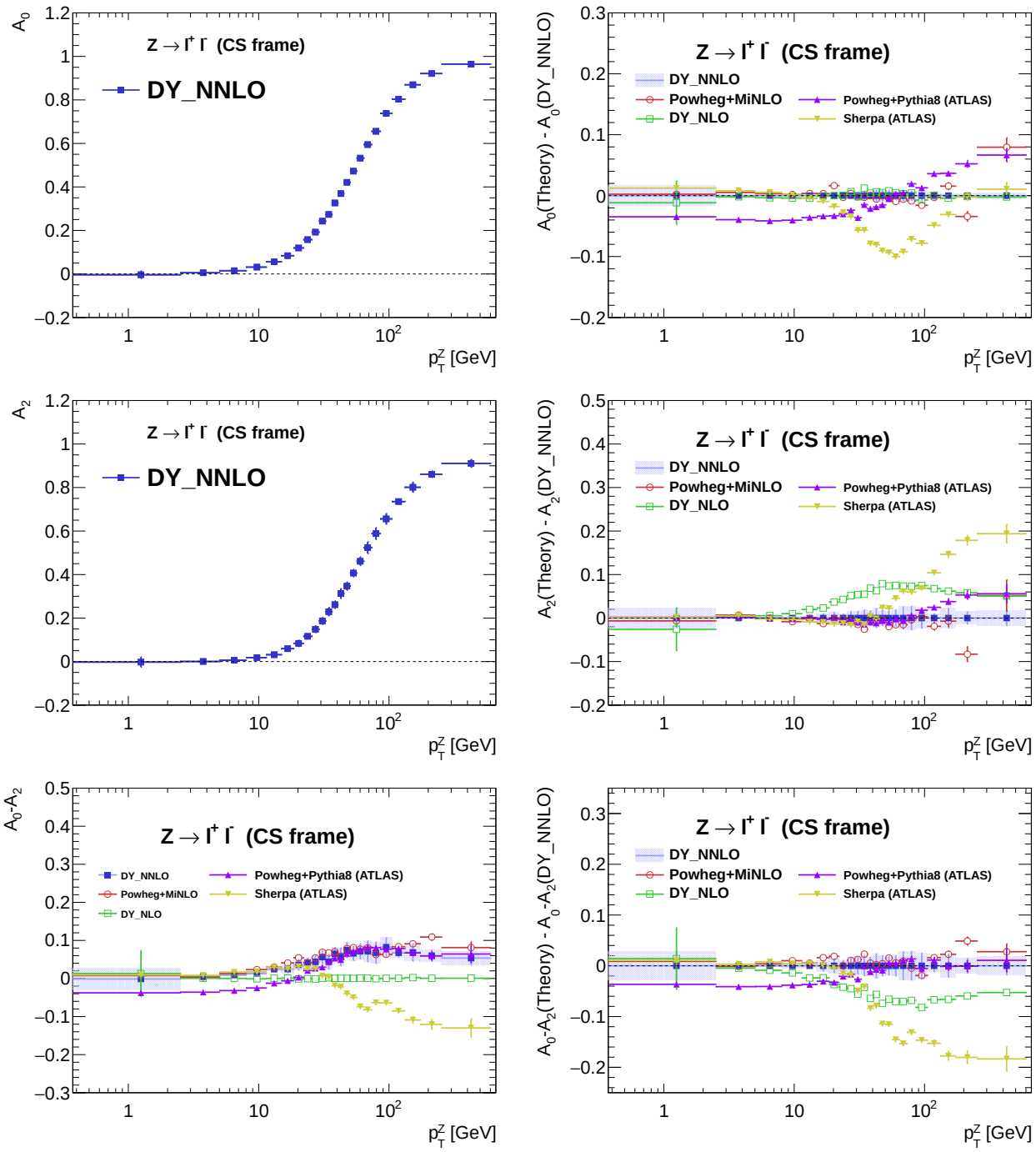

Рисунок 3 — Зависимость угловых коэффициентов A_0 (вверху), A_2 (в середине) и $A_0 - A_2$ (внизу) от поперечного импульса Z-бозона для различных теоретических расчетов. Слева показаны для справки расчеты в NNLO ($\mathcal{O}(\alpha_S^2)$), выполненные с помощью программы DYNNLO. Исключение составляет нижний левый график, который показывает разные вычисления для разности коэффициентов $A_0 - A_2$. Справа показана разница между расчетами, выполненными в NNLO приближении, и расчетами, выполненными с помощью разных Монте-Карло генераторов событий. Заштрихованная область соответствует полной ошибке, которая включает систематическую и статистическую ошибки. Линиями показаны полные ошибки для расчетов, выполненных с помощью программы DYNNLO, и статистические ошибки для всех других расчетов.

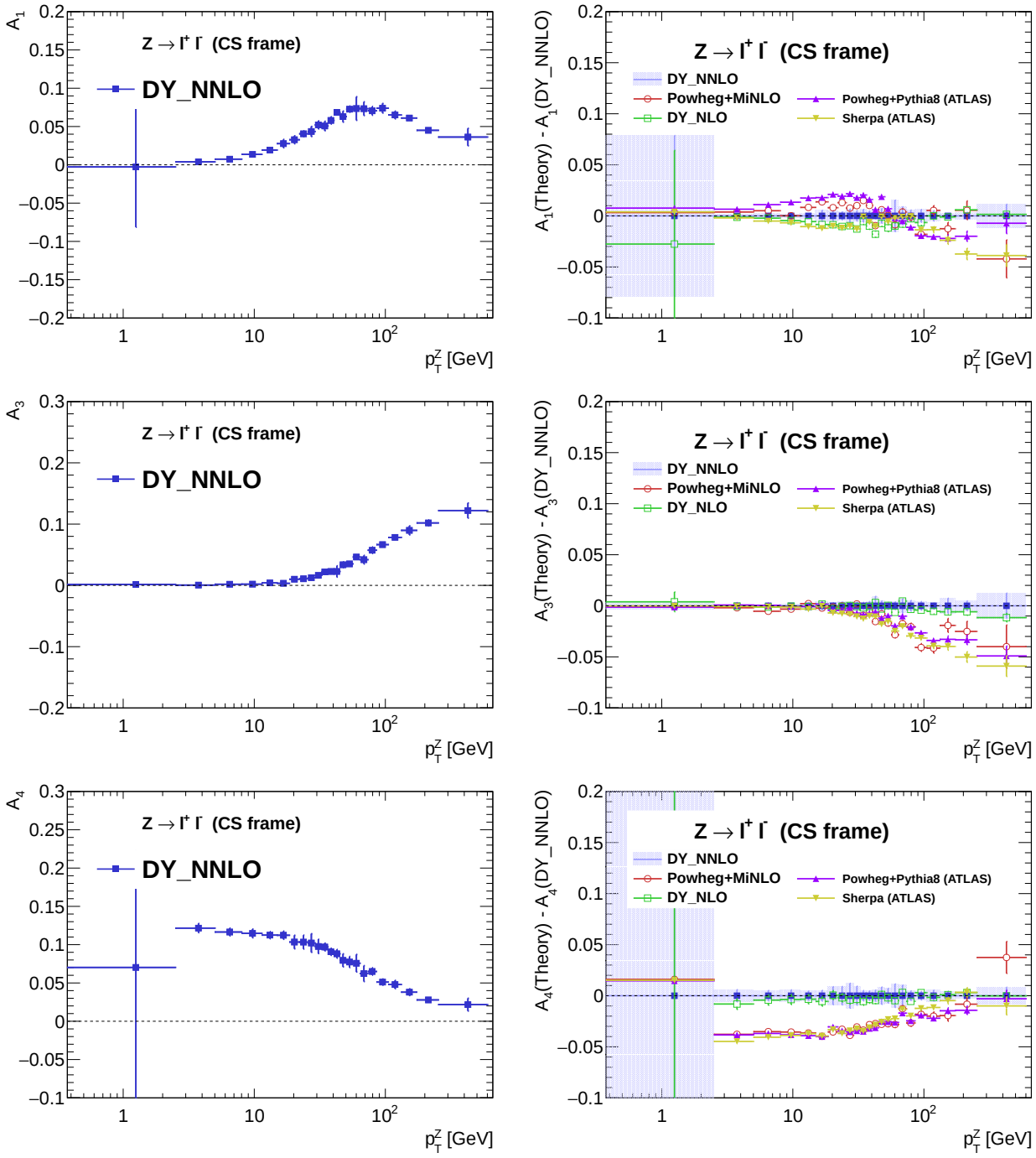

Рисунок 4 — Зависимость угловых коэффициентов A_1 (вверху), A_2 (в середине) и A_4 (внизу) от поперечного импульса Z-бозона для различных теоретических расчетов. Слева показаны для справки расчеты в NNLO ($\mathcal{O}(\alpha_S^2)$), выполненные с помощью программы DYNNLO. Справа показана разница между расчетами, выполненными в NNLO приближении, и расчетами, выполненными с помощью разных Монте-Карло генераторов событий. Заштрихованная область соответствует полной ошибке, которая включает систематическую и статистическую ошибки. Линиями показаны полные ошибки для расчетов, выполненных с помощью программы DYNNLO, и статистические ошибки для всех других расчетов.

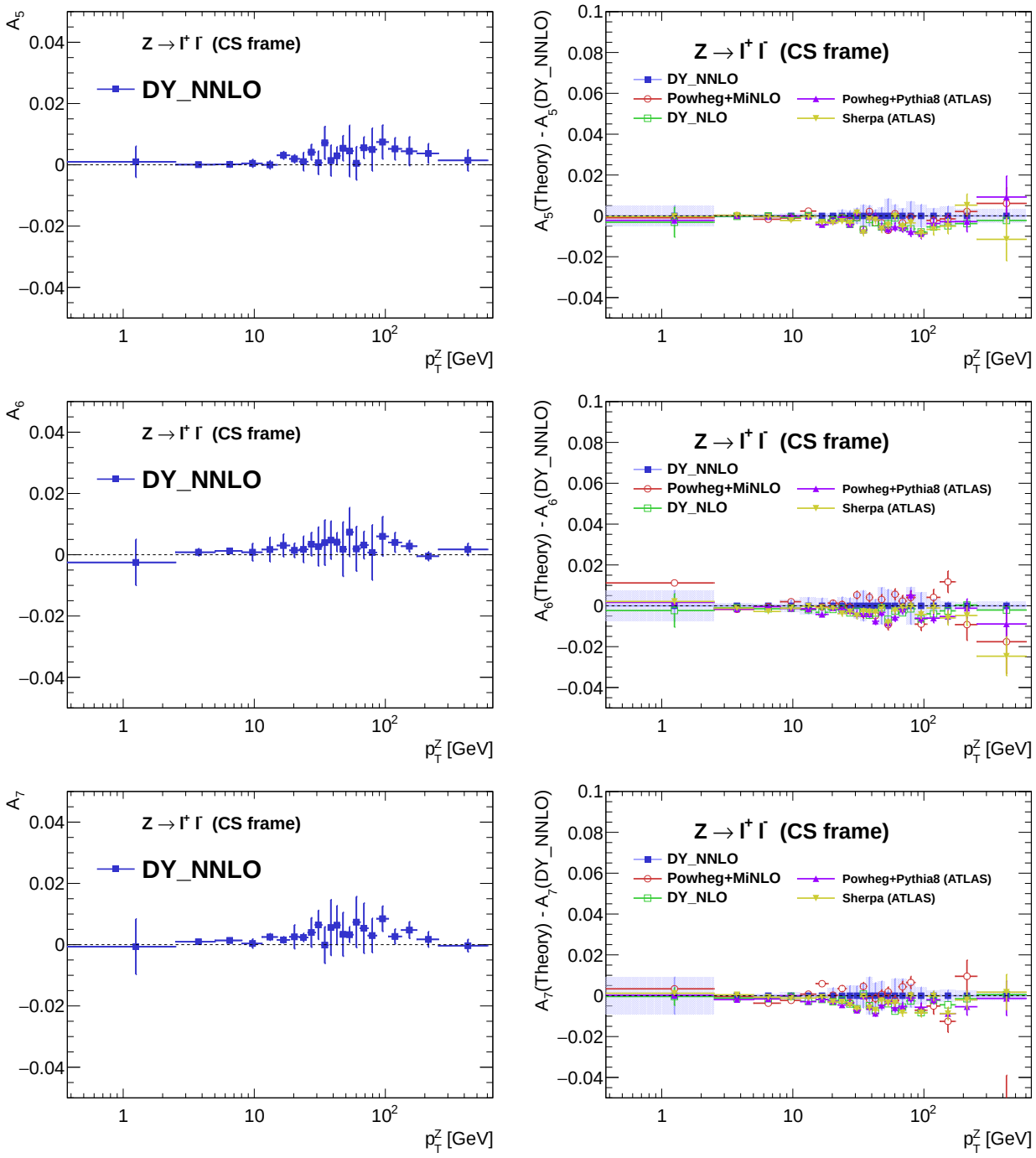

Рисунок 5 — Зависимость угловых коэффициентов A_5 (вверху), A_6 (в середине) и A_7 (внизу) от поперечного импульса Z-бозона для различных теоретических расчетов. Слева показаны для справки расчеты в NNLO ($\mathcal{O}(\alpha_S^2)$), выполненные с помощью программы DYNNLO. Справа показана разница между расчетами, выполненными в NNLO приближении, и расчетами, выполненными с помощью разных Монте-Карло генераторов событий. Заштрихованная область соответствует полной ошибке расчетов, которая включает систематическую и статистическую ошибки. Линиями показаны полные ошибки для расчетов, выполненных с помощью программы DYNNLO, и статистические ошибки для всех других расчетов

Глава 2 Эксперимент ATLAS

2.1 Детектор ATLAS

Эксперимент ATLAS (A Thoroidal LHC ApparatuS) [4] – один из четырех экспериментов, работающих на Большом адронном коллайдере (LHC). Детектор эксперимента ATLAS представляет собой многоцелевой детектор с симметричной вперед-назад цилиндрической геометрией, почти перекрывающий весь телесный угол 4π. Детектор состоит из внутреннего детектора (ВД), электромагнитных (ЭМ) и адронных калориметров и мюонного спектрометра (МС).

Внутренний детектор обеспечивает высокоточное восстановление траекторий заряженных частиц в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2,5$. Внутренний детектор состоит из трех слоев пиксельных кремниевых детекторов (англ., Pixel), расположенных ближе всего к протонному пучку, четырех слоев кремниевых микростриповых детекторов (англ., Semi-Conductor Tracker — SCT), обеспечивающих измерение до восьми прецизионных координат на треке, и детектора переходного излучения (англ., Transition Radiation Tracker — TRT), расположенного на внешних радиусах, который обеспечивает в среднем 35 менее точных измерений координат на треке в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2,0$. Ключевая особенность детектора переходного излучения состоит в том, что, используя переходное излучение, детектор обеспечивает идентификацию электронов с энергиями от 0,5 до 100 ГэВ. ВД окружен тонким сверхпроводящим соленоидом длиной 5,3 м и диаметром 2,5 м. Соленоид создает магнитное поле 2 Тл, которое отклоняет заряженные частицы, позволяя тем самым, измеряя кривизну их траектории, определять их заряд и импульс. Конструкция соленоида выполнена так, чтобы минимизировать количество материала перед входом в калориметр. Радиационная длина соленоида равна $0{,}66\lambda$.

Область псевдобыстрот $|\eta| < 2,5$ за внутренним детектором перекрывается ЭМ калориметром высокой гранулярности, который перекрывает область псевдобыстрот вплоть до $|\eta| < 3,2$, и передним ЭМ калориметром с более грубой гранулярностью до $|\eta \sim 4,9$. Система адронных калориметров, расположенных за ЭМ калориметром, охватывает диапазон псевдобыстрот $3,2 < |\eta| < 4,9$.

За ЭМ и адронными калориметрами расположен мюонный спектрометр, обеспечивающий триггерирование и восстановление треков мюонов в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2,4$ и $|\eta| < 2,7$ соответственно. Для минимизации эффектов многократного рассеяния мюонный спектрометр использует в качестве магнитной системы воздушный сверхпроводящий тороид. Конфигурация магнита обеспечивает магнитное поле, которое в основном ортогонально к траекториям мюонов. В большей части диапазона по η точное измерение координат мюонного трека обеспечивается дрейфовыми трубами

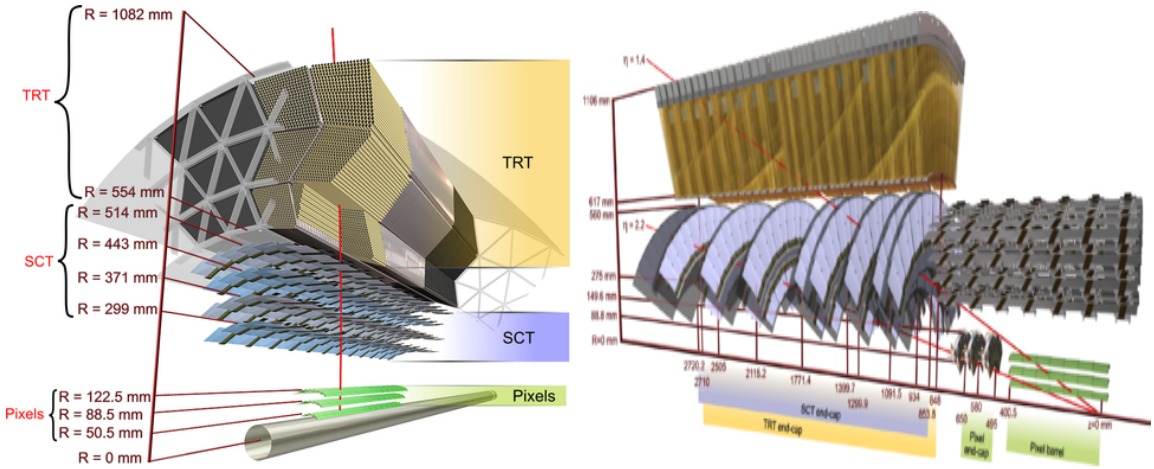

Рисунок 6 — Схематический вид центральной (слева) и торцевой (справа) частей внутреннего детектора. На рисунке показаны чувствительные элементы кремниевых пиксельного и стрипового детекторов, а также расположение дрейфовых трубок детектора переходного излучения. Красными линиями показаны треки с поперечным импульсом $p_{\text{T}} = 10$ ГэВ и с псевдобыстротой $\eta = 0,3$ в центральной части детектора и с $\eta = 1,4$ и $\eta = 2,2$ в торцевой части.

(англ., Monitored Drift Tubes, MDT). В области больших псевдобыстрот $2 < |\eta| < 2,7$, где наблюдается высокая скорость счета из-за плохих фоновых условий, измерения выполняются камерами с катодным съемом информации (англ., Cathode Strip Chambers, CSC), которые являются многопроволочными пропорциональными камерами с катодами, сегментированными в виде узких полос. Для выработки триггера в центральной части мюонного спектрометра используются плоско-резистивные камеры (англ., Resistive Plate Chambers, RPC), а в торцевых частях тонкозазорные камеры (англ., Thin Gap Chambers, TGC).

Триггер первого уровня в эксперименте ATLAS реализован на аппаратных средствах. Два следующих уровня триггера реализованы с помощью специального программного обеспечения. Вместе все уровни триггера уменьшают уровень загрузки регистрируемых событий в среднем до 400 Гц.

2.2 Детектор переходного излучения

Детектор переходного излучения представляет собой часть внутреннего детектора. Ключевой особенностью детектора переходного излучения является возможность идентификации электронов. На рисунке 6 показан схематический вид центральной (слева) и торцевой (справа) частей внутреннего детектора, на котором видна схема конструкции детектора переходного излучения.

2.2.1 Дрейфовые трубки детектора переходного излучения

Основными регистрирующими элементами детектора переходного излучения являются дрейфовые трубки диаметром 4 мм [80], сделанные из полиимидной пленки (каптон). Дрейфовая трубка изготавливается путем намотки двух слоев полиимидной пленки, специально разработанной для обеспечения хороших механических и электрических свойств трубки при минимальной толщине пленки 35 мкм. Исходным материалом, из которого изготавливается дрейфовая трубка, является пленка толщиной 25 мкм, покрытая с одной стороны слоем алюминия толщиной 0,2 мкм, который защищен слоем графита толщиной 5–6 мкм. Обратная сторона пленки покрыта полиуретановым слоем толщиной 5 мкм, который используется для склеивания двух слоев пленки путем её нагрева во время изготовления дрейфовой трубки. Для усиления механической жесткости дрейфовой трубки вдоль ее поверхности приклеиваются четыре углеродных нити. Электрическое сопротивление дрейфовой трубки < 300 Ом/м.

В качестве анода используется вольфрамовая проволока толщиной 31 мкм покрытая золотом толщиной 0,5–0,7 мкм, которая фиксируется по центру дрейфовых трубок с помощью специальных концевиков. Сопротивление анода составляет приблизительно ~ 60 Ом/м. Емкость трубки меньше 10 пФ. Время распространения сигнала ~ 4 нс/м. Длина ослабления сигнала составляет ~ 4 м. Для работы дрейфовой трубки на её стенки подается высокое напряжение отрицательной полярности -1530 В, которое обеспечивает коэффициент газового усиления $\sim 2,5 \times 10^4$ для рабочей газовой смеси 70%Xe, 27%CO_2 и 3%O_2 при избыточном давлении в трубке 5–10 мбар. При нормальных условиях работы максимальное время сбора электронов составляет ~ 48 нс. Точность измерения координаты ~ 130 мкм. Высокая эффективность регистрации дрейфовой трубкой фотонов переходного излучения, средняя энергия которых составляет ~ 6 кэВ, обеспечивается за счет использования газовой смеси, содержащей тяжелый газ ксенон. Амплитуда сигналов, возникающих в дрейфовой трубке, при регистрации фотонов переходного излучения намного выше, чем амплитуда сигналов, возникающих при прохождении заряженных частиц, которые оставляют минимальную ионизацию. Для разделения сигналов от заряженных частиц и фотонов переходного излучения используется электроника с двумя порогами регистрации — высоким и низким.

Чтобы гарантировать стабильную работу дрейфовой трубки, смещение анодной проволоки относительно её центра не должно превышать 300 мкм. Так как провисание анодной проволоки на длине ~ 1 м не превышает ~ 15 мкм, то это требование сводится к прямолинейности изготовления самой трубки. Номинальное натяжение анодной проволоки составляет 70 г. В процессе изготовления детектора переходного излучения контролировалось смещение анодной проволоки относительно центра дрейфовой трубки и натяжение анодной проволоки.

Вследствие большой плотности частиц, проходящих через детекторы на коллайдере LHC, ионизационный ток в газе дрейфовой трубки генерирует значительное количество тепла. Рассеиваемая мощность пропорциональна скорости счета дрейфовой трубки и составляет от 10 до 20 мВт в зависимости от положения трубки в детекторе. Чтобы сохранить однородность газового коэффициента усиления, градиент температуры вдоль трубки не должен превышать 10^o C.

При достижении проектной светимости коллайдера LHC, скорость счета дрейфовых трубок будет достигать 20 МГц в наиболее критических областях детектора, а плотность тока ионизации достигнет 0,15 мкА/см. Суммарный накопленный заряд после десяти лет эксплуатации детектора переходного излучения составит $\sim$ 10 Кл/см. Проведенные исследования, в том числе и прямые испытания дрейфовых трубок на старение, продемонстрировали их стабильную работу в течение всего срока эксплуатации детектора переходного излучения [81, 82, 83]. Возможность загрязнения дрейфовых трубок органическими примесями, содержащими кремний, которые вызывают эффекты старения, и уровень относительной концентрации которых не должен превышать 10^{-11}, не может быть полностью исключена. По этой причине в газовой системе детектора переходного излучения используется разработанный специальный фильтр, который способен не только улавливать эти примеси, но и удалять озон, образующийся в газовой смеси, содержащей кислород, под действием радиации. Для удаления возможного отложения органических примесей, содержащих кремний на анодных проволоках рабочий, газ в детекторе заменяется на $Ar/CO_2/CF_4$. Под действием радиации, возникающей при работе коллайдера LHC, эти примеси удаляются с анодных проволок через несколько дней.

2.2.2 Модули детектора переходного излучения

Детектор переходного излучения состоит из центральной части и двух торцевых частей. Центральная часть детектора содержит 73 слоя дрейфовых трубок. Каждая торцевая часть содержит 160 слоев трубок. Детектор переходного излучения сконструирован так, чтобы любой трек с поперечным импульсом $p_{\mathrm{T}} > 0,5$ ГэВ и $|\eta| < 2,0$ пересекал по крайней мере 36 дрейфовых трубок, за исключением переходной области между торцевыми частями и центральной частью детектора ($0,8 < |\eta| < 1,0$), где это число уменьшается до 22 трубок. Для электронов с энергией выше 2 ГэВ фотоны переходного излучения регистрируются как минимум в 7 дрейфовых трубках.

В центральной части детектора переходного излучения [84] дрейфовые трубки расположены вдоль пучка. Дрейфовые трубки собираются в модули, каждый из которых состоит из углепластиковой оболочки толщиной 400 мкм. Внутренний объем модуля заполнен слоями пленки из прессованных полипропиленовых волокон диаметром

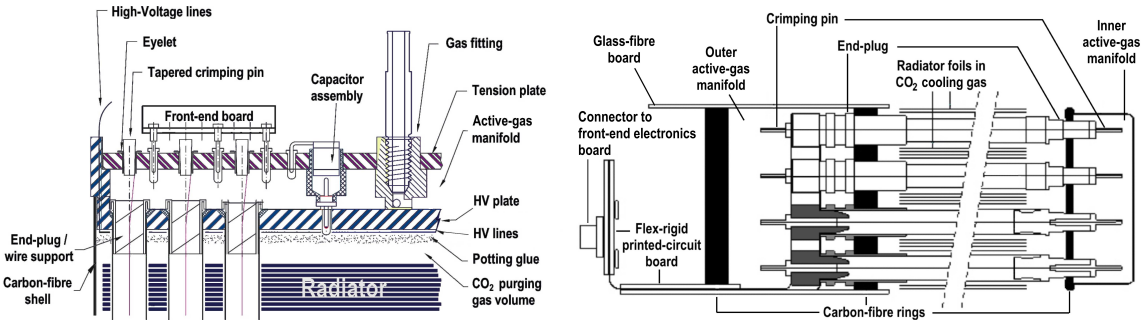

Рисунок 7 — Схематический вид модулей детектора переходного излучения в центральной (слева) и торцевой (справа) частях детектора.

19 мкм, которая предназначена для создания переходного излучения. Трубки фиксируются в точных отверстиях в крышках модуля и поддерживаются по всей длине ~ 1 м слоями пленки. Модули образуют три концентрических цилиндрических слоя, в каждом из которых расстояние между трубками составляет примерно ~ 7 мм. На рисунке 7 показан схематический вид модуля центральной части детектора переходного излучения.

Торцевая часть детектора переходного излучения [85] состоит из двух разных типов цилиндрических модулей, в которых дрейфовые трубки расположены радиально по отношению к пучку протонов. В 12 модулях, расположенных ближе всего к точке взаимодействия, расстояние между дрейфовыми трубками по оси z, направленной вдоль пучка, составляет 8 мм. Каждый модуль содержит восемь слоев дрейфовых трубок длиной ~ 37 мм. Каждый слой в модуле повернут по азимутальному углу φ относительно предыдущего на 3/8 углового расстояния между дрейфовыми трубками. У следующих 8 модулей расстояние между трубками составляет 15 мм. Пространство между дрейфовыми трубками заполнено слоями полипропиленовой пленки толщиной ~ 15 мкм, разделенных полипропиленовой сеткой. Пленка предназначена для создания переходного излучения. На рисунке 7 показан схематический вид модуля торцевой части детектора переходного излучения.

Для того чтобы достигнуть пространственного разрешения в плоскости $R - \varphi$ 130 мкм, точность установки анодных проволок в центральной и торцевых частях детектора переходного излучения не должна быть хуже 50 мкм.

2.2.3 Характеристики детектора переходного излучения

Высокоточное определение координат трека во внутреннем детекторе выполняется полупроводниковыми пиксельными и стриповыми детекторами, которые расположены на небольших расстояниях (на радиусе от 30 см до 60 см) от оси пучка. Измерение большего количества координат на треке, но с меньшей точностью, обеспечивает детектор переходного излучения. На рисунке 8 показано импульсное разрешение внутреннего

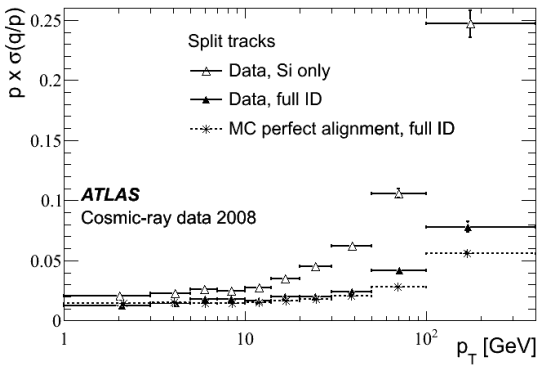

Рисунок 8 — Импульсное разрешение внутреннего детектора эксперимента ATLAS в зависимости от поперечного импульса частицы p_{T}, измеренное с помощью треков космических мюонов.

детектора в зависимости от импульса частицы. Измерения были выполнены на треках космических мюонов с использованием детектора переходного излучения и без него. Как видно из графиков, на рисунке 8 использование детектора переходного излучения улучшает импульсное разрешение треков с $p_{\mathrm{T}} \sim 100$ ГэВ примерно в три раза.

Идентификация электронов в детекторе переходного излучения основана на регистрации квантов переходного излучения, которые возникают при прохождении заряженной частицы через границы радиаторов — набора полипропиленовых фольг, расположенных между дрейфовыми трубками. В детекторе переходного излучения используется двухпороговая электроника, которая позволяет отделить сигнал минимально ионизирующей частицы (~ 250 эВ) от сигнала поглощения кванта переходного излучения (~ 6 кэВ). Для идентификации частиц вычисляется доля дрейфовых трубок, в которых при прохождении заряженной частицы был зарегистрирован сигнал с высоким порогом по отношению ко всем дрейфовым трубкам, через которые она прошла. Распределения по доле дрейфовых трубок с высоким порогом для электронов и адронов (π-мезонов) представляют из себя почти распределения Гаусса, средние значения которых не совпадают друг с другом. Центральное значение распределения для электронов больше, чем для адронов. На основании этих распределений выбирается порог по доле дрейфовых трубок с высоким порогом так, чтобы не менее чем для 90% электронов доля дрейфовых трубок с высоким порогом была выше порога. Эффективность идентификации характеризуется коэффициентом подавления адронов $k_{rej} = 1/F_{\pi}$, где F_{π} – доля ошибочно идентифицированных пионов, которым тоже удалось превысить данный порог. Коэффициент подавления для детектора переходного излучения достигает $k_{rej} \sim 100$.

На рисунке 9 показана вероятность срабатывания высокого порога в зависимости от Лоренц фактора частицы $\gamma = E/m$, измеренная в данных, и вычисленная с помощью моделирования работы детектора переходного излучения. Для измерения вероятности срабатывания высокого порога в данных для частиц с Лоренц фактором $\gamma > 1000$

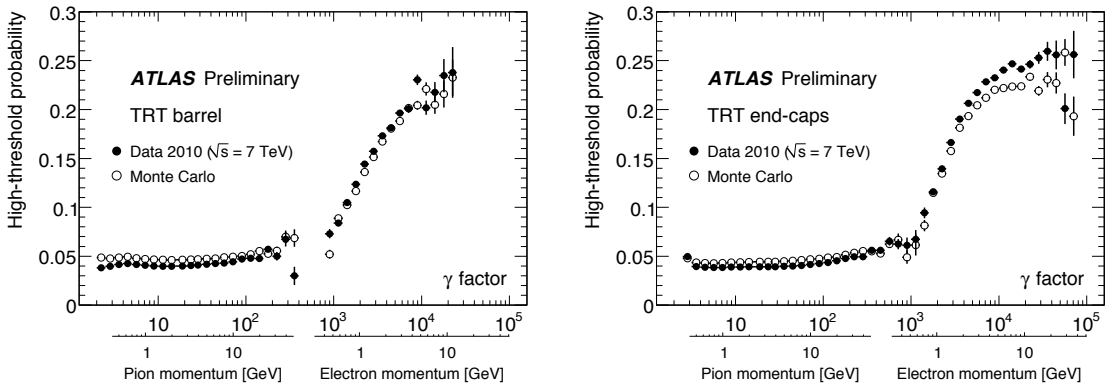

Рисунок 9 — Вероятность срабатывания высокого порога в зависимости от Лоренц фактора частицы $\gamma = E/m$, измеренная в данных и вычисленная с помощью моделированных событий, для центральной части (слева) и торцевых частей (справа) детектора переходного излучения.

отбирались электроны, образовавшиеся в результате конверсии фотонов. Для частиц с $\gamma < 1000$ использовались все зарегистрированные треки в предположении, что это π-мезоны. Как видно из графиков на рисунке 9, вероятность срабатывания высокого порога начинает возрастать для частиц с $\gamma \sim 1000$ и достигает насыщения при $\gamma \sim 10000$. При этом для торцевой части максимальная вероятность срабатывания высокого порога составляет $\sim 0,27$, в то время как в центральной части $\sim 0,23$, что обусловлено разным выбором материала радиаторов. Вероятность срабатывания высокого порога в зависимости от Лоренц фактора частицы, измеренная в данных и вычисленная с помощью моделирования, хорошо согласуется между собой.

Детектор переходного излучения измеряет координату заряженной частицы, пересекающей дрейфовую трубку, путем измерения времени дрейфа. При таком измерении определяется только расстояние от точки, где произошла ионизация, до анодной проволоки. Таким образом измеряется радиус дрейфа. Распределение по разностям между минимальным расстоянием от реконструированного трека до центра дрейфовой трубки и радиусом дрейфа показано на рисунке 10 для данных и моделированных событий в центральной и торцевых частях детектора переходного излучения. Ширина этих распределений, или пространственное разрешение детектора, определяется фитированием полученных распределений, распределением Гаусса в пределах $1{,}5\sigma$ вокруг их центральных значений. Ошибка определения пространственного разрешения, полученная в результате фитирования распределения, меньше 0,1 мкм. Для построения распределений на рисунке 10 использовались треки с $p_{\mathrm{T}} > 2$ГэВ, которые вызвали срабатывание не менее чем 15 дрейфовых трубок. Как видно из графиков на рисунке 10, разрешение детектора переходного излучения составило 120 мкм в центральной части детектора и 135 мкм в торцевых частях, что несколько лучше проектного значения.

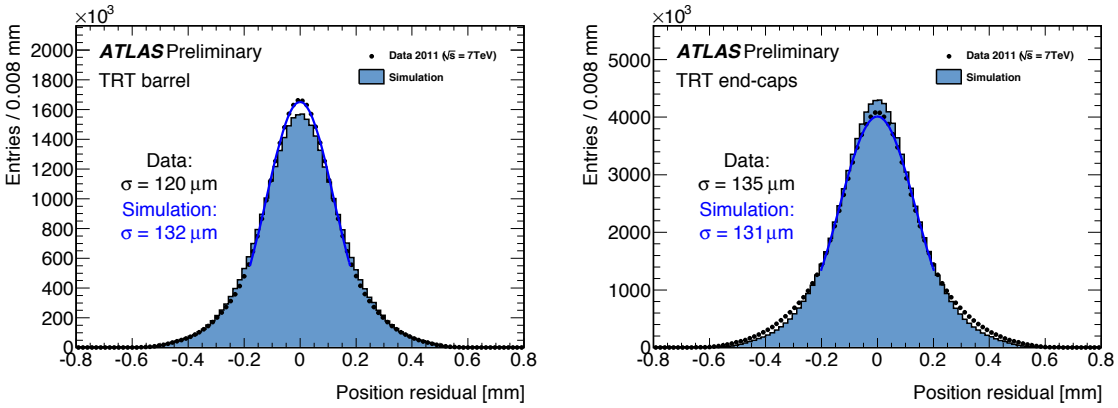

Рисунок 10 — Распределение по разностям между минимальным расстоянием от реконструированного трека до центра дрейфовой трубки и измеренным радиусом дрейфа для данных и моделированных событий.

2.3 Реконструкция и идентификация электронов

2.3.1 Реконструкция электронов

Реконструкция электронов в центральной области детектора ATLAS ($|\eta| \dot{<} 2{,}47$) начинается с построения энергетических кластеров в электромагнитном калориметре (ЭМ), которые затем связываются с треками заряженных частиц, реконструированными во внутреннем детекторе (ВД) и попавшими в кластер в ЭМ калориметре [86]. Для построения энергетических кластеров пространство электромагнитного калориметра в плоскости $\eta - \varphi$ разбивается на 200×256 областей размером $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0{,}025 \times 0{,}025$ ($\sim 4 \times 4$ см^2 при $\eta = 0$) каждая. Размер области определяется минимальным размером ячейки, в которой измеряется энергия во втором слое ЭМ калориметра. Второй слой ЭМ калориметра служит для прецизионного измерения энерговыделения и имеет наибольшую толщину $\sim 16X_0$ радиационных длин. Для реконструкции кластеров в ЭМ калориметре используется алгоритм скользящего окна [87] размером 3×5 ячеек в пространстве $\eta - \varphi$. Энергия кластера определяется суммированием энергии, выделившейся во всех слоях ЭМ калориметра. После реконструкции рассматриваются только кластеры с энергией больше 2,5 ГэВ, утечкой энергии в адронный калориметр не выше 10% и отношением энергии кластера, определенной в ячейках 3×7, к энергии, определенной в ячейках 7×7, не больше 65%. Для таких кластеров, вокруг его барицентра, в пространстве переменных $\eta - \varphi$ определяется конус размером $\Delta R = 0{,}3$, который определяет так называемую область интересов кластера. Треки заряженных частиц, которые находятся в конусе $\Delta R < 0{,}3$ вокруг барицентра кластера, связываются с кластером. Как показывает моделирование, алгоритм реконструкции кластеров позволяет реконструировать электроны, начиная с энергии $E_T = 7$ ГэВ, при этом эффективность регистрации

составляет $\sim 99\%$ для электронов с энергией $E_T = 15$ ГэВ и достигает 99,9% для электронов с энергией $E_T = 45$ ГэВ. Небольшое уменьшение эффективности наблюдается в передней области для $|\eta| > 1,47$.

Треки заряженных частиц реконструируются во внутреннем детекторе для частиц, у которых поперечный импульс $p_{\mathrm{T}} > 0,4$ ГэВ. Реконструкция треков осуществляется в два этапа. На первом этапе отбираются хиты в детекторах, которые принадлежат данному треку (англ., track-pattern recognition) [88]. На втором этапе выполняется фитирование трека для определения его параметров. При определении хитов, принадлежащих треку, для вычисления энергетических потерь в веществе внутреннего детектора в первом приближении предполагается, что трек образован π-мезоном. Для треков с поперечным импульсом $p_T > 1$ ГэВ, у которых нет хитов в кремниевых трековых детекторах, но которые попали в конус $\Delta R < 0,3$ вокруг барицентра ЭМ кластера, поиск хитов повторяется в предположении, что потери энергии в веществе внутреннего детектора происходят как для электрона. В этом случае допускается до 30% потерь энергии на тормозное излучение при прохождении через внутренний детектор.

Фитирование треков [89] выполняется в соответсвии с электронной или пионной гипотезой об энергетических потерях. Используется та гипотеза, которая использовалась при нахождении хитов, принадлежащих треку. Качество фитирования треков оценивается в соотвествии с критерием χ^2. Если при реконструкции трека, который находится в конусе $\Delta R < 0,3$ вокруг барицентра ЭМ кластера, использовалась пионная гипотеза для энергетических потерь, но в результате фитирования χ^2 оказался слишком большим, то такой трек фитируется снова в предположении электронной гипотезы для энергетических потерь. Такая процедура позволяет на несколько процентов увеличить эффективность реконструкции треков и применяется только для треков с энергией $E_T > 1$ ГэВ.

Реконструированные во внутреннем детекторе треки и энергетические кластеры в ЭМ калориметре связываются друг с другом. Для этого проверяется разница по координатам ϕ и η между треком и кластером. Так, например, в случае если трек был полностью реконструирован в кремниевых детекторах и детекторе переходного излучения, то для того, чтобы трек был связан с кластером, требуется, чтобы $\Delta\eta = |\eta_{trk} - \eta_{clus}| < 0,05$ и $\Delta\phi = |\phi_{trk} - \phi_{clus}| < 0,2$. Одному кластеру может принадлежать несколько треков. С другой стороны, могут быть кластеры, не связанные ни с одним треком. Такие кластеры далее рассматриваются как фотоны и не используются при реконструкции электронов. После того как кластеры связаны с треками, параметры треков переопределяются снова, используя оптимизированный для электронов алгоритм, основанный на фильтре Гаусса (англ., Gaussian Sum Filter) [90], который представляет собой нелинейное обобщение алгоритма на основе фильтра Кальмана. Это позволяет оценить параметры треков с более высокой точностью, принимая во внимание нелинейные эффекты, связанные с потерей

энергии электронами на тормозное излучение. Из всех треков, связанных с кластером, определяется один, который точнее всего попадает в кластер. В качестве критерия используется расстояние между барицентром кластера и координатами трека во втором слое ЭМ калориметра.

Реконструированные кластеры и треки рассматриваются далее как кандидаты в электроны. Каждый из кластеров последовательно перестраивается в каждом слое ЭМ калориметра, начиная со второго слоя, используя размер окна 3×7 ячеек в центральной части ЭМ калориметра и 5×5 ячеек в торцевых частях. Положение кластера подстраивается в каждом слое ЭМ калориметра так, чтобы учесть распределение по энергии в каждом слое ЭМ калориметра. Разный размер кластера, используемый в центральной части и торцевых частях ЭМ калориметра, выбирается для того, чтобы наиболее точно учесть распределение энергии электрона в кластере в разных частях ЭМ калориметра.

На следующем этапе реконструкции кластеров для точного определения их энергии к ним применяется энергетическая калибровка [91] для считывающей электроники ЭМ калориметра. Энергия кластера определяется как сумма энергий в трех слоях калориметра. К измеренной энергии кластера в каждом слое применяется корректирующая поправка, которая определяется методом линейной регрессии из мультивариантного анализа большого набора моделированных событий, полученных полной реконструкцией одиночных изолированных электронов в детекторе ATLAS. В качестве входных переменных для мультивариантного анализа используются: полная энергия, измеренная в ЭМ калориметре, положение барицентра кластера в глобальной системе координат детектора ATLAS и в локальной системе координат ЭМ калориметра. Корректирующая поправка, определенная таким образом, позволяет учесть энергетические потери в веществе перед ЭМ калориметром, а также утечки энергии из кластера в адронный калориметр и в стороны за границы кластера в каждом слое ЭМ калориметра. На последнем этапе калибровки используется корректирующая поправка, которая определяется для разных частей калориметра путем измерения в данных инвариантной массы Z-бозона для процесса $Z \to \ell\ell$.

Энергия реконструированного электрона определяется энергией кластера ЭМ калориметра. Азимутальный угол ϕ и псевдобыстрота η электрона берутся из трека, который сопоставлен кластеру, за исключением случая, когда трек был реконструирован только в детекторе переходного излучения. В последнем случае используются ϕ и η барицентра кластера.

2.3.2 Идентификация электронов

Среди объектов, реконструированных в соответсвии с процедурой, описанной в предыдущем разделе, содержатся не только сигнальные электроны, то есть электроны,

образующиеся в исследуемых процессах, таких как распад Z-бозона, распад W-бозона и т. д., но также и фоновые объекты. К фоновым объектам относятся адроны от адронных струй и фоновые электроны. К последним относятся электроны от фотонной конверсии, от распадов Далица нейтральных π-мезонов, а также электроны от полулептонных распадов адронов, содержащих тяжелые кварки. Для подавления вклада фоновых объектов при реконструкции электронов используются алгоритмы идентификации электронов. Алгоритмы идентификации построены таким образом, чтобы максимально уменьшить количество реконструированных фоновых объектов, сохранив при этом максимально возможную эффективность регистрации электронов. Для построения алгоритмов идентификации используется набор дискриминируемых переменных, на которые либо последовательно накладываются ограничения, либо используется мультивариантный анализ данного набора переменных.

Для идентификации электронов используются переменные, описывающие продольную и поперечную форму ливня в ЭМ калориметре, свойства трека, реконструированного во ВД, а также переменные, описывающие, насколько точно трек попадает в кластер ЭМ калориметра. Подробное описание этих переменных можно найти в работах [92, 93, 94, 95]. Одной из особенностей эксперимента ATLAS является использование детектора переходного излучения для идентификации электронов. Определяя отношение числа хитов на треке, которые вызвали срабатывание высокого порога регистрирующей электроники по амплитуде сигнала, к полному числу хитов на треке можно проводить дополнительное разделение быстрых электронов ($\gamma > 10^3$) от адронов и мюонов.

В данной работе использовалась идентификация электронов, основанная на последовательном наложении ограничений на набор дискриминируемых переменных. Определялось три набора переменных для идентификации электронов, которые отличались степенью подавления фона и, соответственно, эффективностью регистрации электронов: слабый (англ., Loose) – подавление фона $\sim 10^3$, эффективность регистрации электронов $\sim 99\%$, умеренный (англ., Medium) – подавление фона $\sim 10^4$, эффективность $\sim 90\%$ и сильный (англ., Tight) – подавление фона $\sim 10^5$, эффективность $\sim 80\%$. Ограничения, накладываемые на дискриминируемые переменные, оптимизировались в 10 интервалах по псевдобыстроте электрона η и в 11 интервалах по поперечной энергии электрона E_T. Оптимизация по псевдобыстроте позволяет учесть зависимость формы ЭМ ливня от распределения пассивного вещества перед входом в ЭМ калориметр. Оптимизация по E_T позволяет учесть зависимость формы ливня и характеристик трека от поперечного импульса электрона.

Для дополнительной идентификации электронов используется калориметрическая или трековая изоляция. Калориметрическая изоляция $E_T^{cone\Delta R}$ определяется как сумма энергии всех ячеек калориметра, находящихся в конусе ΔR в плоскости $\eta - \phi$ за

вычетом энергии в окне $\Delta\eta\times\Delta\phi = 0,125\times0,175$ вокруг барицентра кластера в ЭМ калориметре. Таким образом вычисляется энергия всех зарегистрированных частиц в конусе ΔR в ЭМ калориметре за исключением самого электрона. При вычислении калориметрической изоляции вводятся поправки, которые учитывают утечки энергии ЭМ ливня электрона из изоляционного конуса ΔR, а также поправки, связанные с зависимостью калориметрической изоляции от количества взаимодействий на одно пересечение пучков. Трековая изоляция $p_T^{cone\Delta R}$ определяется как сумма поперечных импульсов треков с $p_T > 0,4$ ГэВ в конусе ΔR в плоскости $\eta - \phi$ вокруг электронного трека, исключая поперечный импульс электрона. При вычислении трековой изоляции учитываются только треки, которые образовались в той же первичной вершине, что и электрон. Кроме того, трек должен быть зарегистрирован в слое пиксельного детектора, расположенного ближе всего к оси пучка, и должен иметь не менее 9 хитов в пиксельном и стриповом кремниевом детекторе. Эти требования удаляют из рассмотрения вторичные треки от распадов долгоживущих частиц и треки от электронов, образовавшихся в результате конверсии фотонов. Обычно размер конуса для трековой и калориметрической изоляции выбирают от 0,2 до 0,4.

2.3.3 Метод измерения эффективности регистрации электронов

Для измерения эффективности реконструкции и идентификации электронов необходимо отобрать набор электронов, который содержит минимальное количество фоновых объектов. Для создания такого набора используется метод тагирования (англ., tag&probe), который применяется к процессам распадов Z-бозонов или J/Ψ-мезонов на электрон-позитронную пару: $Z \to ee$ или $J/\Psi \to ee$. Метод тагирования состоит в том, что при отборе таких событий на один из электронов накладываются сильные критерии идентификации, так чтобы с большой вероятностью отобранный объект действительно был электроном от одного из этих процессов. Такой электрон называется тагированным. На второй отобранный электрон в таком событии не накладываются никакие критерии отбора. Такой электрон называется пробным. Набор таких пробных электронов используется для измерения эффективности реконструкции и идентификации. В отобранных событиях может оказаться несколько тагированных и пробных электронов. Для получения несмещенной оценки эффективности используются все пары пробных и тагированных электронов, определенных в каждом событии.

Для измерения измерения эффективности рассматривается распределение по инвариантной массе пар всех тагированных и пробных электронов. Остаточный фон оценивается либо с помощью шаблонных фоновых распределений, либо фитированием распределения по инвариантной массе пар всех тагированных и пробных электронов аналитической функцией, описывающей сигнал и фон. Эффективность определяется как

отношение числа пробных электронов, прошедших исследуемый критерий, к полному числу пробных электронов.

Эффективность регистрации электрона можно представить как произведение трех множителей: эффективности реконструкции, эффективности идентификации и эффективности триггера. Эффективность реконструкции измеряется по отношению к числу кластеров, реконструированных в ЭМ калориметре. Эффективность идентификации определяется по отношению к числу реконструированных электронов. Эффективность триггера определяется по отношению к числу реконструированных электронов, прошедших определенный критерий идентификации. Поэтому для каждого набора идентификационных критериев выполняется измерение эффективности триггера. Эффективности измеряются в данных и моделированных событиях. Моделированные события и пробные электроны в них отбираются в точности как и в данных. Единственное отличие состоит в том, что для моделированных событий не требуется вычитание фона, так как реконструированный трек можно сопоставить электрону от распада Z-бозона или J/Ψ-мезона, используя исходную информацию о генерированном событии или требуя, чтобы трек и генерированный электрон находились в конусе $\Delta R < 0,2$ в плоскости $\eta - \phi$.

Точность, с которой моделирование детектора воспроизводит эффективность реконструкции и идентификации электронов, играет важную роль для измерений, выполненных в данной работе. Для того чтобы достигнуть необходимой точности измерения, моделированные события поправлялись так, чтобы как можно более точно воспроизводить измеренные в данных эффективности. Для этого вводится корректирующий коэффициент, который определяется как отношение эффективности, измеренной в данных, к эффективности, измеренной в моделированных событиях. Корректирующий коэффициент использовался в качестве дополнительного веса, который применялся к реконструированному электрону. Обычно этот коэффициент близок к единице. Отклонение его значения от единицы возникает в случае неправильного моделирования характеристик трека или ливня в ЭМ калориметре.

Так как эффективность реконструкции и идентификации электронов зависит от их поперечной энергии E_T и псевдобыстроты η, измерения эффективности выполняются для двухмерного случая в интервалах по (E_T, η). Размер интервалов выбирается как можно более узким и определяется статистикой, накопленной в данных. Остаточные эффекты, связанные с конечной шириной интервала и кинематическими различиями для разных физических процессов, используемых для измерений эффективностей, должны сокращаться, так как измеряется отношение эффективности в данных к эффективности в моделированных событиях вместо прямого измерения эффективности.

2.3.4 Измерение эффективности идентификации электронов

Описанный в предыдущем разделе метод тагирования использовался для измерения эффективностей идентификации электронов. Для измерения использовались следующие процессы:

- $J/\Psi \to ee$ для электронов с энергией 7–10 ГэВ;
- $J/\Psi \to ee$ и $Z \to ee\gamma$ для электронов с энергией 10–15 ГэВ;
- $Z \to ee$ для электронов с энергией выше 20 ГэВ.

Эффективность идентификации определялась как отношение числа пробных электронов, прошедших критерий идентификации, к полному числу пробных электронов. Измерения выполнялись для двухмерного случая в интервалах по (E_T, η). Рассматривалось распределение по инвариантной массе всех пар пробных и тагированных электронов, которые имеют противоположный знак заряда. Для вычитания фона из полученного распределения использовались разные методы. Так для процесса $Z \to ee$ строились шаблонные фоновые распределения, которые получались путем инверсии ограничений, накладываемых на несколько переменных, использовавшихся для идентификации пробных электронов. Таким образом, получались шаблонные распределения по массе пары тагированного и пробного электрона, который прошел отборы с инвертированными ограничениями на несколько переменных. Полученные шаблонные распределения нормировались к распределению по массе отобранных пар тагированных и пробных электронов в области масс $m_{ee} < 80$ ГэВ, то есть слева от Z-пика. Используя шаблонные распределения, построенные разными методами, можно было определить систематическую ошибку измерения эффективности, связанную с оценкой фона. Для процесса $J/\Psi \to ee$ выполнялось фитирование измеренного распределения по массе отобранных пар тагированных и пробных электронов с помощью аналитической функции, которая описывала сигнал и фон. Количество пробных электронов определялось в узком окне вокруг полюсных масс Z-бозона или J/Ψ-мезона. Дополнительно требовалось, чтобы тагированный и пробный электрон имели противоположные знаки заряда.

Затем определялись корректирующие коэффициенты (англ., scale factor) как отношение эффективности идентификации, измеренной в данных, к эффективности идентификации, полученной на моделированных событиях для процесса $Z \to ee$ или $J/\Psi \to ee$. Для получения среднего значения корректирующего коэффициента в каждом интервале (E_T, η) использовался метод глобальной (то есть одновременно по всем интервалам (E_T, η)) минимизации χ^2. Для этого в каждом интервале определялись все коррелированные между разными интервалами и некоррелированные ошибки путем построения ковариационной матрицы и её последующего разложения по мешающим (англ., nuisance) параметрам. Построение матрицы ковариации и результат её разложения

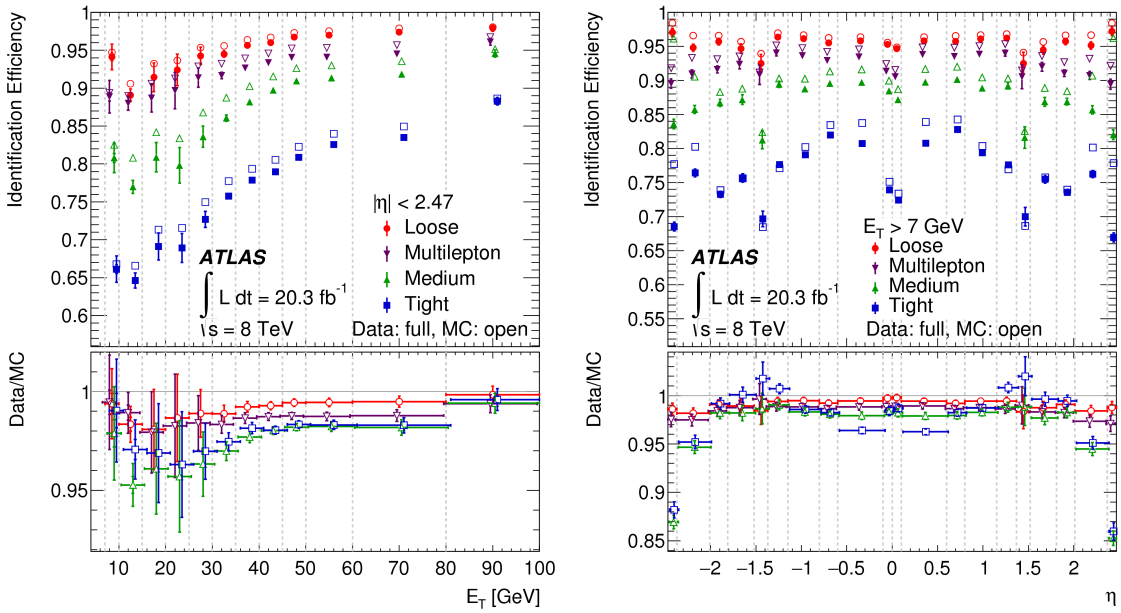

Рисунок 11 — Эффективность идентификации электронов в данных и моделированных событиях для процесса $Z \to ee$ в зависимости от энергии электрона E_T (слева) и η (справа) для основных наборов дискриминируемых переменных: Multilepton, Loose, Medium и Tight. На нижних графиках показано отношение эффективности идентификации в данных к эффективности идентификации в моделированных событиях. Ошибки на графиках включают статистические и систематические ошибки. Вертикальными пунктирными линиями показаны интервалы по E_T и η, в которых проводилось измерение эффективности идентификации.

подробно представлены в работе [92]. Эффективность измеренная в данных определялась как произведение измеренного корректирующего коэффициента на эффективность, определенную из моделированных событий.

На рисунке 11 показаны результаты измерения эффективности идентификации электронов интегрально по E_T в зависимости от η или интегрально по η в зависимости от E_T для разных наборов дискриминируемых переменных. Результаты показаны как для данных, так и для моделированных событий. Внизу у каждого графика показана также зависимость корректирующих коэффициентов от η и E_T. Видно, что значения корректирующих коэффициентов близки к единице. Только для малых E_T и больших η поправка достигает 5–10%. Полная статистическая и систематическая ошибка корректирующих коэффициентов изменяется от 0,5% до 10%. Наибольшая ошибка наблюдается при низких E_T и в, так называемой, переходной области между центральной и торцевой частью ЭМ калориметра $1,37 < |\eta| < 1,52$. Как видно из графиков на рисунке 11, эффективность идентификации в целом возрастает с ростом E_T. Это объясняется тем, что с ростом энергии электрона многие переменные, используемые для идентификации электронов, позволяют лучше отделять их от фоновых объектов. Для низких значений $E_T = 7 - 10$ ГэВ, как и для больших $E_T > 80$ ГэВ, наблюдается скачкообразное увеличе-

ние эффективности. Это объясняется тем, что на некоторые переменные, используемые для идентификации, ослабляются ограничения. Так для больших E_T не используется больше ограничение на отношение энергии, измеренной в калориметре, к импульсу частицы E/p, так как с увеличением поперечного импульса электрона падает точность измерения его импульса. Подстройка ограничений на дискриминируемые переменные для идентификации электронов в самом низком по E_T бине (7–10 ГэВ) была выполнена так, чтобы увеличить эффективность идентификации, что приводит к увеличению вклада фона. Форма зависимости эффективности идентификации от η в основном определяется особенностями конструкции детектора ATLAS и процедурой оптимизации отбора событий, которая базируется на увеличении отношения сигнал–фон. Наличие небольшого конструктивного промежутка между двумя частями ЭМ калориметра в центральной области $|\eta| \approx 0$ объясняет небольшое падение эффективности в этой области. Другое падение эффективности наблюдается в переходной области $1,37 < |\eta| < 1,52$ от центральной части к торцевой части ЭМ калориметра. При больших η падение эффективности связано с увеличением количества пассивного вещества детектора перед ЭМ калориметром.

Измеренные корректирующие коэффициенты использовались в данной работе как веса для моделированных событий, чтобы поправить эффективность идентификации электронов в моделированных событиях в соотвествии с измерениями, выполненными в данных.

2.3.5 Измерение эффективности реконструкции электронов

Эффективность реконструкции электрона можно представить как произведение эффективности реконструкции кластера в ЭМ калориметре и эффективности сопоставления трека кластеру. Измерение эффективности реконструкции кластера в данных является весьма сложной задачей и поэтому не выполнялось в данной работе. Оценка этой эффективности выполнялась на моделированных событиях для процесса $Z \to ee$. Было показано, что для кластеров с энергией $E_T > 15$ ГэВ эффективность реконструкции кластеров выше 99%. Эффективность сопоставления трека кластеру или эффективность реконструкции электрона определялась как отношение числа реконструированных пробных электронов, для которых кластер в ЭМ калориметре был сопоставлен с треком к полному числу реконструированных кластеров, в которые попадают треки. Для того чтобы подавить вклад от электронов, образовавшихся от конверсии фотонов, требовалось, чтобы в конусе $\Delta R = 0,4$ в плоскости $\eta - \phi$ около кластера не было других кластеров. Эффективность реконструкции также измеряется для двухмерного случая в интервалах по (E_T, η). Для измерения используется метод тагирования, который использовался для измерения эффективности идентификации (см. раздел 2.3.3).

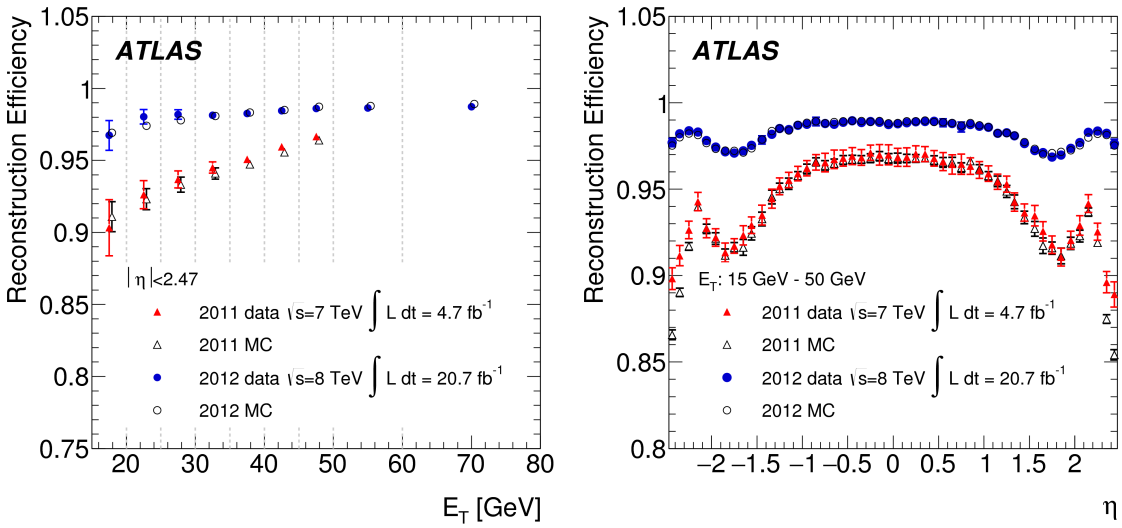

Рисунок 12 — Измеренная эффективность реконструкции электронов в зависимости от E_T, интегрированная по всему диапазону псевдобыстрот $|\eta| < 2,47$ (слева), и в зависимости от η для электронов с энергией 15 ГэВ $< E_T <$ 50 ГэВ (справа) в данных 2011 (треугольники) и 2012 (кружки) годов. Пунктирными линиями показаны интервалы по E_T, в которых проводилось измерение эффективности реконструкции электронов.

Результаты измерения эффективности реконструкции электронов в зависимости от E_T интегрально по всему диапазону псевдобыстроты $|\eta| < 2,47$ и в зависимости от η для электронов с E_T от 15 ГэВ до 50 ГэВ представлены на рисунке 12. Эффективность реконструкции возрастает от 95% в торцевой части детектора до 99% в центральной части детектора для электронов с энергией $E_T < 20$ ГэВ. Для электронов с энергией $E_T > 80$ ГэВ эффективность реконструкции $\sim 99\%$ для всего диапазона по η. Измеренная эффективность в данных хорошо согласуется с эффективностью для моделированных событий. Максимальное отклонение корректирующего коэффициента от единицы составляет 1–2%. В большинстве измерений его отличие не превышает нескольких десятых процента. Полная ошибка измерения корректирующего коэффициента меньше 0,5% для электронов с энергией от 25 до 80 ГэВ и варьируется от 0,5% до 2% для электронов с $E_T < 25$ ГэВ. Статистическая ошибка примерно равна систематической. Хорошее согласие измеренной эффективности в данных и в моделированных событиях, которое наблюдается для электронов с $E_T > 15$ ГэВ, подтверждает надежность моделируемого отклика детектора для электронов с $E_T < 15$ ГэВ. Для электронов с энергией $E_T < 15$ ГэВ корректирующий фактор берется равным единице с полной ошибкой порядка $\sim 2\%$ в центральной части детектора $|\eta| < 1.47$ и порядка $\sim 5\%$ в торцевых частях детектора $2.47 > |\eta| > 1.52$.

Как уже упоминалось в разделе 2.3.1, в 2012 году был использован новый алгоритм реконструкции треков электронов (Gaussian Sum Filter), который позволил более точно учитывать потери низкоэнергетичных электронов на тормозное излучение.

Как видно из графиков на рисунке 12, это привело к увеличению эффективности реконструкции электронов в среднем на 5%, а в области низких значений энергий E_T эффективность реконструкции электронов возросла более чем на 7%.

Использование нового алгоритма реконструкции электронов привело также к более равномерному распределению эффективности по псевдобыстроте электрона η. Как видно из графиков на рисунке 12, в данных 2011 года наблюдалось значительное снижение эффективности в торцевых областях детектора, где возникало больше потерь на тормозное излучение из-за большего количества пассивного материала перед входом в ЭМ калориметр. Кроме того, из-за большей статистики, накопленной в 2012 году, результаты измерения эффективности имеют меньшую полную ошибку, чем в 2011 году.

Эффективность реконструкции электронов была также измерена в зависимости от среднего числа взаимодействий при пересечении пучков. Было показано, что эффективность реконструкции остается постоянной в пределах 0,4% при росте числа взаимодействий до 25.

2.4 Реконструкция и идентификация мюонов

2.4.1 Реконструкция мюонов

Реконструкция треков в МС осуществляется в два этапа. На первом этапе реконструируются локальные сегменты трека в каждом слое мюонных камер. Затем, сегменты в разных слоях камер объединяются в полные треки в МС. Идентификация мюонов осуществляется в соответствии с информацией, доступной после реконструкции треков во внутреннем детекторе, мюонном спектрометре, а также в ЭМ калориметре. Это приводит к определению нескольких типов реконструированных мюонов, а именно:

- автономные мюоны (англ., Stand-Alone, SA) — треки этих мюонов реконструированы только в мюонном спектрометре. Параметры мюонного трека в точке взаимодействия определяются путем экстраполяции трека из МС в точку наиболее близкую к протонному пучку. При экстраполяции учитываются энергетические потери мюона в веществе калориметров. Для того чтобы такой трек был реконструирован, мюон должен быть зарегистрирован по крайней мере в двух слоях мюонных камер. Автономные мюонные треки в основном используются для увеличения аксептанса МС в диапазоне псевдобыстрот $2,5 < |\eta| < 2,7$, который не перекрывается ВД. В данной работе мюоны, реконструированные в этом диапазоне псевдобыстрот, не использовались для анализа.

- комбинированные мюоны (англ., Combined, CB) — треки этих мюонов независимо реконструированы во ВД и МС, а затем успешно объединены в один мюонный

трек. Это основной тип мюонных треков, который использовался в данной работе. Комбинированные мюонные треки содержат незначительное количество треков от фоновых частиц (адронов) по сравнению с другими типами мюонных треков.

- мюонные сегменты (англ., Segment-tagged, ST) — трек, реконструированный во ВД, классифицировался как мюонный трек, если при экстраполяции трека в МС его можно было объединить с одним из локальных сегментов трека в мюонных камерах. Использование мюонных сегментов позволяет увеличить аксептанс регистрации мюонов, которые пересекли только один слой мюонных камер, например из-за небольшого поперечного импульса или из-за того, что в данной области по псевдобыстроте МС не полностью оборудован мюонными камерами. Мюонные сегменты не использовались в данной работе.

- мюоны, тагированные в калориметре (англ., Calorimeter-tagged, CT) — трек, реконструированный во ВД идентифицируется как мюон, если его можно сопоставить кластеру в ЭМ калориметре, энергия которого соответствовала частице, оставившей минимальную ионизацию. Этот тип мюонных треков содержит больше всего треков от фоновых частиц, но он позволяет восстанавливать мюонные треки в областях, где МС не оборудован мюонными камерами. Так, например, в области $|\eta| < 0,1$ МС не полностью оборудован мюонными камерами. Мюоны, тагированные в калориметре, также не использовались в данной работе.

Реконструкция первых трех типов мюонов выполняется с использованием двух разных независимых алгоритмов реконстпукции [96]. В первом случае для объединения треков, реконструированных во ВД и МС, применяется статистическая комбинация параметров треков, используя ковариационные матрицы, полученные для этих треков. Во втором случае выполняется глобальное фитирование треков, реконструированных по отдельности во ВД и МС. В данной работе использовались мюоны, реконструированные первым способом.

2.4.2 Измерение эффективности реконструкции мюонов

Поскольку реконструкция треков во ВД и МС выполняется независимо, эффективность реконструкции различных типов мюонов может быть разложена на эффективность реконструкции во ВД, эффективности реконструкции в МС и эффективности комбинирования треков между ВД и МС.

Для измерения эффективности реконструкции мюонов используется метод тагирования мюонов [97, 98], который применяется для процессов распада Z-бозонов $Z \to \mu\mu$ или J/Ψ-мезонов $J/\Psi \to \mu\mu$. Этот метод позволяет измерить эффективность реконструкции мюонов в диапазоне псевдобыстрот, который перекрывается ВД, то есть для

$|\eta| < 2,47$. Для отбора событий таких процессов требуется, чтобы в событии было зарегистрировано два мюона с противоположными знаками заряда, которые разлетаются в азимутальной плоскости в противоположных направлениях ($\Delta\phi > 2$). Оба зарегистрированных мюона должны быть изолированными, то есть сумма поперечных импульсов всех треков с $p_{\mathrm{T}} > 1$ ГэВ, за исключением поперечного импульса самого мюона, в конусе $\Delta R < 0,4$ в плоскости $\eta - \phi$ не должна превышать 15% от поперечного импульса мюона: $\sum_i p_T^i / p_T^{muon} < 0,15$. Инвариантная масса двух мюонов должна быть вблизи полюса массы Z-бозона или J/Ψ-мезона. Один из мюонов, который называется тагированным, должен быть реконструирован как комбинированный мюон (CB). Тагированный мюон должен был вызвать срабатывание мюонного триггера. Второй мюон называется пробным. При измерении эффективности реконструкции мюонов во ВД или измерении эффективности мюонов, тагированных в ЭМ калориметре, требуется, чтобы пробный мюон был реконструирован как трек в МС. Это означает, что пробный мюон должен быть либо автономным (SA), либо комбинированным мюоном (CB). При измерении эффективности реконструкции мюонов в МС одновременно с эффективностью комбинирования их с треками во ВД требуется, чтобы пробные мюоны были тагированы в ЭМ калориметре (CT). Использование тагированных в калориметре пробных мюонов (CT) вместо автономных (SA) или комбинированных (CB) пробных мюонов, позволяет больше чем на порядок снизить фон в отобранных событиях для процесса $Z \to \mu\mu$, не вызвав при этом смещение оценки эффективности.

После отбора всех пар тагированных и пробных мюонов проверяется расстояние ΔR в плоскости $\eta - \phi$ от пробного мюона до всех реконструированных в событии мюонов. Считается, что пробный мюон совпадает с реконструированным мюоном, если у них одинаковый знак заряда и $\Delta R < 0,01$ для автономных (SA) или комбинированных (CB) пробных мюонов, или $\Delta R < 0,05$ для пробных мюонов, тагированных в ЭМ калориметре (CT).

Эффективность реконструкции $\varepsilon(Type)$ мюонов определенного типа в МС, где $Type = (CB, ST)$ можно записать в виде: $\varepsilon(Type) = \varepsilon(Type|ID)\varepsilon(ID)$, где $\varepsilon(ID)$ — эффективность реконструкции мюона во ВД, которая определяется как доля пробных мюонов успешно комбинированная с треками во ВД, $\varepsilon(Type|ID)$ — эффективность реконструкции мюона данного типа в МС, измеренная с помощью пробных мюонов, тагированных в ЭМ калориметре. Так как напрямую измерить $\varepsilon(ID)$ нельзя, используется приближение $\varepsilon(ID) \approx \varepsilon(ID|MS)$, где $\varepsilon(ID|MS)$ — эффективность реконструкции мюона во ВД, если он был реконструирован в МС.

Измеренная эффективность реконструкции мюонов в данных ε^{Data} сравнивается с эффективностью реконструкции в моделированных событиях ε^{MC} и, так же как в случае электронов, вычисляется корректирующий коэффициент, который определяется как отношение эффективности измеренной в данных к эффективности измеренной в

моделированных событиях $\varepsilon^{Data}/\varepsilon^{MC}$.

Отобранные димюонные события будут содержать небольшое количество фоновых событий, возникающих из нескольких источников. Для измерения эффективности реконструкции мюонов вклад фона необходимо оценить и вычесть. Вклад в фон процессов $Z \to \tau\tau$ и распадов $t\bar{t}$-кварков оценивается из моделирования. Вклад мультиструйных КХД процессов и процесса ассоциированного рождения W-бозона со струями с последующим распадом W-бозона на мюон и нейтрино $W \to \mu\nu$ оценивается из данных. Для этого в данных отбираются события по тем же критериям, как и для сигнала, за исключением того, что отобранные мюоны должны иметь одинаковый знак заряда. Тогда полное количество фоновых событий можно найти по формуле:

$$N_{Bkg} = N_{OS}^{Z,t\bar{t}MC} + T \cdot (N_{SS}^{Data} - N_{SS}^{Z,t\bar{t}MC}), \tag{19}$$

где $N_{OS}^{Z,t\bar{t}MC}$ — число событий для фоновых процессов распада Z-бозонов $Z \to \tau\tau$ и распада $t\bar{t}$ кварков (англ., oposite sign — OS), полученное с помощью моделирования, N_{SS}^{Data} — число событий отобранных в данных с одинаковым зарядом мюонов (англ., same sign — SS), $N_{SS}^{Z,t\bar{t}MC}$ - –число событий с одинаковым зарядом мюонов, полученное с помощью моделирования, для процессов $Z \to \mu\mu$, $Z \to \tau\tau$ и распадов $t\bar{t}$ кварков. Второе слагаемое в формуле (19) дает оценку вклада в фон мультиструйных КХД процессов и процесса ассоциированного рождения W-бозона со струями. Из числа событий с одинаковым знаком заряда мюона, отобранных в данных N_{SS}^{Data}, вычитается число событий с одинаковым знаком заряда мюона, которые могут образовываться также в процессе распада Z-бозона на тау-лептоны $Z \to \tau\tau$ и в процессе распада $t\bar{t}$ кварков. T — корректирующий фактор, учитывающий остаточную зарядовую асимметрию мультиструйных КХД процессов и процесса ассоциированного рождения W-бозонов со струями. Значение корректирующего фактора извлекается из моделированных событий:

$$T = 1 + \theta; \qquad \theta = \frac{N_{OS}^{QCD+WMC} - N_{SS}^{QCD+WMC}}{N_{SS}^{Data}}$$

Для кинематической области, в которой выполнялись измерения эффективностей, корректирующий фактор $T = 1,15$ для пробных мюонов, тагированных в ЭМ калориметре (CT). Для пробных мюонов, которые реконструированы как треки в МС, вероятность их неправильной идентификации, то есть идентификации адрона от КХД струи как мюона, значительно ниже. Поэтому основной вклад в фон от мультиструйных КХД процессов возникает от противоположно заряженных мюонов, образующихся в процессах распада адронов, содержащих b-кварк. Это приводит к тому, что корректирующий фактор $T = 2,6$. Эффективность обнаружения мюона типа A, измеренная по отноше-

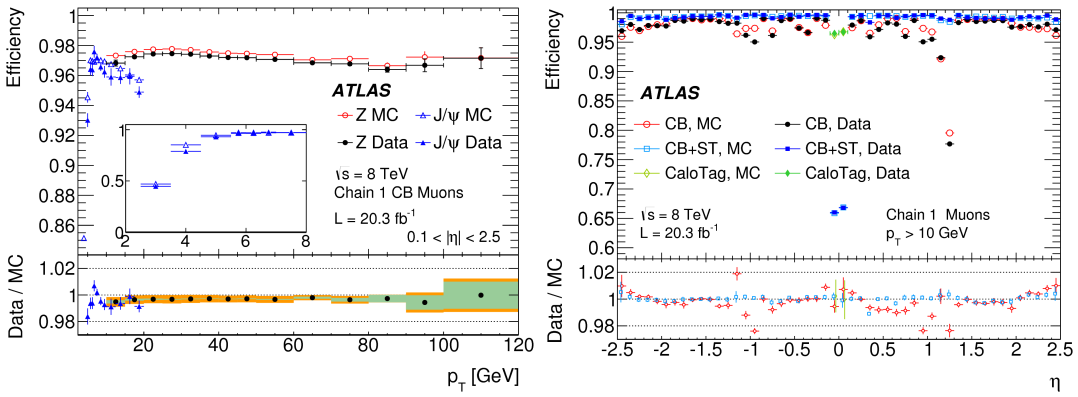

Рисунок 13 — Измеренная в процессах распада Z-бозонов $Z \to \mu\mu$ и J/Ψ-мезонов $J/\Psi \to \mu\mu$ эффективность реконструкции комбинированных мюонов в зависимости от p_T (слева). На графике внизу показано отношение между измеренной эффективностью в данных к эффективности, определенной из моделированных событий. Зеленые области показывают статистическую ошибку, а оранжевые области полную ошибку, которая включает систематическую ошибку. Измеренная в процессах распада Z-бозонов $Z \to \mu\mu$ эффективность реконструкции $\varepsilon(Type)$ разных типов мюонов в зависимости от псевдобыстроты η мюона (справа). На графике внизу показано отношение между измеренной эффективностью в данных к эффективности определенной из моделированных событий. Ошибки, показанные на графике, включают статистическую и систематическую ошибку.

нию к пробному мюону типа B, может быть записана в виде:

$$\varepsilon(A|B) = \frac{N(Data)^{Match}_{Probes} - N(Bkg)^{Match}_{Probes}}{N(Data)^{All}_{Probes} - N(Bkg)^{All}_{Probes}} ,$$

где N^{All}_{Probes} — полное число пробных мюонов, N^{Match}_{Probes} — число пробных мюонов, успешно сопоставленных реконструированному мюону типа A.

Оценка фона, выполненная в соотвествии с методом, изложенным выше, показала [99], что для пробных мюонов, тагированных в калориметре, примесь фона для процесса $Z \to \mu\mu$ составляет всего 0,5%. Минимальное количество фона наблюдается при $p_T \simeq 40$ ГэВ. Вклад фона возрастает до 1,5% (3%) при $p_T = 10(100)$ ГэВ. Количество фоновых пробных мюонов слабо зависит от среднего числа взаимодействий при одном пересечении пучков $< \mu >$, возрастая от 0,2% при $< \mu > = 10$ до 0,5% при $< \mu > = 34$. Для пробных мюонов, реконструированных как трек в МС, количество фоновых объектов не превышает 0,2% и слабо зависит от $< \mu >$ и p_T.

На рисунке 13 (справа) показана измеренная эффективность реконструкции $\varepsilon(Type)$ для мюонов разных типов в зависимости от η. Для измерения использовался процесс распада Z-бозона $Z \to \mu\mu$, в котором отбирались мюоны с $p_T > 10$ ГэВ. Как видно из графика на рисунке 13, суммарная эффективность реконструкции мюонов всех типов, почти во всем диапазоне по η, достигает $\sim 99\%$ и представляет из себя почти равно-

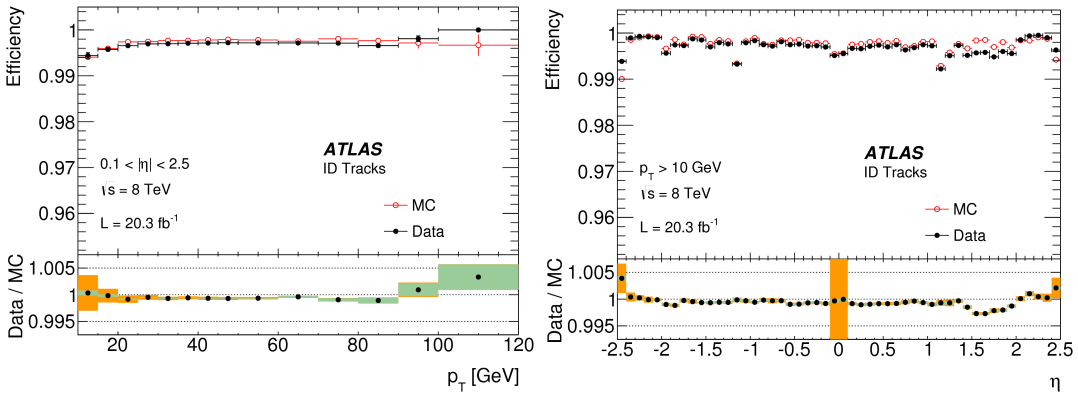

Рисунок 14 — Измеренная эффективность реконструкции мюона во ВД , $\varepsilon(ID|MS)$, в зависимости от p_{T} (слева) и η (справа), измеренная в распадах Z-бозона $Z \to \mu\mu$ для мюонов с поперечным импульсом $p_{\mathrm{T}} > 10$ ГэВ. На графиках внизу показано отношение измеренной эффективности в данных к эффективности, определенной из моделированных событий. Зеленые области показывают статистическую ошибку, а оранжевые области полную ошибку, которая включает систематическую ошибку.

мерное распределение. Учет мюонных сегментов (ST) позволяет восстановить потери эффективности в переходной области псевдобыстроты от центральной части MC к торцевой $1,1 < |\eta| < 1,3$, от 85% до 99%. Потеря эффективности для комбинированных мюонов (CB) и мюонных сегментов (ST) в области $|\eta| < 0,1$ ($\sim 66\%$) полностью восстанавливается ($\sim 97\%$) при рассмотрении мюонов, тагированных в калориметре (CT). Эффективности, измеренные в данных и в моделированных событиях, согласуются между собой в пределах 1%. Наибольшее отклонение наблюдается для комбинированных мюонов (CB). На рисунке 13 (слева) показана измеренная в процессах распада Z-бозона $Z \to \mu\mu$ и J/Ψ-мезона $J/\Psi \to \mu\mu$ эффективность реконструкции комбинированных мюонов (CB) в зависимости от p_{T} мюона. Как видно из графика, наблюдается резкое увеличение эффективности при малых p_{T}, которое связано с тем, что для прохождения мюона через материал калориметра и пересечения по меньшей мере двух слоев мюонных камер в MC, необходим минимальный поперечный импульс мюонов приблизительно равный ~ 3 ГэВ. При импульсах мюона выше $p_{\mathrm{T}} \approx 20$ ГэВ эффективность реконструкции остается примерно постоянной. Падение эффективности, наблюдаемое в данных для распадов J/Ψ-мезонов при $p_{\mathrm{T}} > 15$ ГэВ, связано с неэффективностью реконструкции в MC пар мюонов с небольшим угловым разлетом, которые возникают в случае сильно бустированных J/Ψ-мезонов.

Эффективность реконструкции мюона ВД, $\varepsilon(ID|MS)$, измеренная в распадах $Z \to \mu\mu$, для мюонов с $p_{\mathrm{T}} > 10$ ГэВ в зависимости от p_{T} и η показана на рисунке 14. Во всем диапазоне p_{T} и η эффективность реконструкции мюона во ВД выше 99%. Наблюдается очень хорошее соответствие между измерениями эффективности реконструкции мюона ВД в данных и моделированных событиях.

Глава 3 Анализ данных

3.1 Данные и моделированные события

В данной работе использовались данные, набранные экспериментом ATLAS в 2012 году при столкновении протонов с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, которые соответствуют интегральной светимости 20,3 фб$^{-1}$. Среднее число дополнительных pp взаимодействий на одно пересечение пучков протонов (англ., pileup events) в этих данных составляло приблизительно 20.

Для сравнения данных с моделированными методом Монте-Карло событиями использовались наборы событий основных физических процессов, перечисленные в таблице 3. Моделирование событий выполнялось с помощью программы GEANT4 [100] для детектора ATLAS [101]. Эффекты, связанные с дополнительными pp взаимодействиями, которые происходят в том же самом (англ., in time pileup) или в соседних (англ., out of time pileup) пересечениях пучков, моделировались добавлением к основному событию так называемых«minimum bias» событий, генерированных с помощью программы Pythia для мягких КХД процессов.

Для изучения сигнального процесса $Z/\gamma^* \to \ell\ell$ использовалось четыре разных набора моделированных сигнальных событий (см. таблицу 3). В качестве основного был выбран набор событий, созданный генератором PowhegBOX (версия 1/r2129) [59, 102, 103, 60], в котором использовался набор ПФР CT10 NLO [104]. Генерированные с помощью PowhegBOX события подавались на вход программы Pythia 8 (версия 8.170) [65] с так называемой дополнительной настройкой параметров AU2 [105] для моделирования партонных ливней, фрагментации и "underline"событий. Для того чтобы моделировать КЭД излучение фотонов для электронов и мюонов в конечном состоянии (англ., Final State Radiation, FSR) использовалась программа Photos [106]. В качестве альтернативного набора сигнальных событий использовался тот же набор событий, созданный с помощью генератора PowhegBOX, для которого моделирование партонных ливней и фрагментация были выполнена с помощью программы Herwig (v.6.520.2) [66], а моделирование underline событий с помощью программы Jimmy (v4.31) [107]. Моделирование излучения лептонов в конечном состоянии осуществлялось для этого набора событий также с помощью программы Photos. Другой альтернативный набор сигнальных событий был получен с помощью программы Sherpa (v.1.4.1) [108, 109, 71, 110], которая имеет свою собственную реализацию моделирования партонных ливней, фрагментации, "underline"событий и излучения фотонов лептонами в конечном состоянии. Для создания набора событий, созданных генератором Sherpa, использовался тот же набор ПФР CT10 NLO. Альтернативные наборы сигнальных событий использовались для проверки

Таблица 3 — Моделированные методом Монте-Карло наборы событий для сигнала и фона, использованные в данной работе.

Процесс	Генератор	ПФР	Литература
$Z/\gamma^* \to \ell\ell$	PowhegBOX + Pythia 8	CT10 NLO	[59, 102, 103, 60, 65, 104]
$Z/\gamma^* \to \ell\ell$	PowhegBOX + Jimmy/Herwig	CT10 NLO	[66]
$Z/\gamma^* \to \ell\ell$	Sherpa	CT10 NLO	[108, 109, 71, 110]
$Z/\gamma^* \to \ell\ell$ + jet	Powheg + MiNLO	CT10 NLO	[61]
$W \to \ell\nu$	PowhegBOX + Pythia 8	CT10 NLO	
$W \to \ell\nu$	Sherpa	CT10 NLO	
$t\bar{t}$ pair	MC@NLO + Jimmy/Herwig	CT10 NLO	[111, 107]
Single top quark:			
t channel	AcerMC + Pythia 6	CTEQ6L1	[112, 113]
s and Wt channels	MC@NLO + Jimmy/Herwig	CT10 NLO	
Di-bosons	Sherpa	CT10 NLO	
Di-bosons	Herwig	CTEQ6L1	
$\gamma\gamma \to \ell\ell$	Pythia 8	MRST2004 QED NLO	[114]

влияния на результаты измерений угловых коэффициентов различных моделей образования партонных ливней и разных методов вычисления матричных элементов жесткого процесса образования Z-бозона. События, генерированные Powheg (v2.1), дополненные методом MiNLO [61], использовались для моделирования процесса $Z + jet$ в NLO приближении. Статистика основного набора сигнальных событий PowhegBOX +Pythia8 приблизительно в 4 (25) раз больше статистики набранных данных для поперечного импульса Z-бозона ниже (выше) 105 ГэВ.

Наборы моделированных событий для электрослабых процессов, таких как рождение дибозонов, парное и одиночное рождение топ-кварков, а также рождение лептонов в фотон-индуцированных процессах $\gamma\gamma \to ll$, которые использовались для оценки вклада в фон, перечислены в таблице 3. Вклад многоструйных процессов и процесса ассоциированного рождения W-бозона со струями $W + jets$ в фон учитывался, используя данные, методом описанным в разделе 3.5. Наборы событий для процесса $W + jets$, перечисленные в таблице 3, использовались только для изучения состава фона.

3.2 Отбор событий

В данной работе отбирались события, в которых реконструирована пара лептонов: мюонов или электронов. События разделялись на три независимых канала измерения, а именно канал, который далее обозначается как $eeCC$ (англ., central-central), в котором регистрируется два электрона в центральной части детектора с $|\eta| < 2,47$, канал $\mu\mu CC$, в котором регистрируется два мюона в центральной части детектора с $|\eta| < 2,4$, и

канал $eeCF$ (англ., central-forward) с одним центральным электроном с $|\eta| < 2,4$ и одним электроном, летящим вперед с $2,5 < |\eta| < 3,2$.

Для анализа использовались события, записанные в период стабильной работы ускорителя LHC и детектора ATLAS. В отобранных событиях первичная вершина взаимодействия реконструировалась не менее чем по трем трекам с поперечным импульсом $p_T > 0,4$ ГэВ.

Для отбора событий в канале $eeCC$ использовался диэлектронный триггер с порогом регистрации каждого электрона по поперечному импульсу электрона $p_T > 12$ ГэВ в сочетании с одноэлектронным триггером с более высоким порогом регистрации по p_T электрона. В отобранных событиях кандидаты в электроны реконструировались из энергетических кластеров, образовавшихся в электромагнитном калориметре, которые сопоставлялись с треком, восстановленным внутренним детектором. Поперечный импульс кандидата в электроны должен был быть больше 25 ГэВ. Идентификация электронов выполнялась с помощью определенного заданного набора критериев, основанному на информации об электромагнитном кластере, треке сопоставленному кластеру и дополнительной информации о треке, полученной с детектора переходного излучения (TRT). Каждому набору критериев идентификации соответствует своя эффективность идентификации электронов и степень подавления адронного фона. В данной работе использовался так называемый «умеренный» (англ., medium) набор критериев [92, 115], оптимизированный на подавление частиц от дополнительных вершин pp взаимодействий (pileup events). Средняя эффективность идентификации электронов для данного набора критериев составляла порядка $\sim 90\%$. После всех отборов оставлялись события, в которых было реконструировано два кандидата в электроны с противоположным знаком заряда.

Для отбора событий в $\mu\mu CC$ канале использовался димюонный триггер, с порогом регистрации по поперечному импульсу мюона $p_T > 18$ ГэВ. Треки мюонов реконструировались внутренним детектором и связывались с сегментами треков в мюонном спектрометре [99]. Для анализа использовались только комбинированные мюоны (см. раздел 2.4.1) с поперечным импульсом больше 25 ГэВ. Для подавления фона использовались критерии отбора, связанные с качеством восстановленных треков. Дополнительно накладывались ограничения на продольные и поперечные компоненты прицельного параметра мюонного трека по отношению к первичной вершине взаимодействия, что позволяет отбирать только частицы, которые рождаются в данной вершине. После всех отборов оставлялись события, в которых было реконструировано два мюонных кандидата с противоположным знаком заряда.

Для отбора событий в $eeCF$ канале использовался одноэлектронный триггер с порогом регистрации по поперечному импульсу $p_T > 24$ ГэВ изолированного в конусе $\Delta R = 0,2$ электрона в центральной части детектора $|\eta| < 2,47$. Поперечный импульс

кандидата в электроны, регистрируемого в центральной части детектора, должен был быть больше 25 ГэВ. Так как фон от многоструйных событий в этом канале значительно больше, чем в $eeCC$ канале, то для идентификации электронного кандидата в центральной части детектора использовался набор «сильных» (англ., Tight) критериев идентификации [92] вместо «умеренного» (англ., Medium), который использовался для центральных электронов в канале $eeCC$. Реконструкция и идентификация электронного кандидата, летящего вперед с $2.5 < |\eta| < 3.2$, осуществляется только с помощью электромагнитного калориметра, так как в этой области нет трекового детектора. Требовалось, чтобы поперечный импульс кандидата в электроны, регистрируемого в передней части детектора, был больше 20 ГэВ, а для идентификации использовался «умеренный» (англ., Medium) набор критериев идентификации [92]. Окончательно отбирались события только с двумя реконструированными электронными кандидатами, для которых не требовалось, чтобы у них был противоположный знак заряда, так как для электрона, реконструированного в передней части детектора, знак заряда не определяется из-за отсутствия в этой области быстрот трекового детектора.

Как уже упоминалось ранее, измерение поляризационных угловых коэффициентов в данной работе выполняется в области полюса массы Z-бозона. Поэтому рассматривались только пары лептонов, у которых инвариантная масса $m^{\ell\ell}$ попадает внутрь узкого диапазона масс $80 < m^{\ell\ell} < 100$ ГэВ, вблизи полюса массы Z-бозона. События, которые использовались для измерения поляризационных угловых коэффициентов интегрально по быстроте y^Z отбирались без каких-либо ограничений на быстроту лептонной пары $y^{\ell\ell}$. Для измерения поляризационных угловых коэффициентов в заданных диапазонах быстрот y^Z события отбирались в трех диапазонах по быстроте лептонной пары: $|y^{\ell\ell}| < 1,0$, $1,0 < |y^{\ell\ell}| < 2,0$ и $2,0 < |y^{\ell\ell}| < 3,5$. В отобранных событиях, поперечный импульс дилептонной пары должен быть меньше 600 ГэВ для $eeCC$ и $\mu\mu CC$ каналов и меньше 100 ГэВ для $eeCF$ канала. Следует отметить, что здесь и далее используются следующие обозначения: индекс $\ell\ell$ ($m^{\ell\ell}$, $p_T^{\ell\ell}$, $y^{\ell\ell}$) используется для обозначения значений реконструированных кинематических переменных дилептонных пар, которые следует отличать от переменных, обозначенных индексом Z (m^Z, p_T^Z, y^Z), который используется для обозначения генерированных значений кинематических переменных для лептонных пар в Борновском приближении, то есть до излучения в конечном состоянии лептонами фотонов (FSR).

События, моделированные методом Монте-Карло, проходят те же критерии отбора, что и данные. Дополнительно к отобранным событиям применяются небольшие поправки, путем присваивания событию дополнительных весов, чтобы учесть неточности моделирования, связанные с эффективностью регистрации электронов и мюонов, эффективностью триггеров, энергетического разрешения детектора и калибровки энергетической шкалы детектора [92, 115, 99, 91]. Кроме того, ко всем отобранным моде-

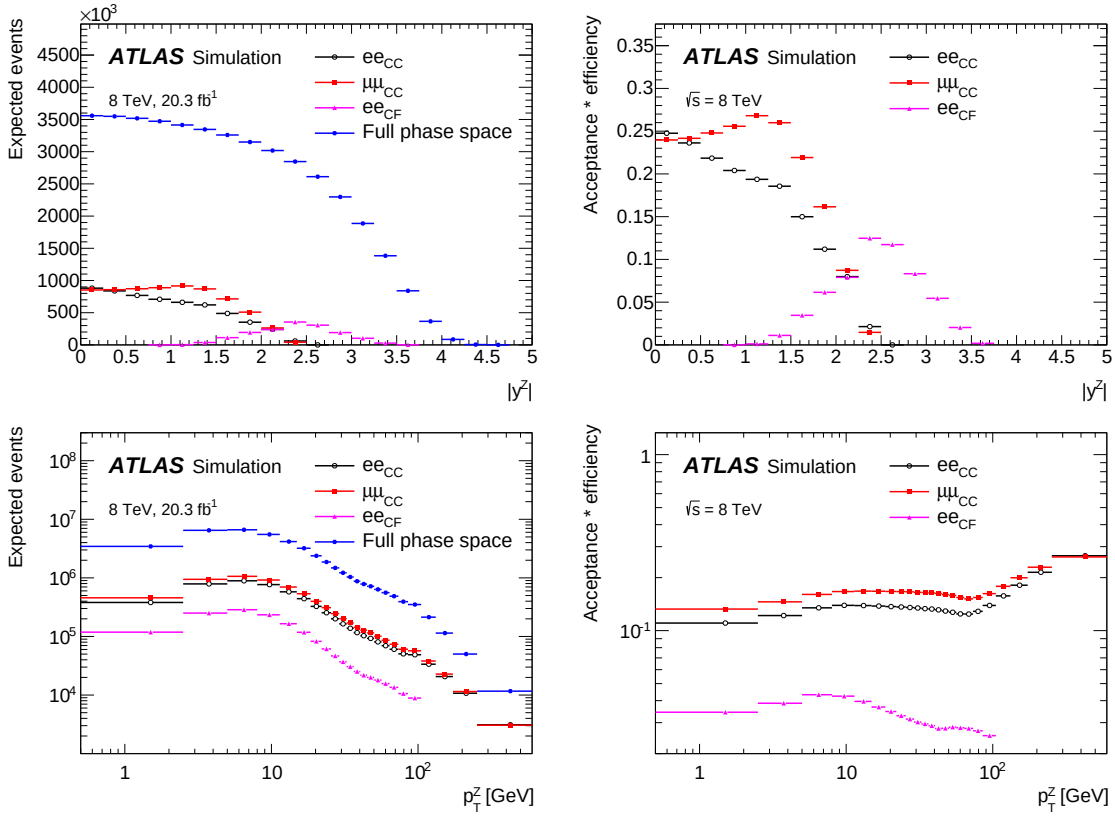

Рисунок 15 — Ожидаемое число событий (слева) и аксептанс детектора, умноженный на эффективность отбора событий, (справа) как функции быстроты y^Z (вверху) и p_T^Z (внизу) для $eeCC$, $\mu\mu CC$ и $eeCF$ каналов. На графиках слева для ожидаемого числа событий показано также полное число генерированных событий во всем фазовом пространстве в диапазоне масс дилептонов $80 < m^Z < 100$ ГэВ, который использовался при измерении угловых коэффициентов.

лированным событиям применяются дополнительные веса так, чтобы распределение по дополнительному числу вершин в pp взаимодействии (англ., pileup events) и распределение по продольному положению первичной вершины взаимодействия совпадали в данных и моделированных событиях.

На рисунке 15 показано ожидаемое число событий (слева) и аксептанс детектора, умноженный на эффективность отбора событий (справа) в зависимости от быстроты y^Z (вверху) и поперечного импульса p_T^Z (внизу) для $eeCC$, $\mu\mu CC$ и $eeCF$ каналов. Наблюдаемая разница в форме графиков для $eeCC$ и $\mu\mu CC$ каналов возникает из-за снижения эффективности реконструкции и идентификации электронов в передней области детектора и снижения эффективности триггера и реконструкции мюонов в центральной части детектора. Как видно из графиков на рисунке 15, область быстрот $1,5 < |y^Z| < 2,5$ перекрывается каналами $eeCC$, $\mu\mu CC$ и $eeCF$, так что в области $2,0 < |y^Z| < 2,25$ содержится примерно одинаковое число событий в каждом из трех каналов.

3.3 Оценка фонов

В области полюса массы Z-бозона вклад фона составляет меньше 0,5% для каналов $eeCC$ и $\mu\mu CC$ и не превышает 1,5% в канале $eeCF$. Фон, который образуется от быстрых изолированных электронов, оценивался с помощью моделирования. Основной вклад в эту компоненту фона дают лептонные пары, образующиеся в процессах парного рождения топ кварков и в процессах рождения дибозонов. Небольшой вклад наблюдается так же от процессов распада Z-бозонов в тау-лептоны $Z \to \tau\tau$. Другой источник фона возникает из-за регистрации событий, в которых по крайней мере один из кандидатов в лептоны не является как таковым изолированным лептоном, а возникает от лептонных распадов адронов, содержащих тяжелые кварки (b, c), или это вовсе не настоящий электрон (англ., fake), а адрон, который ошибочно был реконструирован как электрон или электрон от конверсии фотонов. События от такого источника фона могут содержать либо два (многоструйное событие), либо один ($W + jets$ или от распада пары $t\bar{t}$) объект, ошибочно реконструированный как электрон. Вклад этого источника фона оценивался из данных, используя в качестве дискриминируемой переменной изоляцию лептона. Процедура оценки этого источника фона изложена подробно в разделе 3.5. Для каналов $eeCC$ и $\mu\mu CC$ фон от этого источника оценивался в двумерном пространстве переменных $(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$ в каждом интервале по $p_T^{\ell\ell}$. В случае $eeCF$ канала этот источник фона является доминирующим. Из-за ограниченной статистики в данных, оценка фона от многоструйных событий в этом канале выполнялась для одномерного случая, то есть для переменной $\cos\theta_{CS}$ и переменной ϕ_{CS} независимо в каждом интервале по $p_T^{\ell\ell}$. Поэтому угловые поляризационные коэффициенты в этом канале измерялись не в двумерном пространстве переменных $(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$, а проекциях на эти переменные.

На рисунке 16 показаны измеренные угловые распределения по переменным $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS} для трех каналов. Также на рисунке 16 показано распределение для моделированных сигнальных событий и вклад от всех источников фона. Как видно из графиков, фон для $eeCC$ и $\mu\mu CC$ каналов не превышает 0,5%. Основной вклад в ошибку определения фона дает неопределенность в измерении фона от многоструйных процессов, которая составляет около 50%. Ошибка определения фона от парного рождения топкварков и других электрослабых процессов оценивалась в 20%, для того чтобы учесть неточность описания зависимости этого фона от $p_T^{\ell\ell}$. В $eeCF$ канале вклад этого источника фона настолько мал по сравнению с вкладом фона от многоструйных событий, что для простоты при измерении угловых коэффициентов этим фоном пренебрегали. В таблице 4 приведено наблюдаемое количество событий в данных для каждого канала наряду с ожидаемым количеством фоновых событий и оценкой их полной ошибки. Более подробная информация о вычислении ошибок фонов приведена в разделе 4.3.

Часть моделированных сигнальных событий также рассматривалась как фон при

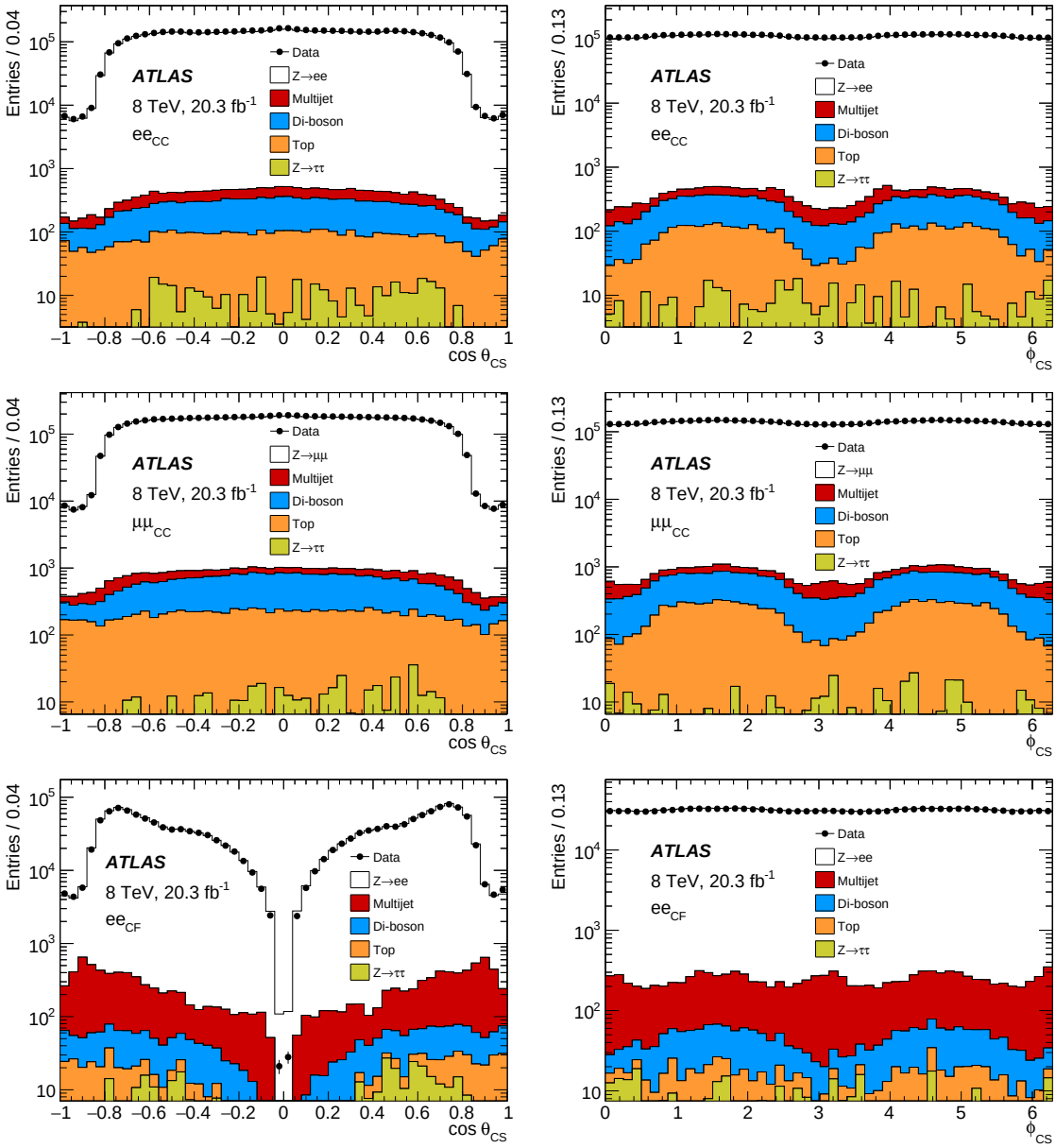

Рисунок 16 — Угловые распределения событий по переменным $\cos\theta_{CS}$ (слева) и ϕ_{CS} (справа) интегрально по всем p_T^Z для $eeCC$ (вверху), $\mu\mu CC$ (в середине) и $eeCF$ (внизу) каналов. Отдельно показаны вклады разных источников фона в каждый канал. Фон от многоструйных событий определялся из данных, как это объяснено в тексте.

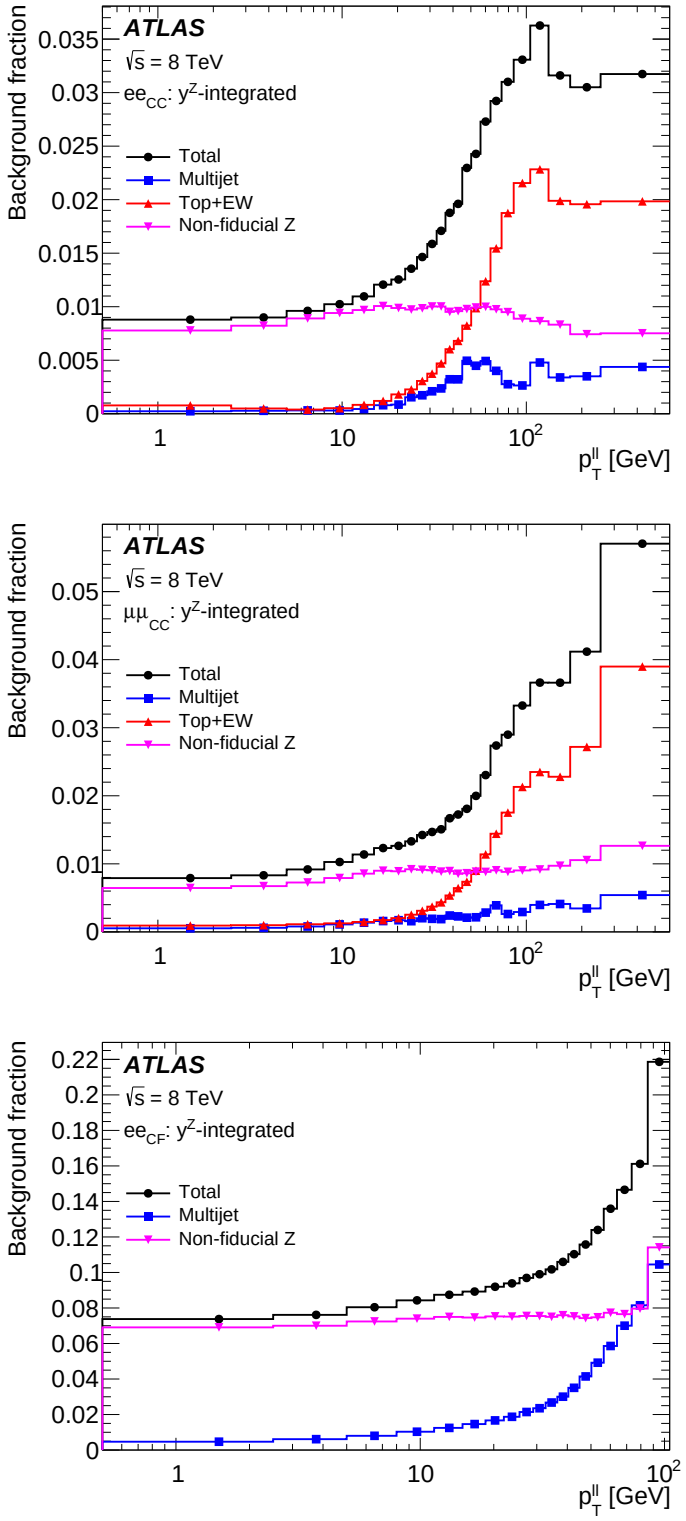

Рисунок 17 — Относительный вклад разных источников фона в зависимости от $p_T^{\ell\ell}$ для $eeCC$ (вверху), $\mu\mu CC$ (в середине) и $eeCF$ (внизу) каналов. Отдельно показан вклад для трех основных источников фона в каждом канале вместе с суммарной долей фона. Через «non-fiducial Z» обозначен вклад сигнальных событий, которые генерированы вне фазового объема, но прошли реконструкцию и поэтому использовались при измерении угловых коэффициентов, как это объяснено в тексте.

Таблица 4 — Наблюдаемое количество событий в данных, соответствующих интегральной светимости 20,3 фб$^{-1}$, для трех каналов измерения и ожидаемое количество фоновых событий для многоструйных процессов, процессов парного рождения топ-кварков и электрослабых процессов. Полная ошибка оценки фона включает статистические и систематические ошибки.

Канал	Число событий	Ожидаемый фон		
		Мультиструйные процессы (из данных)	$t\bar{t}$+электрослабые процессы (из моделирования)	Всего
ee_{CC}	5.5×10^6	6000 ± 3000	13000 ± 3000	19000 ± 4000
$\mu\mu_{CC}$	7.0×10^6	9000 ± 4000	19000 ± 4000	28000 ± 6000
ee_{CF}	1.5×10^6	28000 ± 14000	1000 ± 200	29000 ± 14000

измерении угловых коэффициентов, так как они содержатся в отобранных событиях только из-за конечного разрешение детектора. Эти события обозначаются как «non-fiducial Z» и могут быть разделены на четыре категории. Первая, доминирующая категория таких событий состоит из событий с дилептонной массой m^Z на уровне генератора событий, не попадающих в измеряемый диапазон масс, но после реконструкции из-за конечного разрешения детектора по дилептонной массе такие события проходят отбор. Другая категория возникает из-за событий, не прошедших отбор на генераторном уровне по быстроте y^Z. Доля таких событий значима только для канала $eeCF$. Две другие категории, дающие пренебрежимо малый вклад, возникают вследствии неправильного измерения знака заряда центрального электрона в $eeCF$ канале или двух центральных электронов в $eeCC$ канале, а также в случае, когда p_T^Z на генераторном уровне меньше 600 ГэВ, но реконструированное значение больше 600 ГэВ. Все эти источники фона включены на рисунке 16 в моделированные сигнальные события. Их вклад около 1% в канале $eeCC$ и $\mu\mu CC$ и около 8% в канале $eeCF$. Увеличение вклада этого фона в канале $eeCF$ связано с большей миграцией событий по энергии для электронов, регистрируемых передним калориметром. Для диапазона быстрот $2,0 < |y^Z| < 3,5$ в канале $eeCF$ вклад от миграции событий по переменной y^Z в "non-fiducial Z" фон составляет 2%. Относительный вклад всех источников фона для каждого канала показан на рисунке 17 в зависимости от поперечного импульса лептонной пары $p_T^{\ell\ell}$. Сумма всех относительных вкладов также представлена на рисунке 17. Угловые распределения для всех источников фона использовались для создания шаблонных распределений, необходимых для измерения угловых коэффициентов, как это будет объяснено далее в разделе 4.1.

3.4 Угловые распределения

Измерения поляризационных угловых коэффициентов были выполнены в узких интервалах по p_T^Z для фиксированного диапазона масс дилептонов. Для измерений использовался набор сигнальных событий, тот же самый, который использовался для определения малых поправок для уточнения эффективностей триггера, реконструкции и идентификации лептонов, а также для калибровки энергетической шкалы в моделированных событиях. Таким образом, анализ, выполненный в данной работе, должен быть нечувствителен к форме распределения по p_T^Z, а также к любым неточностям моделирования формы распределения по дилептонной массе. Тем не менее представляется важным проверить качественно уровень согласия между данными и моделированными событиями для угловых распределений по переменным $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}. Такое качественное сравнение показано на рисунке 18 для каждого канала отдельно вместе с вычисленным отношением данных к моделированным событиям, которые включают сигнальные и фоновые события. Представленные на рисунке 18 распределения не нормированы между собой, и, следовательно, их отношение показывает разницу в нормировке и форме с точностью несколько процентов. Важно отметить, что измерение угловых коэффициентов не зависит от нормировки в каждом интервале по переменной p_T^Z. Кроме того очевидно, что формы этих угловых распределений будут лучше согласовываться между данными и моделированными событиями, если к ним применить веса, полученные с использованием измеренных угловых коэффициентов (см. раздел 6).

3.5 Оценка фона КХД фона

К КХД фону относятся события, в которых один или оба реконструированных лептона на самом деле являются адронами, образовавшимися от КХД струй. Такие события могут возникать вследствие нескольких физических процессов: множественное рождение КХД струй, рождение W-бозонов со струями $W + jets$ и парное рождение топ-кварков. Принимая во внимание, что ожидаемый фон от этих процессов меньше 1%, никаких попыток разделить фон от этих трех процессов в данной работе не предпринималось. Так как с практической точки зрения невозможно моделировать большое количество событий как для многоструйных процессов, так и для процесса $W + jets$, КХД фон оценивался из данных. Помимо этого, фон от процесса парного рождения топ-кварков с последующим их распадом по лептонному, полулептонному и адронному каналам, оценивался из моделирования. Это приводит к тому, что для полулептонных и адронных каналов распада пары топ-кварков, а также частично и для лептонных каналов в том случае, когда струи реконструируются ошибочно как лептоны, события будут учитываться дважды: один раз при оценке этого фона из данных и второй раз при

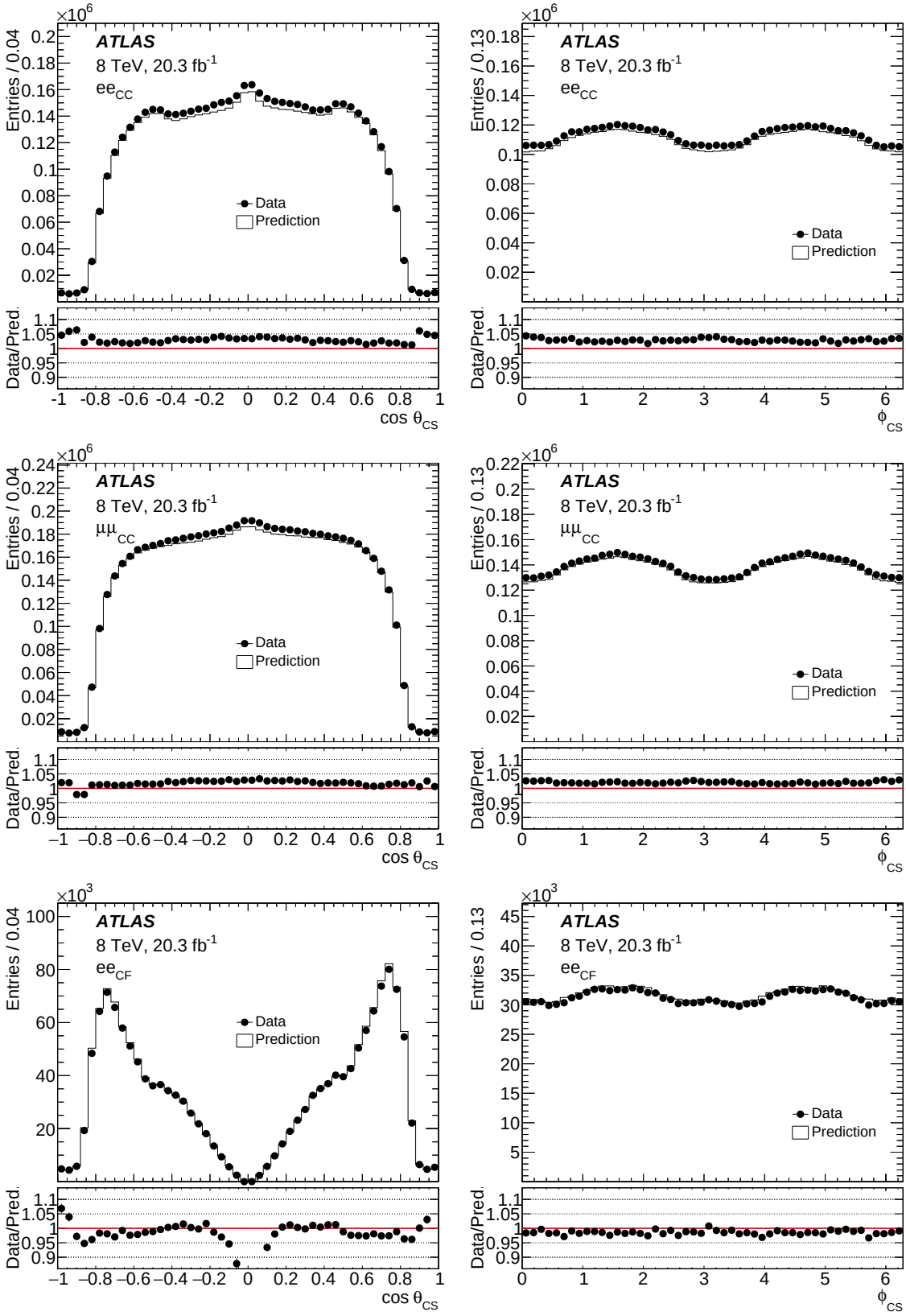

Рисунок 18 — Угловые распределения событий по переменным $\cos\theta_{CS}$ (слева) и ϕ_{CS} (справа) интегрально по всем $p_T^{\ell\ell}$ для $eeCC$ (вверху), $\mu\mu CC$ (в середине) и $eeCF$ (внизу) каналов. Показано отношение между данными и суммой моделированного сигнала и фона. На графиках приведены только статистические ошибки измерения.

оценке фона из моделирования. Для того чтобы избежать двойного счета событий, при оценке фона для этого процесса из моделирования проверялось, что реконструированный лептон действительно электрон или мюон. Для этого использовалась информация о типе частиц, генерированных в данном событии, которая сопоставлялась реконструированным лептонам.

Для оценки КХД фона использовался метод, основанный на определении дискриминируемой переменной, которая используется для разделения событий на сигнальные и фоновые, и прогнозирования числа фоновых событий, присутствующих в области сигнала на основании формы фоновых шаблонных распределений и их нормализации в фоновой области. Фоновые шаблонные распределения строятся с помощью набора событий, полученных из данных, в которых доля событий с одним или двумя ошибочно реконструированными лептонами была значительна.

КХД фон оценивался в трехмерном пространстве переменных $(p_T^Z, \cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$ в $23 \times 8 \times 8$ интервалах. Оценка систематической ошибки КХД фона основывалась на вариации полученного значения фона при использовании разных определений для дискриминируемой переменной, разных способов построения шаблонных распределений и критерия разделения событий на сигнальные и фоновые с помощью дискриминируемой переменной.

3.5.1 Оценка КХД фона в канале $eeCC$

В $eeCC$ для разделения событий на сигнальные и фоновые использовалась изоляция электронного кластера в электромагнитном калориметре. Калориметрическая изоляция определяется как отношение энергии, выделенной во втором слое электромагнитного калориметра в конусе $\Delta R = \sqrt{(\delta\eta^2 + \delta\phi^2)}$ вокруг барицентра электронного кластера, за вычетом энергии самого электронного кластера к энергии электронного кластера. Было проверено несколько определений изоляционных переменных (более подробные пояснения можно найти в работе [93]):

- использовались разные значения конуса ΔR, в котором вычисляется энергия вокруг барицентра электронного кластера — 0,2, 0,3 и 0,4;
- для трех разных значений конуса ΔR вводились поправки на зависимость изоляционной переменной от поперечной энергии электрона;
- энергия, выделившаяся вокруг электронного кластера, вычислялась не во втором слое электромагнитного калориметра, а в во всех трех слоях, то есть использовались так называемые топологические кластеры.

Принимая во внимание, что в сигнальном событии регистрируется два электрона, а в фоновом событии может быть как один, так и два объекта, ошибочно реконструиро-

ванных как электроны, существует несколько способов построения дискриминируемой переменной, которая характеризует событие, а не отдельный электрон:

- минимальное из двух значение изоляции;
- максимальное из двух значение изоляции;
- среднее арифметическое значение изоляции для двух электронов;
- среднее геометрическое значение изоляции для двух электронов;

Используя изоляционную переменную, определялась область сигнала и фона. Считалось, что события со значением изоляционной переменной меньше 0,3 попадают в сигнальную область, а со значением больше 0,3 — в область фона. Фоновые шаблонные распределения по изоляционной переменной нормировались на сигнальные распределения по изоляционной переменной в области, где изоляционная переменная больше 0,3. Для оценки систематической ошибки порог на изоляционную переменную варьировался от 0,25 до 0,4 с шагом 0,05.

Для построения шаблонных распределений использовался набор критериев для отбора событий, аналогичный тому, который используется для отбора сигнальных событий, за исключением того, что один или несколько критериев отборов инвертируется для того, чтобы отобранные события были в основном фоновыми. Выбор критериев для отбора фоновых событий основан на работе по измерению эффективностей регистрации и идентификации электронов методом тагирования [93]. Как было показано в этой работе, калориметрические переменные, использованные для отбора электронов, коррелируют с изоляционной переменной. Поэтому для построения фоновых шаблонных распределений, как и при отборе сигнальных событий, вводится ограничение на утечку энергии электромагнитного ливня в адронный калориметр R_{had}, которая определяется как отношение энергии, выделившейся в адронном калориметре, к энергии в электромагнитном калориметре.

Для отбора событий, из которых строятся фоновые шаблонные распределения, в данной работе использовались следующие наборы критериев (более подробное описание критериев отбора можно найти в работе [95]):

- Шаблонное распределение *Templ1*: по крайней мере один из кандидатов в электроны не прошел отборы по отношению числа хитов на треке в детекторе переходного излучения с высоким порогом к полному числу хитов f_{HT} и по ширине электромагнитного ливня в первом слое электромагнитного калориметра w_{stot}, но прошел отбор по критерию утечки энергии в адронный калориметр;

- Шаблонное распределение *Templ2*: дополнительно к критериям, использованным для построения шаблонного распределения *Templ1*, добавляется условие, что кандидат в электроны не прошел критерий отбора по ширине ливня по координате ϕ во втором слое ЭМ калориметра. Ширина ливня определялась как отношение энергии ЭМ кластера, измеренной вокруг барицентра кластера, в окне размеров $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 3$ ячеек ЭМ калориметра по отношению к энергии, измеренной в окне размером 3×7 ячеек;

- Шаблонное распределение *LnM*: оба кандидата в электроны прошли набор «слабых» (англ., Loose) критериев отбора идентификации электронов, но не прошли «умеренные» (англ., Medium) критерии;

- Шаблонное распределение *LnT*: оба кандидата в электроны прошли набор «умеренных» (англ., Medium) критериев отбора, но не прошли «сильные» (англ., Tight) критерии.

Всего было исследовано $9 \times 4 \times 4 = 144$ (3 различных изоляционных переменных, 3 разных размера конуса ΔR для вычисления изоляции, 4 разных шаблонных распределения и 4 различных порога для изоляционных переменных) различных фоновых шаблонных распределений для оценки КХД фона. Окончательно из них использовались только 24 конфигурации, которые давали наилучшее описание формы КХД фона в области, где события от него доминируют, то есть в области с большим значением изоляционной переменной.

Первоначально было опробовано построение шаблонных распределений из событий, в которых инвариантная масса электронной пары находится как внутри массового окна $80 < m_{ll} < 100$ ГэВ, которое используется для измерений угловых коэффициентов, так и вне массового окна. На рисунке 19 в качестве примера показаны фоновые шаблонные распределения для одной из изоляционных переменных, а именно для случая, когда изоляция определялась как среднее арифметическое значение изоляционных переменных двух электронов. На рисунке 19 также показано распределение событий по изоляции для данных. Графики на рисунке 19 построены для лептонных пар с поперечным импульсом $2,5 < p_T^{\ell\ell} < 5,0$ ГэВ. Из распределений, показанных на рисунке 19, видно, что в шаблонных распределениях, построенных для случая, когда масса лептонной пары находится внутри массового окна $80 < m_{ll} < 100$ ГэВ, наблюдается большая примесь сигнальных событий. Поэтому для построения шаблонных распределений использовались только события с инвариантной массой электронной пары вне массового окна.

Основное ограничение для использования данного метода оценки КХД фона связано с ограниченной статистикой при отборе сигнальных событий в данных в области

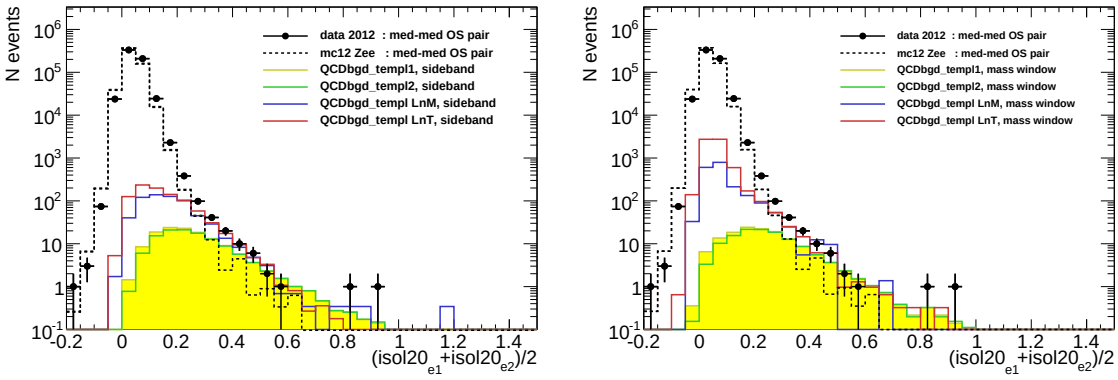

Рисунок 19 — Распределения событий по среднему арифметическому значению изоляции двух электронов в данных (точки) и для моделированных событий сигнального процесса $Z \to ee$ (пунктирная линия). Шаблонные фоновые распределения показаны сплошными линиями. Для построения распределений использовались электронные пары с импульсом $2,5 < p_T^{\ell\ell} < 5,0$ ГэВ. Шаблонные распределения на графиках слева (справа) построены для событий, в которых инвариантная масса электронной пары находится вне (внутри) массового окна $80 < m_{ll} < 100$ ГэВ, которое использовалось для измерений угловых коэффициентов.

фона, то есть с большим значением изоляционной переменной. В этой области выполняется нормировка шаблонных распределений к распределению, полученному из данных. Количество фоновых событий для построения шаблонных распределений в этой области в 10–100 раз больше, чем для сигнальных событий.

Для каждого интервала по поперечному импульсу лептонной пары $p_T^{\ell\ell}$ строились трёхмерные гистограммы по переменным $(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS}, isol)$ как для данных, так и для разных конфигураций фоновых шаблонных распределений. Шаблонные распределения по изоляционной переменной нормировались к данным в области фона в каждом интервале по p_T^Z отдельно для каждого значения порога по изоляционной переменной. Полученный нормировочный коэффициент применялся к двухмерному шаблонному распределению по переменным $(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$. При этом предполагалось, что в области фона по изоляционной переменной сигнальные события в данных отсутствуют. После нормализации шаблонных распределений с помощью критерия χ^2 количественно проверялось, насколько хорошо шаблонное распределение по изоляционной переменной описывает данные:

$$\chi^2/N_{dof} = \frac{1}{N_{dof}} \sum^{k} \frac{(N_{data} - N_{templ})^2}{N_{data}}, \tag{20}$$

где $N_{dof} = k - 1$ — число степеней свободы, k — число интервалов по изоляционной переменной с ненулевой статистикой в данных выше порога, который использовался для определения области сигнала и фона, N_{templ} — количество событий в данном интервале

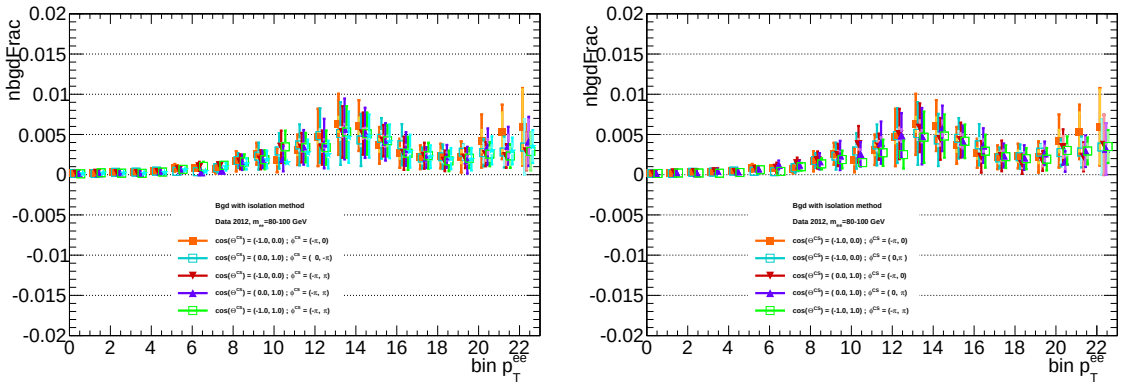

Рисунок 20 — Доля КХД фона в процентах от полного числа событий сигнала в зависимости от поперечного импульса электронной пары p_T^{ee} для нескольких интервалов по переменным $(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$.

изоляционной переменной нормированного шаблонного распределения. Если значение χ^2 не удовлетворяло требованию $0 < \chi^2/N_{dof} < 4$, то данная конфигурация для построения шаблонного распределения не использовалась.

Величина фона определялась как количество событий в нормированном шаблонном распределении с изоляцией ниже порога, который использовался для разделения событий по изоляции на сигнальные и фоновые. Все конфигурации, рассмотренные для построения фоновых шаблонных распределений, использовались для оценки систематической ошибки. Среднее значение, полученное по всем шаблонным распределениям, использовалось как номинальная оценка фона, а среднеквадратичное отклонение определяло систематическую ошибку. Статистическая ошибка КХД фона, полученного из каждого шаблонного распределения, определялась стандартными методами, используя известную статистику сигнальных данных и шаблонных распределений. Статистическая ошибка оценки фона определялась как среднее значение статистических ошибок КХД фона по всем использованным шаблонным распределениям.

На рисунке 20 показана доля КХД фона в зависимости от поперечного импульса электронной пары $p_T^{\ell\ell}$ для нескольких интервалов по переменным $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}. Как видно из графика на рисунке 20, КХД фон при малых $p_T^{\ell\ell}$ составляет всего 0,1%, возрастая до 0,5% в диапазоне $80 < p_T^{\ell\ell} < 100$ ГэВ и снова уменьшаясь до 0,24% при $p_T^{\ell\ell} > 100$ ГэВ. На рисунке 21 показан КХД фон как функция переменных $\cos\theta_{CS}$ или ϕ_{CS} для нескольких интервалов по $p_T^{\ell\ell}$. Наблюдается небольшое увеличение фона на краях диапазона по переменной $\cos\theta_{CS}$ и небольшая модуляция по переменной ϕ_{CS}. Полученные результаты хорошо согласуются с оценками КХД фона, полученными в работе [45].

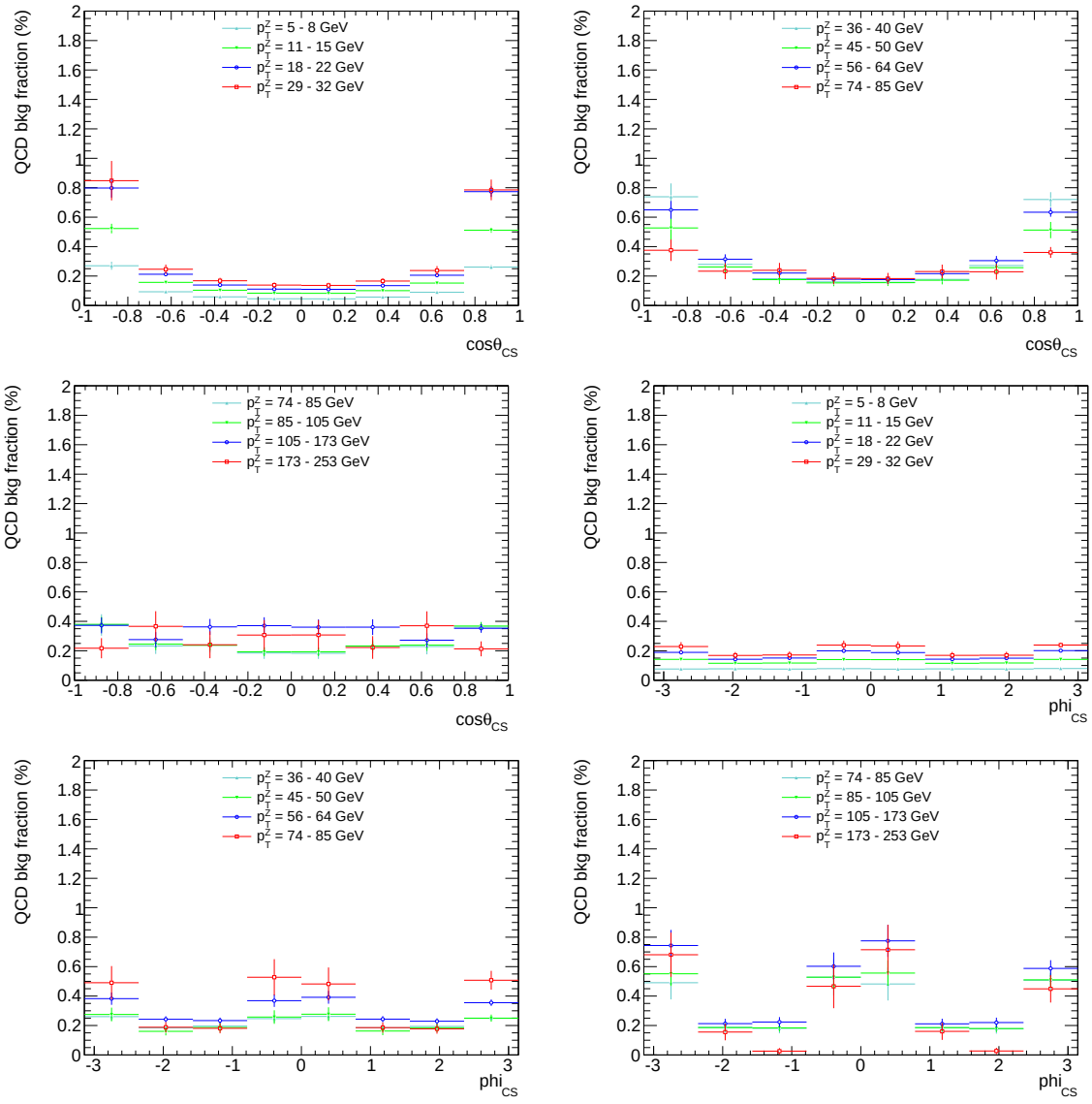

Рисунок 21 — Доля КХД фона в процентах от полного числа событий сигнала в зависимости от $\cos\theta_{CS}$ или ϕ_{CS} для нескольких интервалов по поперечному импульсу электронной пары p_T^{ee}.

3.5.2 Оценка КХД фона в канале $eeCF$

Треки впередлетящих электронов, которые регистрируются передним калориметром (англ., Forward Calorimeter, FCAL), не восстанавливаются, так как в данной области быстрот нет трекового детектора, а калориметрическая изоляция для них не реконструируется. Вместо этого была предпринята попытка построить изоляционную переменную для впередлетящих электронов, используя информацию о струях, реконструированных в переднем калориметре. В соответсвии с алгоритмом построения струй, который используется в эксперименте ATLAS, изолированный электрон также реконструируется как струя. Электрон, зарегистрированный в переднем калориметре, можно связать с реконструированной струей, если расстояние между электроном и струей, которое определяется в плоскости $\eta - \phi$ мало, то есть $\Delta R = \sqrt{(\eta_{jet} - \eta_{el})^2 + (\phi_{jet} - \phi_{el})^2} < 0,4$. К сожалению, несмотря на то, что такая изоляционная переменная хорошо работает в центральной части калориметра, в передней области возникают некоторые сложности, связанные с тем, что размер струи, которая строится в конусе $\Delta R \sim 0,3 - 0,4$ сравним с размером области быстрот, в котором измеряются впередлетящие электроны в переднем калориметре. Поэтому в качестве переменной, которая использовалась для оценки КХД фона, выбиралась калориметрическая изоляции только центрального электрона.

Оценка КХД фона в канале $eeCF$ выполняется так же, как и в канале $eeCC$ путем создания фоновых шаблонных распределений по калориметрической изоляции центрального электрона, в которых доминируют события от мультиструйных процессов и процесса $W \to e\nu$. Для сигнальных событий, в которых центральный электрон прошел все критерии отборов, значение калориметрической изоляции близко к нулю. Для фоновых событий, в которых центральный электрон также прошел все критерии отборов, значение калориметрической изоляции будет отличаться от нуля. Фоновые шаблонные распределения нормируются к распределениям, полученным из данных в области больших значений калориметрической изоляции (область фона). Полученное нормированное распределение по изоляции используется для оценки КХД фона в данных в области сигнала, то есть в области с малым значением изоляции центрального электрона.

Для построения шаблонных распределений использовался набор критериев для отбора событий, аналогичный тому, который используется для отбора сигнальных событий, за исключением того, что центральный или впередлетящий электрон не проходит один или несколько критериев отбора. Возможны следующие варианты отбора событий для построения шаблонных распределений:

- Центральный и впередлетящий электроны не проходят один или несколько критериев отбора событий. В этом случае в распределении по калориметрической изоляции для центрального электрона будут содержаться как многоструйные события, так и события от процесса $W \to e\nu$. События от процесса $W \to e\nu$ попадают в эту

категорию в том случае, если впередлетящий электрон был ошибочно реконструирован как КХД струя. Вероятность этого намного выше, чем для центрального электрона, так как степень подавления фона в центральной области детектора на два порядка выше, чем в передней.

- Только центральный электрон не проходит один или несколько критериев отбора событий. В этом случае шаблонное распределению будет очень похожим на предыдущее. События от распадов W-бозонов будут попадать в эту категорию, когда впередлетящие электроны проходят все критерии отбора. К сожалению, статистика в этой категории событий будет крайне малой, так как для отбора событий в канале $eeCF$ используется триггер одиночных электронов в центральной области с «умеренной» (англ., Medium) идентификацией электронов.

- Только впередлетящий электрон не проходит один или несколько критериев отбора событий. В этом случае шаблонное распределению будет очень похоже на распределение для отобранных сигнальных событий и также будет содержать много событий от распадов W-бозонов $W \to e\nu$.

Моделированные события сигнала $Z \to ee$ использовались для оценки вклада сигнала в фоновые шаблонные распределения. Для всех шаблонных распределений этот вклад составлял примерно $\sim 0,4\%$ и вычитался из фоновых шаблонных распределений до нормировки. Аналогично сигнальные события присутствуют и в распределении по изоляции центрального электрона в данных при больших значениях изоляции. В зависимости от порога нормировки эта величина может составлять от 5% до 50%. Вклад этих событий в распределение по изоляции выше порога также вычитался из данных до нормировки. Величина порога выбиралась так, чтобы вклад сигнальных событий в данные выше порога был минимальным, но при этом статистика выше порога была достаточна для нормировки шаблонных распределений. Вариации порога использовались для оценки систематической ошибки измерения КХД фона.

Было изучено более 40 различных вариантов построения фоновых шаблонных распределений для определения наиболее подходящего распределения для описания КХД фона. Большинство из них содержат достаточно большую примесь сигнальных событий. Поэтому пришлось ввести дополнительное условие на реконструированную массу электронной пары. Требовалось, чтобы реконструированная масса электронной пары не попадала в массовое окно от 80 до 100 ГэВ, которое используется при измерении угловых коэффициентов. Окончательно было выбрано три фоновых шаблонных распределения для оценки КХД-фона, которые строились в соответсвии со следующими критериями отбора событий:

- центральный электрон не проходит «сильный» (англ., Tight) критерий идентифи-

кации, а впередлетящий электрон не проходит «средний» (англ., Medium) критерий идентификации;

- центральный электрон не проходит «сильный» (англ., Tight) критерий идентификации, но проходит критерий отбора по трековой изоляции, а впередлетящий электрон не проходит «средний» (англ., Medium) критерий идентификации;
- центральный электрон проходит «сильный» (англ., Tight) критерий идентификации, а впередлетящий электрон не проходит «слабый» (англ., Loose) критерий идентификации.

В первые два шаблонные распределения в основном дают вклад многоструйные процессы, в то время как третий содержит в основном события, связанные с процессом распада W-бозонов $W \to e\nu$. Моделированные события для процесса $W \to e\nu$ использовались для определения вклада событий от распадов W-бозонов в шаблонные распределения. Было показано, что первые два шаблонных распределения содержат пренебрежимо малое количество событий от распадов W-бозонов, в то время как третий содержит $\sim$5–7% таких событий при малых поперечных импульсах p_T^{ee} электронной пары, и с ростом p_T^{ee} доля таких событий увеличивается. Несмотря на то, что для построения фоновых шаблонных распределений использовались события, у которых масса электронной пары находится вне массового окна, они содержат небольшое количество сигнальных событий. Для количественной оценки вклада таких событий использовались моделированные события сигнала $Z \to ee$. Было показано, что первые два шаблонных распределения содержат порядка $\sim$1–2% сигнальных событий, в то время как вклад таких событий в третье шаблонное распределение достигает $\sim$4–7%. Моделированные события сигнала $Z \to ee$ использовались для вычитания этого вклада из шаблонных распределений.

Существующей статистики отобранных данных в области больших значений калориметрической изоляции центрального электрона оказалось не достаточно, чтобы выполнить оценку КХД фона во всех 23 бинах по p_T^Z, используемых при измерении угловых коэффициентов. Тем более её оказалось недостаточно для определения фона в двумерном случае для угловых переменных $(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$. Поэтому нормировка шаблонных распределений выполнялась в трех широких интервалах по p_T^Z интегрально по переменным $(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$. Затем полученное значение нормировки использовалось для определения фона в каждом из этих трех интервалов по p_T^Z как функции переменной $\cos\theta_{CS}$ интегрально по переменной ϕ_{CS} и, наоборот, как функции переменной ϕ_{CS} интегрально по переменной $\cos\theta_{CS}$.

На рисунке 22 показана доля КХД фона в данных, полученная для одного из типичных значений порога по калориметрической изоляции $E_T^{cone0,2}/E_T$, в зависимости от $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}. Как видно из графиков на рисунке 22, в центральных бинах по переменной $\cos\theta_{CS}$ накопленной статистики в области с большим значением изоляции не

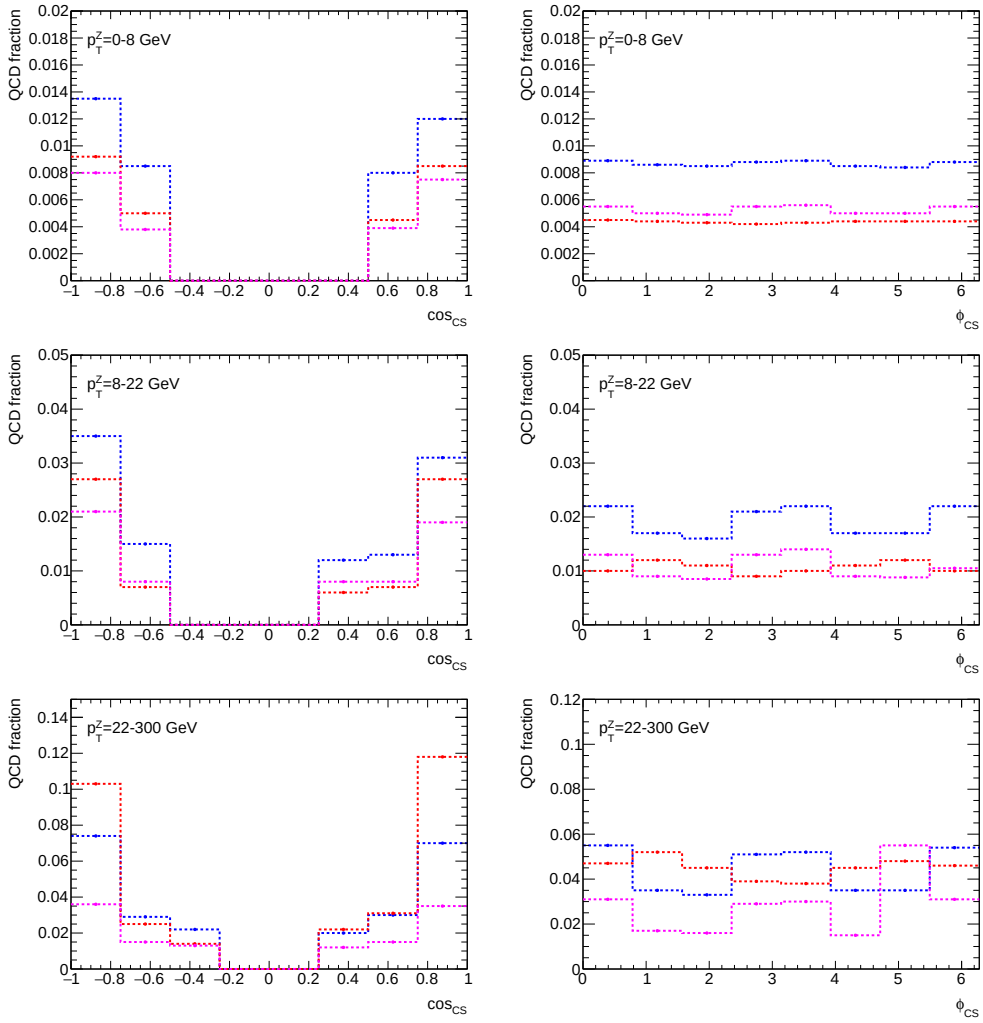

Рисунок 22 — Доля КХД фона в данных, полученная для одного из типичных значений порога по калориметрической изоляции $E_T^{cone0,2}/E_T$, в зависимости от переменных $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}. Представлены результаты, полученные для трех вариантов построения шаблонных распределений, использовавшихся для вычисления КХД фона.

достаточно, чтобы оценить КХД фон. Доля КХД фона возрастает на краях диапазона по $\cos\theta_{CS}$. Распределение фона по переменной ϕ_{CS} равномерно при всех значениях p_T^Z, за исключением больших поперечных импульсов p_T^Z, где наблюдается некоторая структура. КХД фон составляет примерно $\sim 1\%$ от данных при малых p_T^Z и увеличивается с ростом p_T^Z приблизительно до $\sim 5\%$.

На рисунке 23 красной линией показано усредненное значение КХД фона для всех 24 вариаций: 4 различных порога по изоляции, 2 разных конуса, в которых вычисляется изоляция (0,4 и 0,6), и 3 разных фоновых шаблонных распределения. Линией с точками показано среднеквадратичное отклонение. Пунктирными линиями показаны максимальные и минимальные отклонения от среднего. Если использовать среднеквадратичное отклонение как систематическую ошибку, то она составит примерно 20-40% от

среднего значения КХД фона. Если в качестве систематической ошибки использовать симметризованное максимальное и минимальное отклонение от среднего, тогда ошибка возрастет до 50%.

Оценка КХД фона выполнена в трех широких интервалах по p_T^Z. Поэтому, чтобы оценить КХД фон в 23 интервалах по p_T^Z, которые используются для измерений угловых коэффициентов, приходится выполнять интерполяцию между интервалами по p_T^Z. Для того чтобы экстраполировать КХД фон из одномерных распределений по переменным $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS} в двумерное распределение $(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$ предполагается, что КХД фон факторизуется по этим двум переменным. Это означает, что для каждого интервала по p_T^{ee} для того, чтобы получить значение фона в интервале по переменным $(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$ достаточно перемножить значения, полученные из линейных экстраполяций по переменным $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}.

3.5.3 Оценка КХД фона в канале $\mu\mu CC$

Так же как и в случае электронного канала, моделировать методом Монте-Карло достаточно много событий для оценки фона, возникающего от процессов ассоциативного рождения W-бозона со струями и многоструйных КХД процессов в $\mu\mu CC$ канале, к сожалению, затруднительно. Поэтому вклад этих процессов в фон для $\mu\mu CC$ канала, оценивался используя накопленные данные. Основным источником фона для процесса $Z \to \mu\mu$ являются мюоны от распадов адронов, содержащих тяжелые кварки b, c, и от распадов π-мезонов и каонов. Несмотря на то, что эффективность отбора таких событий мала, из-за большого сечения таких процессов, они могут давать заметный вклад в фон. Форма КХД фона извлекается из данных путем построения фоновых шаблонных распределений. Для этого один или несколько критериев отбора сигнальных событий инвертировались так, чтобы получить набор событий, в котором доминируют фоновые события. В качестве переменной для разделения фоновых и сигнальных событий использовалась изоляция мюона, так как эта переменная не использовалась для отбора событий. События со значением изоляционной переменной близкой к нулю относятся к сигнальным событиям. События с большим значением изоляционной переменной — к фоновым. Полученные шаблонные распределения нормируются в области с большим значением изоляционной переменной к отобранным сигнальным событиям. В качестве изоляционной переменной для мюона можно использовать калориметрическую изоляцию, как и для электронов, а также трековую изоляцию. Трековая изоляция определяется как отношение суммы поперечных импульсов всех треков вокруг мюонного трека в конусе $\Delta R = \sqrt{(\eta_\mu - \eta_{trk})^2 + (\phi_\mu - \phi_{trk})^2}$, за вычетом поперечного импульса самого мюона к поперечному импульсу мюона, $\sum p_T^{track}/p_T^{muon}$. Так же как и для электронов, существует несколько способов построения изоляционной переменной, которая харак-

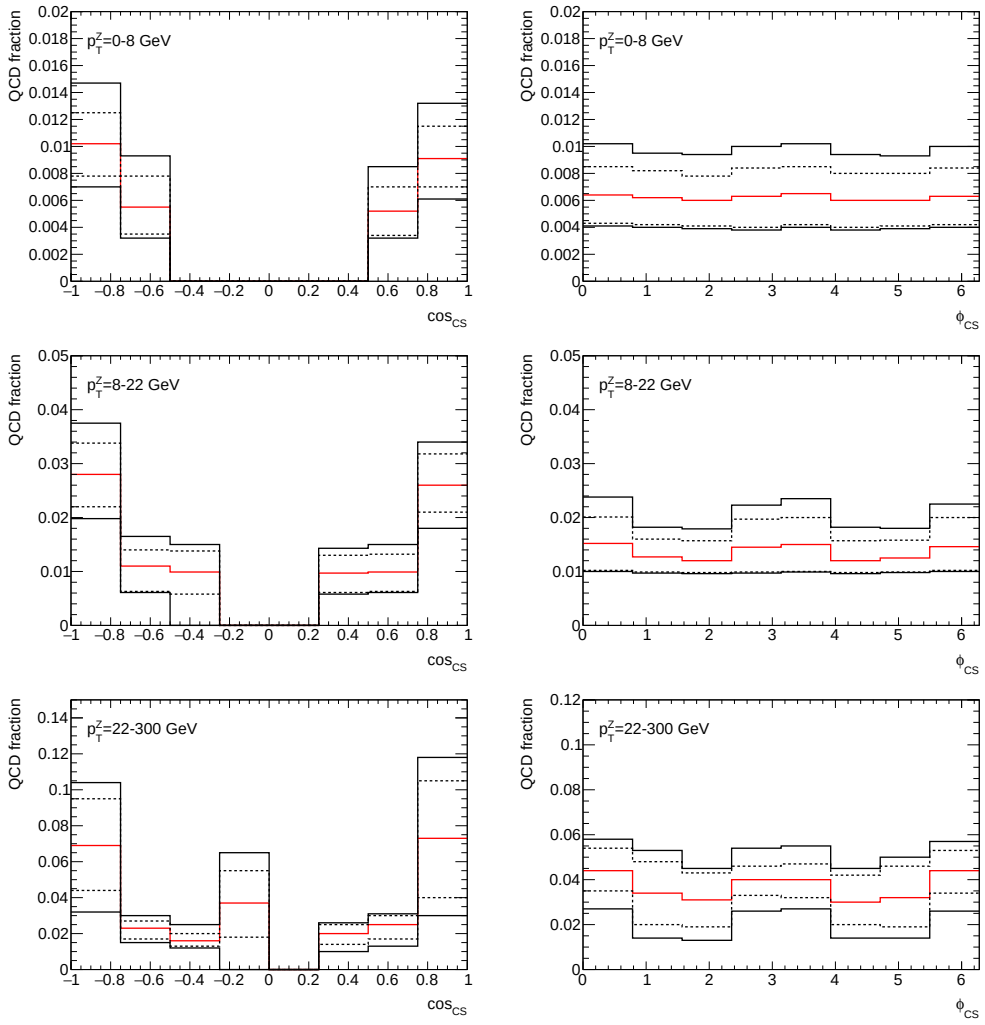

Рисунок 23 — Усредненная доля КХД фона (красная линия) в данных в зависимости от переменных $\cos\theta_{CS}$ (слева) и ϕ_{CS} (справа) для трех характерных интервалов по p_T^{ee}. Усреднение проводилось по 24 вариантам измерения КХД фона — 4 разных порога по изоляции, 2 разных размера конуса, использованных для вычисления калориметрической изоляции, и 3 варианта построения шаблонного распределения. Пунктирными линиями показано среднеквадратичное отклонение измеренной доли КХД фона. Сплошными черными линиями показаны максимальные и минимальные отклонения от среднего.

теризует событие, а не отдельный мюон. В результате проведенных исследований было принято решение использовать максимальное из двух значение трековой изоляции мюонов с размером конуса $\Delta R = 0,2$, так как именно эта переменная обеспечивает наиболее точное описание распределения событий в данных для фоновой области и позволяет создать шаблонные распределения с достаточной статистикой.

Для построения шаблонных распределений использовались следующие критерии отборов:

- $Templ1$: мюоны имеют одинаковый знак заряда (англ., same sign, SS), а масса мюонной пары находится внутри массового окна, которое используется для измерения угловых коэффициентов $80 < m_{\mu\mu} < 100$ ГэВ.
- $Templ2$: мюоны имеют одинаковый знак заряда (англ., same sign, SS), а масса мюонной пары находится вне массового окна, то есть $80 > m_{\mu\mu} > 60$ ГэВ или $m_{\mu\mu} > 100$ ГэВ.
- $Templ3$: то же, что и для шаблонного распределения $Templ1$, но один из мюонов не прошел критерий на значимость прицельного параметра трека по отношению к первичной вершине взаимодействия d_0^{PV};
- $Templ4$: то же, что и для шаблонного распределения $Templ3$, только масса мюонной пары находится вне массового окна.

На рисунке 24 показаны распределения по трековой изоляционной переменной для отобранных в данных сигнальных событий, моделированного сигнала $Z \to \mu\mu$ и фоновых шаблонных распределений. Как видно из графиков на рисунке 24, не наблюдается примеси сигнальных событий в фоновых шаблонных распределениях в сигнальной области. Это было также проверено, используя моделированные события для сигнала $Z \to \mu\mu$. Однако в данных в области фона, то есть в области с большим значением изоляции (>0,5), там где выполняется нормировка фоновых шаблонных распределений, наблюдается небольшая примесь сигнальных событий. Поэтому перед нормировкой из данных вычиталась доля сигнальных событий с большой изоляцией, которая оценивалась используя моделированные события $Z \to \mu\mu$. Так же из области фона вычитался вклад, который в эту область могут давать другие фоновые процессы. Для этого использовались моделированные события этих процессов. Распределения по изоляции строились для каждого бина по $p_T^{\mu\mu}$ в виде трехмерных гистограмм по переменным $(isol, \cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$ для данных и фоновых шаблонных распределений. Для каждого интервала $p_T^{\mu\mu}$ фоновые шаблонные распределения по трековой изоляции нормировалось к данным в области со значением изоляционной переменной больше 0,5. Перед нормировкой из фоновых шаблонных распределений вычитался вклад сигнала в области фона, используя моделированные события $Z \to \mu\mu$.

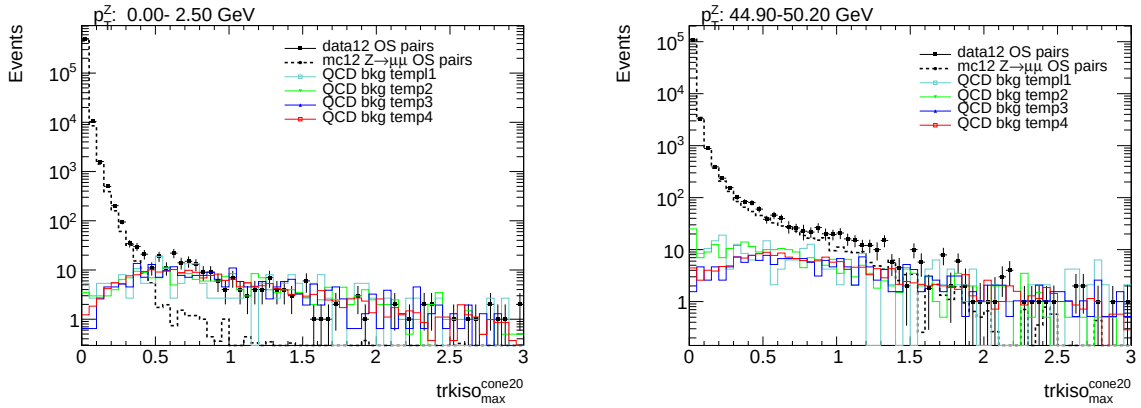

Рисунок 24 — Распределения по трековой изоляционной переменной для отобранных в данных сигнальных событий, моделированного сигнала $Z \to \mu\mu$ и фоновых шаблонных распределений для двух интервалов по поперечному импульсу мюонной пары $p_T^{\mu\mu}$. Шаблонные распределения нормировались к данным в области с изоляционной переменной больше 0,5.

Так же как и в электронном канале среднее, значение фона, определенного по всем шаблонным распределением, использовалось как номинальная оценка фона, а среднеквадратичное отклонение определяло систематическую ошибку. Статистическая ошибка для каждого шаблонного распределения определялась стандартными методами, используя известную статистику сигнальных данных и шаблонных распределений. Статистическая ошибка оценки фона определялась как среднее значение статистических ошибок по всем использованным шаблонным распределениям.

На рисунке 25 показана доля КХД фона в данных в зависимости от поперечного импульса мюонной пары $p_T^{\mu\mu}$ в нескольких диапазонах по угловым переменным $(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$. Как видно из графиков на рисунке 25, КХД фон быстро возрастает от значения $\sim 0,1\%$ при малых $p_T^{\mu\mu}$ и достигает $\sim 0,3\%$ при $p_T^{\mu\mu} \sim 80$ ГэВ. На рисунке 26 показана зависимость КХД фона от $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS} для некоторых характерных интервалов по $p_T^{\mu\mu}$. Некоторое увеличение фона наблюдается на краях распределения по $\cos\theta_{CS}$ при $p_T^{\mu\mu} < 70$ ГэВ.

3.6 Измерение вероятности неправильного определения знака заряда электрона

Так как моделированные события описывают данные только в некотором приближении, то вероятность неправильного определения знака заряда электрона в данных и моделированных событиях может не совпадать. Это может приводить к дополнительной систематической ошибке измерения угловых коэффициентов. Для того чтобы миними-

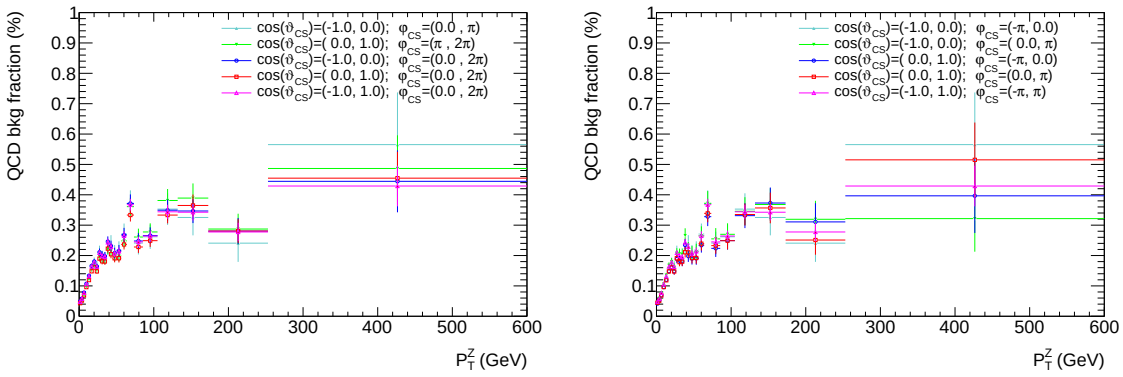

Рисунок 25 — Доля КХД фона в процентах от событий в данных в зависимости от поперечного импульса мюонной пары $p_T^{\mu\mu}$ для нескольких интервалов по переменным $(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$.

зировать эту ошибку, можно измерить вероятность неправильного определения знака заряда электрона в данных и в моделированных событиях, а затем ввести корректирующий коэффициент в виде дополнительных весов, применяемых к моделированным событиям, точно так же, как это делается для корректировки эффективностей регистрации и идентификации электронов.

Для измерения вероятности неправильного определения знака заряда электрона в данных и в моделированных событиях отбираются события в соответствии со всеми критериями отборов для сигнальных событий процесса $Z \to ee$, за исключением требования, чтобы электроны имели противоположный знак заряда. Тогда, отношение числа событий с одинаковым знаком заряда электрона к числу событий с противоположным знаком заряда, $\frac{N_{SS}}{2N_{OS}}$, и есть вероятность неправильного определения знака заряда электрона. Фактор $1/2$ учитывает, что для определения вероятности достаточно, чтобы хотя бы для одного электрона в паре знак заряда был определен неправильно. Так как в событиях, отобранных в данных, примесь фона ничтожно мала ($< 1,5\%$ при $p_T^{\ell\ell} < 100$ ГэВ), он не влияет на определение вероятности неправильного определения знака заряда электрона в данных таким методом.

На рисунке 27, в качестве примера, показано отношение числа событий, в которых оба электрона имеют одинаковый заряд (англ., same sign, SS) к числу событий, в которых электроны имеют разный заряд (англ., opposite sign-OS), в зависимости от разных кинематических переменных для одиночного электрона и для пары электронов. Графики на рисунках 27 построены для электронных пар, в которых оба электрона прошли либо «умеренную» (англ., Medium) идентификацию, либо «сильную» (англ., Tight). В целом, как видно из графиков, наблюдается достаточно хорошее согласие между данными и результатами моделирования.

При отборе электронов в канале $eeCC$ накладывается условие, чтобы электроны

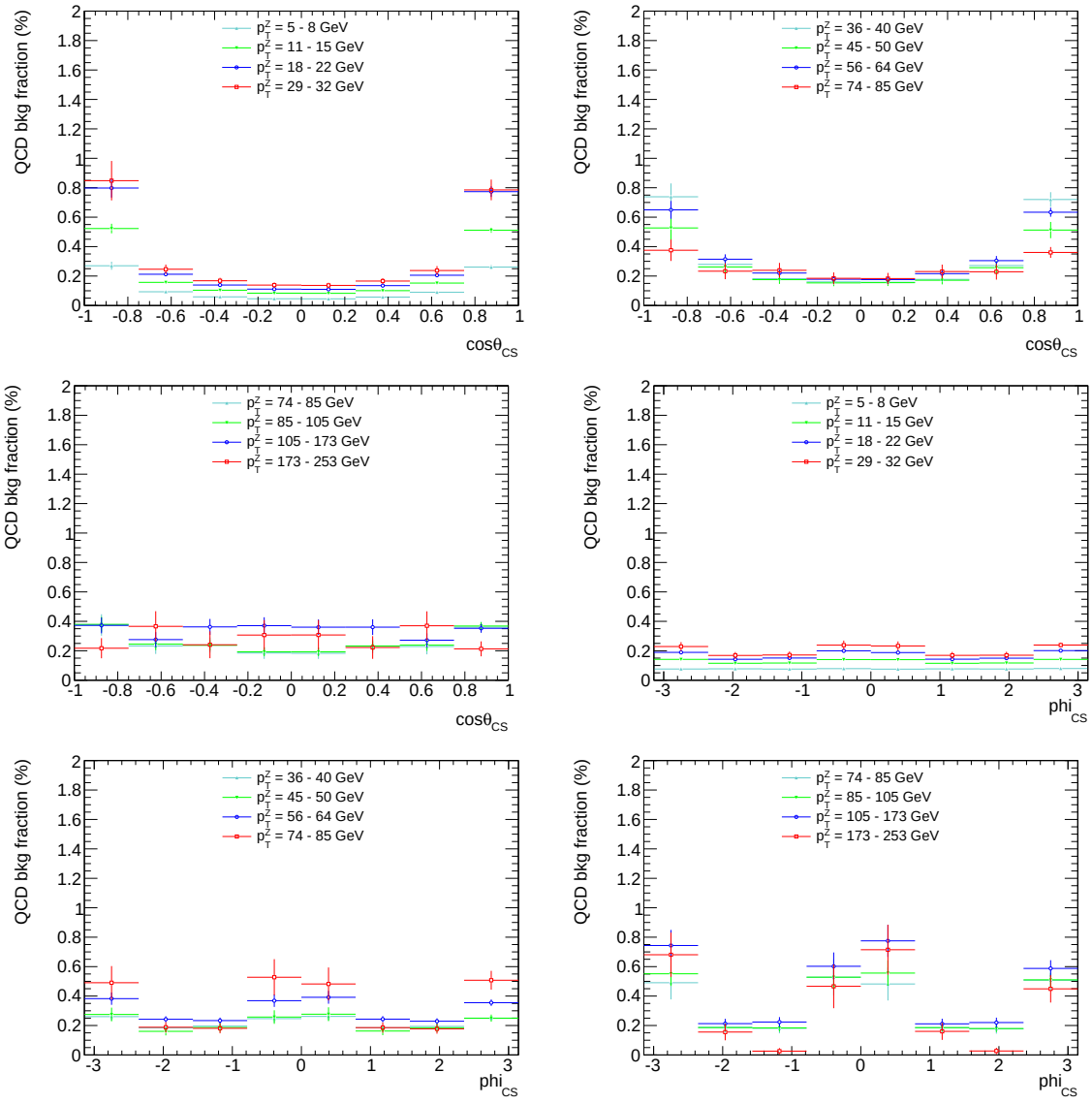

Рисунок 26 — Доля КХД фона в процентах от событий в данных в зависимости от $\cos\theta_{CS}$ или ϕ_{CS} для нескольких характерных интервалов по поперечному импульсу мюонной пары $p_T^{\mu\mu}$.

в паре имели противоположные знаки заряда. Поэтому только события, в которых знак заряда был определен неправильно для каждого электрона, будут проходить отборы. Вероятность таких событий еще ниже $\sim 0,1\%$. Для $eeCF$ канала знак заряда впередлетящего электрона не определялся, так как его трек не восстанавливается. Поэтому вероятность прохождения событий с неправильно определенным знаком заряда электрона достаточно высока. Это учитывалось при измерении угловых коэффициентов, используя дополнительные шаблонные распределения.

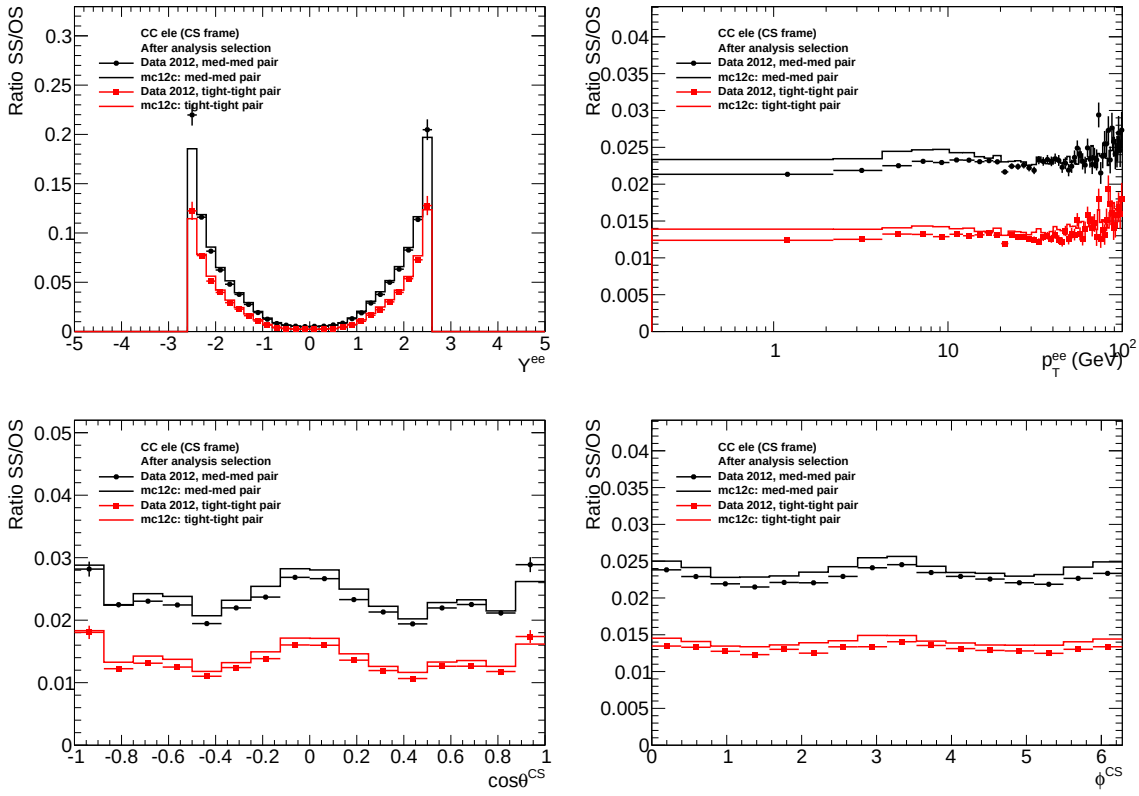

Рисунок 27 — Отношение числа событий, прошедших все отборы, используемые в данной работе, в которых оба электрона имеют одинаковый заряд (англ., same sign, SS) к числу событий, в которых электроны имеют разный заряд (англ., opposite sign-OS) в зависимости от быстроты Y^{ee} (слева вверху) и поперечного импульса p_T^{ee} (справа вверху) электронной пары, а также от переменных $\cos\theta_{CS}$ (слева внизу) и ϕ_{CS} (справа внизу). Показаны результаты отбора электронных пар, в которых оба электрона прошли либо «умеренную» (англ., Medium) идентификацию, либо «сильную» (англ., Tight). Точками показаны результаты для данных. Сплошными линиями показаны результаты для моделированных событий сигнала $Z \to ee$.

На рисунке 28 показано отношение числа событий, в которых оба электрона имеют одинаковый заряд (SS), к числу событий, в которых электроны имеют разный заряд (OS) в зависимости от псевдобыстроты электрона. На этом же рисунке показано отношение этой зависимости, измеренной в данных, к полученной путем моделирования

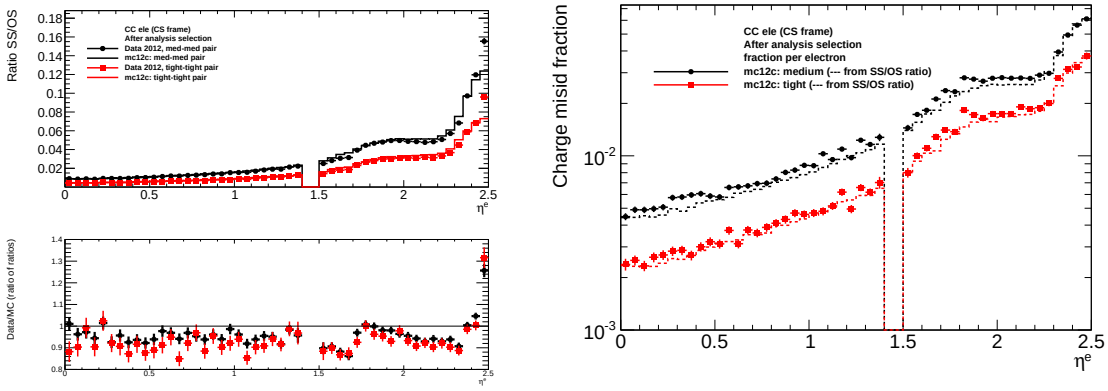

Рисунок 28 — Отношение числа событий (слева), прошедших все отборы, используемые в данной работе, в которых оба электрона имеют одинаковый заряд (англ,, same sign, SS) к числу событий, в которых электроны имеют разный заряд (англ., opposite sign-OS) в зависимости от псевдобыстроты η^e электрона. Показаны результаты отбора электронных пар, в которых оба электрона прошли либо «умеренную» (англ., Medium) идентификацию, либо «сильную» (англ., Tight). Точками показаны результаты для данных. Сплошными линиями показаны результаты для моделированных событий сигнала $Z \to ee$. Вероятность неправильного определения знака заряда электрона (справа), измеренная в моделированных событиях двумя методами, описанными в тексте.

сигнальных событий распадов Z-бозона $Z \to ee$. Это отношение использовалась далее для определения дополнительных весов, которые применялись к моделированным событиям, чтобы моделирование описывало вероятность неправильного определения знака заряда электрона более точно, в соотвествии с данными.

Для проверки полученных результатов измерения вероятности неправильного определения знака заряда электрона использовалась информация о генерированных частицах в моделированных событиях. Сопоставление реконструированного электрона с генерированным позволяет точно определить знак заряда электрона. Следовательно, для моделированных событий можно определить отношение N_{SS}/N_{OS} двумя независимыми метода. На рисунке 28 показаны отношения N_{SS}/N_{OS} для двух методов, в которых оба электрона прошли либо «умеренную» (medium) идентификацию, либо «сильную» (tight). Результаты, полученные двумя методами в моделированных событиях, достаточно хорошо совпадают.

Глава 4 Методика измерений

Поляризационные угловые коэффициенты извлекались из данных путем подгонки измеренных двумерных угловых распределений в пространстве $(cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$ девятью шаблонными гармоническими полиномами, которые соответствуют полиномам в формуле (10). Каждое шаблонное распределение имело один свободный параметр (параметр подгонки), который определяет измеряемый коэффициент A_i. Дополнительно вводился еще один, общий для всех шаблонных распределений параметр, который соответствует величине неполяризованного дифференциального сечения, проинтегрированного по переменным $cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}. Полином $1+cos^2\theta_{CS}$ в формуле (8) имел только один свободный параметр, соответствующий неполяризованному дифференциальному сечению, так как коэффициент $A_8 \equiv 1$. Параметры подгонки определялись в каждом интервале поперечного импульса Z-бозона интегрально для всего диапазона быстрот или для каждого измеряемого интервала быстроты.

При регистрации лептонов детектором происходит искажение их угловых распределений, так как детектор имеет ограниченный акспетанс и эффективность регистрации лептонов детектором не равна 100%. Поэтому измеренные угловые распределения лептонов не будут описываться формулой (8). Шаблонные гармонические полиномы строились таким образом, чтобы учесть искажения угловых распределений вносимые аксептансом детектора, эффективностью отбора событий, а также миграцией событий внутри измеряемых интервалов по p_T^Z и y^Z. Для этого использовались моделированные во всем фазовом объеме события для сигнала $p + p \to Z/\gamma^* \to \ell + \ell + X$.

В этой главе приводится детальное описание методики построения шаблонных гармонических полиномов, которая приведена в разделе 4.1. В разделе 4.2 обсуждается процедура построения функции максимального правдоподобия, максимизация которой позволяет измерить поляризационные угловые коэффициенты. Методика оценки ошибок измеряемых параметров представлена в разделе 4.3. Процедура объединения измерений, выполненных в электронном и мюонном канале, рассмотрена в разделе 4.5. В этом же разделе обсуждаются альтернативные параметризации угловых коэффициентов, которые использовались для проведения различных проверок выполненных измерений.

4.1 Шаблонные распределения

Построение шаблонных гармонических полиномов P_i начинается с вычисления методом моментов (см. раздел 1.2) референсных поляризационных угловых коэффициентов A_i^{Ref}. Для этого используются моделированные выбранным Монте-Карло ге-

нератором сигнальные события. Очевидно, что вычисленные таким образом значения референсных коэффициентов зависят от физической модели заложенной в генератор, который используется для моделирования событий. Референсные коэффициенты A_i^{Ref} вычисляются в каждом измеряемом интервале по p_T^Z интегрально по быстроте y^Z или в выбранных интервалах быстрот y^Z. Для того чтобы шаблонные распределения не зависели от физической модели, используемой в конкретном Монте-Карло генераторе, необходимо ввести для каждого события вес, который определяется следующей формулой:

$$w_k = \frac{1}{\sum_{i=0}^{i=8} < A_i^{Ref} > P_i(\cos\theta_{CS}{}^k, \phi_{CS}{}^k)}, \tag{21}$$

где $k = 1, ..., N$ — номер события, $cos\theta_k$ и ϕ_k — значения угловых переменных для события k. После применения к событиям весов, определенных таким образом, угловые распределения в полном фазовом пространстве на генераторном уровне становятся равномерными по переменным $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}. Таким образом из моделированных событий эффективно удаляется вся информация о поляризации Z-бозона или другими словами, удаляется физическая модель, заложенная в конкретный генератор, используемый для генерации событий сигнала, которая воспроизводит угловые распределения по переменным $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}. Очевидно, что если для каждого события ввести дополнительный вес $P_i(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$, то равномерные угловые распределения приобретут такую же форму, как и сам полином $P_i(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$. Если из событий, которые распределены равномерно по угловым переменным, сделать выборку, соответствующую аксептансу детектора и эффективности регистрации лептонов, то в результате получим искаженные детектором угловые распределения.

Для построения шаблонных распределений используются моделированные сигнальные события с дополнительным весом, определенным по формуле (21), которые имеют равномерное распределение по угловым переменным $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}, прошедшие отбор в соответствии с выработанными в разделе 3.2 критериями. К отобранным событиям применяются все необходимые поправки в виде дополнительных весов для корректировки эффективностей реконструкции и идентификации лептонов и энергетических калибровок. В результате определяются девять ($i = 0, ...8$) шаблонных распределений в виде гистограмм t_{ij} для каждого измеряемого интервала j по переменным p_T^Z и y^Z на генераторном уровне путем применения к отобранным событиям дополнительных весов $P_i(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$. Шаблонные распределения создаются в трехмерном пространстве переменных $\cos\theta_{CS}, \phi_{CS}$ и $p_T^{\ell\ell}$. При построении гистограмм по переменным $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS} используется по 8 одинаковых интервалов, а для переменной $p_T^{\ell\ell}$ используется 23 неравнозначных интервала, определенных в разделе 1.5.1. Если просуммировать все шаблонные распределения, предварительно умножив каждое из них на свой референсный угловой коэффициент и на величину неполяризованного сечения, то в результате

получится в точности трехмерное распределение моделированных событий после их реконструкции.

Действительно, если определить набор наблюдаемых величин t в генераторном пространстве, которые распределены в соответствии с функцией плотности вероятности $f(t)$, то вследствие ограниченного акспетанса детектора, эффективности реконструкции, разрешения детектора и других факторов, реконструированные значения r будут распределены в соответствии с другой функцией плотности вероятности $g(r)$. Вероятность наблюдать реконструированные значения r при заданных наблюдаемых t в генераторном пространстве обозначим через $p(r|t)$. Очевидно, что распределение реконструированных значений $g(r)$ связано с распределением в генераторном пространстве $f(t)$ через операцию свертки с условной вероятностью $p(r|t)$:

$$g(r) = \int f(t)p(r|t)dt \tag{22}$$

Полиномы в формуле дифференциального сечения (10) могут быть свернуты тем же самым способом для того, чтобы описать реконструированные угловые распределения. Определим набор наблюдаемых величин в пространстве на генераторном уровне как $t = \left\{\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth}, p_T^{Z,Truth}\right\}$ и реконструированные переменные $r = \left\{\cos\theta_{CS}^{Reco}, \phi_{CS}^{Reco}, p_T^{Z,Reco}\right\}$. Тогда

$$\tilde{P}_{ij}(r|p_T^{Z,Truth} \in (\Delta p_T^{Z,Truth})_j) = \int_{(\Delta p_T^{Z,Truth})_j} \int_{\cos\theta_{CS}^{Truth}} \int_{\phi_{CS}^{Truth}} P_i(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth}) p(r|t)dt, \tag{23}$$

где индекс $i = 0, .., 8$ — номер полинома; $j = 0, .., 22$ номер интервала по переменной $p_T^{Z,Truth}$; $\tilde{P}_{ij}(r|p_T^{Z,Truth} \in (\Delta p_T^{Z,Truth})_j)$ — полином после свертки по переменной $p_T^{Z,Truth}$ внутри измеряемого интервала $(\Delta p_T^{Z,Truth})_j$. Полиномы после свертки $\tilde{P}_{ij}$ являются функцией $p_T^{Z,Reco}$, но классифицируются по измеряемым интервалам $p_T^{Z,Truth}$.

Так как условная вероятность $p(r|t)$ наблюдать реконструированные значения r при заданных наблюдаемых t в генераторном пространстве неизвестна, то вместо нее используется функция, полученная моделированием методом Монте-Карло, $p(r|t)^{MC}$. Двумерная функция плотности вероятности в полном фазовом пространстве в каждом измеряемом интервале j для переменной $p_T^{Z,Truth}$ может быть записана в виде:

$$f_j(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth}) = \sigma_j \left\{ P_8(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth}) + \sum_{i=0}^{7} A_{ij}^{ref} P_i(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth}) \right\}, \tag{24}$$

где σ_j — неполяризованное дифференциальное сечение, интегрированное по переменным $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}, и A_{ij}^{ref} — референсное значение углового коэффициента i в измеряемом интервале j для переменной $p_T^{Z,Truth}$. Тогда условную вероятность $p^{MC}(r|t)$ для

моделированного методом Монте-Карло события с весом $w^{evt}(r,t)$ можно определить следующим образом:

$$p^{MC}(r|t) = \frac{w^{evt}(r,t)}{f_j(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth})}, \tag{25}$$

где $w^{evt}(r,t)$ — произведение всех весов для данного события, то есть произведение веса генераторного события (если он вводится при генерировании), весов, определяющих поправки на эффективность триггера, реконструкции и идентификации лептонов и так далее. Деление в формуле (25) на функцию f_j необходимо чтобы устранить зависимость от референсных коэффициентов, используемых далее для построения шаблонных распределений. Суммирование функции $p^{MC}(r|t)$ по всем событиям должно давать единицу, если моделированные события распределены в соответствии с формулой разложения сечения по полиномам (10). Используя вышеизложенное, можно определить в каждом измеряемом интервале (m,k,l) переменных $(\cos\theta_{CS}^{Reco}, \phi_{CS}^{Reco}, p_T^{Z,Reco})$ шаблонное распределение t_{ij} как сумму по всем событиям для измеряемого интервала j переменной $p_T^{Z,Truth}$.

$$t_{ij}^{mkl} = \sum_{evt\in(\Delta p_T^{Z,Truth})_j,(\Delta\cos\theta_{CS}^{Reco})_m,(\Delta\phi_{CS}^{Reco})_n,(\Delta p_T^{Z,Reco})_l} P_i(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth}) \frac{w^{evt}(r,t)}{f_j(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth})}. \tag{26}$$

На рисунке 29 показаны примеры шаблонных распределений в виде одномерных проекций на оси $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}, полученные для канала $eeCC$ для трех интервалов по p_T^Z интегрально по быстроте y^Z. Также на рисунке 29 показаны одномерные графики для полиномов $P_i(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$. Полиномы P_1 и P_6, интеграл от которых по всему фазовому пространству переменных $(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$ равен нулю (см. раздел 1.1), или равен нулю интеграл по одной из переменных, на рисунке 29 не показаны. Различия в форме между полиномами и шаблонными распределениями на рисунке 29 отражают эффекты, связанные с аксептансом детектора и эффективностью регистрации лептонов. Если сравнить формы соответствующих шаблонных распределений на рисунке 29 в разных интервалах по p_T^Z, то видно, что эти эффекты зависят от поперечного импульса p_T^Z. В частности, это хорошо видно на примере полинома P_8, который имеет равномерное распределение по полярному углу ϕ_{CS} и поэтому в точности отражает поведение аксептанса для шаблонных распределений. В приложении А на рисунках 54 – 56 приведены двумерные графики для всех девяти полиномов и шаблонных распределений по переменным $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS} для трех характерных интервалов по p_T^Z.

Шаблонные распределения для фоновых событий строятся отдельно для каждого из физических процессов, дающих вклад в фон (см. раздел 3.3). Шаблонные распределения для фоновых событий нормируются на соответствующие сечение умноженное на интегральную светимость накопленных данных. Для канала $eeCF$ полученные шаб-

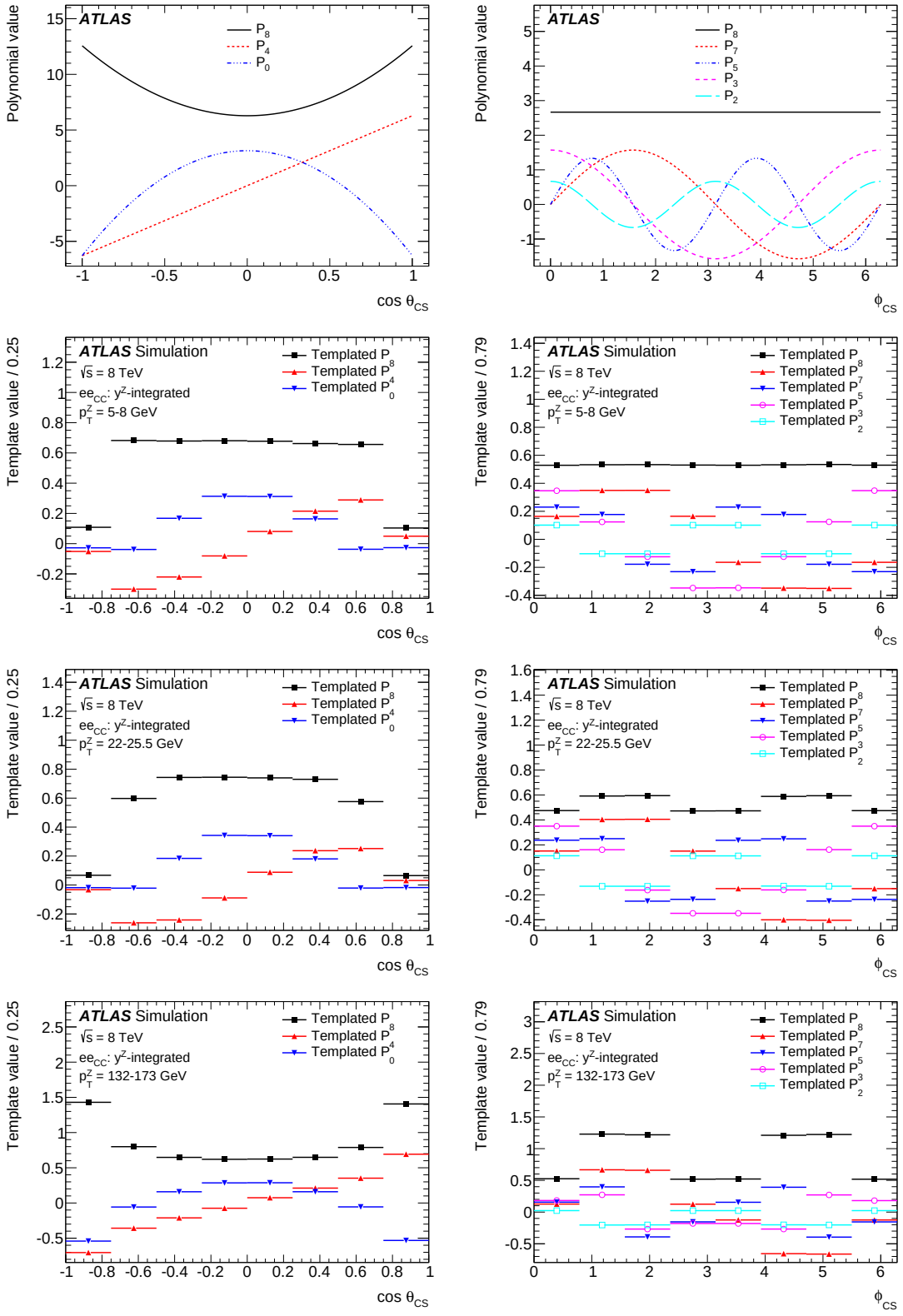

Рисунок 29 — Полиномы $P_{0,4,8}$ как функции $\cos\theta_{CS}$ (вверху слева) и $P_{2,3,5,7,8}$ как функции ϕ_{CS} (вверху справа). Ниже на графиках показаны шаблонные распределения, полученные для канала $eeCC$ интегрально по быстроте y^Z для малых $(5-8$ ГэВ), средних $(22-25.5$ ГэВ) и больших $(132-173$ ГэВ) значений импульса p_T^Z, спроектированные на ось $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}. Разница в форме между полиномами и шаблонными распределениями отражает эффекты, связанные с аксептансом детектора и эффективностью регистрации лептонов.

лонные распределения интегрируются либо по $\cos\theta_{CS}$, либо по ϕ_{CS}, так как для измерения поляризационных угловых коэффициентов в этом канале используются одномерные распределения из-за недостаточной статистики, необходимой для измерений в двумерном случае.

4.2 Функция правдоподобия

Число ожидаемых событий в измеряемом интервале $n = (m, k, l)$ реконструированных переменных $(\cos\theta_{CS}^{Reco}, \phi_{CS}^{Reco}, p_T^{Z,Reco})$, где $m = 0, .., 7$, $k = 0, .., 7$, $l = 0, ..22$, может быть определено путем суммирования шаблонных распределений для событий сигнала и фона следующим образом:

$$N^n_{\text{exp}}(A, \sigma) = \left\{ \sum_{j=1}^{23} \sigma_j \times L \times \left[t^n_{8j} + \sum_{i=0}^{7} A_{ij} \times t^n_{ij} \right] + \sum_{B}^{\text{bkgs}} T^n_B \right\}, \tag{27}$$

где

- A_{ij} — параметр определяющий угловой коэффициент i для интервала j по переменной $p_T^{Z,Truth}$;
- A — набор параметров для всех угловых коэффициентов A_{ij};
- σ_j — параметр, определяющий неполяризованное сечение, проинтегрированное по угловым переменным $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS} для интервала j по переменной $p_T^{Z,Truth}$;
- σ — набор параметров для всех σ_j;
- t_{ij} — шаблонное распределение для полинома P_i;
- T_B — шаблонное распределение для фоновых процессов;
- L — интегральная светимость данных, используемых для измерения угловых коэффициентов.

Суммирование по индексу j учитывает вклад всех интервалов по переменной $p_T^{Z,Truth}$ в измеряемый интервал $p_T^{Z,Reco}$. Это позволяет учесть миграцию событий в измеряемый интервал $p_T^{Z,Reco}$. Функция правдоподобия определяется как произведение плотностей вероятности Пуассона наблюдать N^n_{obs} событий при ожидаемом числе событий $N^n_{exp}(A, \sigma)$ по всем измеряемым интервалам n:

$$\mathcal{L}(A, \sigma | N_{\text{obs}}) = \prod_{n}^{N_{\text{bins}}} \left\{ P(N^n_{\text{obs}} | N^n_{\text{exp}}(A, \sigma)) \right\}. \tag{28}$$

Параметры подгонки A и σ функции плотности распределения вероятности находятся из условия максимума функции правдоподобия:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A} = 0 \ , \qquad \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \sigma} = 0$$

4.3 Учет систематических и статистических ошибок

Для учета систематических ошибок, которые возникают из-за неточного знания разрешения и калибровок детектора, эффективности триггера, эффективностей регистрации и идентификации лептонов, из-за различных теоретических неопределенностей, строятся шаблонные распределения, в которых каждый параметр, являющийся источником систематических ошибок, варьируется на одно стандартное отклонение ($\pm\sigma$). Если при этом источник систематической ошибки изменяет значение референсных поляризационных угловых коэффициентов A_{Ref}, как например, в случае систематических ошибок, связанных с ПФР или с моделированием партонных ливней, то значение референсного коэффициента пересчитывается и используется новое значение референсного коэффициента для определении весов событий при построении шаблонного распределения.

Для построения функции правдоподобия используется набор шаблонных распределений, в который входят шаблонные распределения для номинальных значений всех параметров, являющихся источниками систематических ошибок, и шаблонные распределения, которые получаются после вариации параметров на одно стандартное ($\pm\sigma$) отклонение.

Для того чтобы во время минимизации функции правдоподобия иметь возможность линейной интерполяции между значениями шаблонных распределений для номинальных значений параметров и после их вариации на одно стандартное ($\pm\sigma$) отклонение, вводится набор мешающих (англ., nuisance) параметров θ, от которых зависит функция правдоподобия. Каждый мешающий параметр есть случайная величина, которая распределена в соответствии со своей функцией плотности вероятности. Вводятся две категории мешающих параметров $\theta = \{\beta, \gamma\}$. Первая категория мешающих параметров β связана с экспериментальными и теоретическими систематическими ошибками. Каждый параметр β^m из набора $\beta = \left\{ \beta^1, ..., \beta^M \right\}$ имеет плотность распределения вероятности в виде единичного распределения Гаусса $G(0|\beta^m, 1)$. Для шаблонных распределений с номинальными значениями параметров, являющихся источником систематических ошибок, $\beta^m = 0$ и для шаблонных распределений со значениями параметров после их вариации на одно стандартное отклонение $\beta^m = \pm 1$. Значение шаблонного распределения интерполируется линейно между значениями шаблонных распределений для номинальных значений параметров и после их вариации на ($\pm\sigma$). Для измерений

в каналах $eeCC$ и $\mu\mu CC$ всего было использовано $M = 171$ мешающих параметра β^m, а в канале $eeCF$ $M = 105$. Вторая категория мешающих параметров γ использовалась для учета систематических ошибок, возникающих из ограниченной статистики для моделированных событий. В каждом интервале реконструированных переменных $(\cos\theta_{CS}^{Reco}, \phi_{CS}^{Reco}, p_T^{Z,Reco})$ любой мешающий параметр γ^n из набора $\gamma = \{\gamma^1, ..., \gamma^{N_{bins}}\}$, где $N_{bins} = 8 \times 8 \times 23$ — число интервалов, используемых для проведения измерений по реконструированным переменным, равен единице для номинального значения шаблонного распределения и нормализует ожидаемое количество событий для шаблонного распределения в интервале с номером n. Мешающие параметры γ распределены в соответствии с функцией плотности вероятности Пуассона $P(N_{\text{eff}}^n|\gamma^n N_{\text{eff}}^n)$, где N_{eff}^n — эффективное число моделированных событий в интервале с номером n. Эффективное число событий вводится, чтобы подчеркнуть, что вес моделированных событий не равен единице. Таким образом, формулу для числа ожидаемых событий (27) в интервале с номером $n = (m, k, l)$ для реконструированных переменных $(\cos\theta_{CS}^{Reco}, \phi_{CS}^{Reco}, p_T^{Z,Reco})$ можно переписать в следующем виде:

$$N_{\text{exp}}^n(A, \sigma, \theta) = \left\{ \sum_{j=1}^{23} \sigma_j \times L \times \left[t_{8j}^n(\beta) + \sum_{i=0}^{7} A_{ij} \times t_{ij}^n(\beta) \right] + \sum_{B}^{\text{bkgs}} T_B^n(\beta) \right\} \times \gamma^n, \tag{29}$$

где $\theta = \{\beta, \gamma\}$ — полный набор мешающих параметров, β — мешающие параметры для учета экспериментальных и теоретических систематических ошибок, плотности вероятности которых являются единичной функцией Гаусса, γ — несущественные параметры для учета статистических ошибок, возникающих из-за ограниченной статистики моделированных событий, плотности вероятности которых описываются распределением Пуассона.

Функцию правдоподобия (28) с учетом несущественных параметров можно записать в следующем виде:

$$\mathcal{L}(A, \sigma, \theta|N_{\text{obs}}) = \prod_{n}^{N_{\text{bins}}} \left\{ P(N_{\text{obs}}^n|N_{\text{exp}}^n(A, \sigma, \theta)) P(N_{\text{eff}}^n|\gamma^n N_{\text{eff}}^n) \right\} \times \prod_{m}^{M} G(0|\beta^m, 1). \tag{30}$$

Значения мешающих параметров θ определяются исходя из условия максимума функции правдоподобия $\mathcal{L}(A, \sigma, \theta|N_{\text{obs}})$ по переменным θ:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \gamma}\Big|_{\gamma=\gamma_0} = 0.$$

Для оценки ошибок параметров, то есть измеряемых коэффициентов A, выполняется

сканирование функции правдоподобия. Для каждого параметра A_{ij} строится отношение функций правдоподобия:

$$\Lambda(A_{ij}) = \frac{\mathcal{L}(A_{ij}, \hat{A}(A_{ij}), \hat{\theta}(A_{ij}))}{\mathcal{L}(\hat{A}, \hat{\theta})}. \tag{31}$$

Для функции правдоподобия, которая стоит в знаменателе формулы (31), ищется глобальный максимум для всех измеряемых и мешающих параметров, то есть:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A}\Big|_{\gamma=\hat{\gamma}, A=\hat{A}} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta}\Big|_{\gamma=\hat{\gamma}, A=\hat{A}} = 0.$$

Для функции правдоподобия, которая стоит в числителе формулы (31), ищется максимум только для одного параметра A_{ij}. Максимум функции правдоподобия для остальных параметров $\hat{A}$ и $\hat{\gamma}$ в общем случае является функцией, зависящей от A_{ij}. Для выполнения численной минимизации использовался набор программ MINUIT [116]. Используя отношение функций правдоподобия, можно построить новую переменную (статистику):

$$q_{A_{ij}} = -2 \log \Lambda(A_{ij}). \tag{32}$$

По определению $q_{A_{ij}} \geq 0$. Функция плотности вероятности для этой переменной ассимптотически имеет распределение такое же, как χ^2 — распределение с одной степенью свободы [117]. В этом случае интервал достоверности в одно стандартное отклонение $\pm 1\sigma$ для коэффициента A_{ij} определяется пересечением с функцией $q_{A_{ij}^{\pm}} = 1$, где $A_{ij}^{\pm} \equiv \hat{A}_{ij} \pm \sigma^{\pm}$.

4.4 Регуляризация

Миграция событий между интервалами по переменной $p_T^{\ell\ell}$ приводит к антикорреляциям между коэффициентами A_i в соседних интервалах, которая приводит к усилению статистических флуктуаций. Для того чтобы уменьшить влияние этого эффекта, и тем самым выделить структуру зависимости коэффициентов A_i от p_T^Z, выполнялась регуляризация измеренных зависимостей. Регуляризация выполняется путем умножения нерегуляризованной функции правдоподобия на штрафную функцию (англ., penalty term) Гаусса, которая является функцией статистической значимости производных более высокого порядка функции зависимости углового коэффициента A_i от переменной p_T^Z. Как известно, основная задача метода штрафных функций состоит в преобразовании задачи минимизации функции с соответствующими ограничениями, наложенными на них, в задачу поиска минимума без наложения ограничений. При нарушении ограничений она «штрафует» функцию, которую минимизируют, то есть увеличивает её зна-

чение. В этом случае минимум функции будет находиться внутри области ограничений. Этот метод схож с регуляризацией Байесовской обратной свертки, где дополнительная информация добавляется к модели путем введения дополнительного априорного распределения для параметров модели [118]. Выбор штрафной функции, в нашем случае, или выбор дополнительной информации, в Байесовском случае, должен приводить к разумному результату с минимальным смещением центральных значений коэффициентов.

Выбор порядка производной, которая будет использоваться для регуляризации, базируется на ожидаемом уменьшении статистической неопределенности измерений и на возможном влиянии на результат, который вносит введенная схема регуляризации. Сокращение статистических флуктуаций происходит вследствие увеличения корреляций между коэффициентами, измеренными в соседних интервалах по p_T^Z. Производная n-го порядка определяется следующим образом:

$$A_{ij}^{(n)} = \begin{cases} A_{i,j}^{(n-1)} - A_{i,j-1}^{(n-1)}, & n \text{ odd} \\ A_{i,j+1}^{(n-1)} - A_{i,j}^{(n-1)}, & n \text{ even}, \end{cases} \tag{33}$$

где $A_{ij}^{(0)} \equiv A_{ij}$. Как видно из формулы (33), определение для производных четных и нечетных порядков отличаются. Это позволяет определить производные более симметрично для каждого интервала по p_T^Z. Ковариционная матрица $\mathbf{\Sigma}$ для коэффициентов A_i строится из производных второго порядка функции правдоподобия [117]: $\Sigma_{ij}^{-1} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A_i \partial A_j}$. Программа MINUIT [116], с помощью которой выполняется минимизация функции правдоподобия, вычисляет эти производные. Зная ковариационную матрицу можно вычислить корреляции угловых коэффициентов следующим образом: $\rho_{ij} = \frac{\Sigma_{ij}}{\sigma(A_i)\sigma(A_j)}$, где $\sigma(A_i)$ и $\sigma(A_j)$ — ошибки параметров A_i и A_j. Для вычисления корреляционной матрицы использовались псевдоданные, полученные с помощью генератора POWHEG + PYTHIA8. Результаты вычислений корреляционной матрицы представлены на рисунке 30.

Для того чтобы преобразовать ковариционную матрицу коэффициентов в ковариационную матрицу их производных используется матрица Якоби $\mathbf{J}$, которая определяется следующим образом: $J_{ij} = \frac{\partial A_i^{(n)}}{A_j}$. Таким образом, штрафная функция $\mathcal{A}$, которая контролирует регуляризацию, определяется следующим образом:

$$\mathcal{A}(\mathbf{A}_{\text{reg}}) = \exp\left\{-0.5\gamma \vec{A}^{(n)} (\mathbf{J}\mathbf{\Sigma}\mathbf{J}^T)^{-1} \vec{A}^{(n),T}\right\}, \tag{34}$$

где параметр γ определяет силу регуляризации. При измерении коэффициентов во всех каналах применялась схема регуляризации, которая использует производные шестого порядка.

В пределе, когда параметр $\gamma \to \infty$, схема регуляризации, которая использует

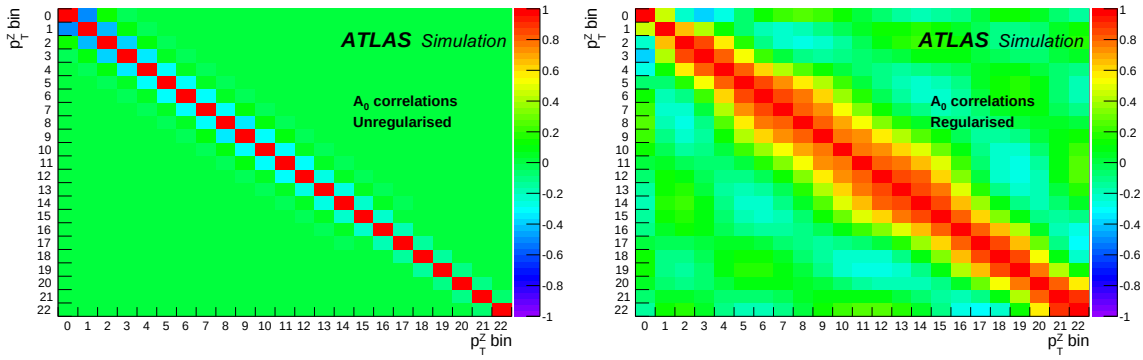

Рисунок 30 — Корреляционная матрица между разными интервалами по p_T^Z для коэффициента A_0 до (слева) и после (справа) регуляризации.

производные n-го порядка, приводит к тому, что измеряемая зависимость будет полиномом порядка $(n-1)$. Это продемонстрировано на рисунке 31, на котором показана разность между коэффициентом A_0, регуляризованным по схеме, использующей производные шестого порядка и параметр $\gamma = 100$, и результатом фитирования зависимости коэффициента A_0 от p_T^Z полиномом пятого порядка. Как видно из графика на рисунке 31, эта разница близка к нулю. Небольшое отличие, которое наблюдается на графике, связано с тем, что при регуляризации использовалось конечное значение $\gamma = 100$ для параметра, определяющего силу регуляризации. На том же рисунке показан результат, который получается, если фитировать коэффициент A_0 полиномом четвертого порядка. Видно, что в этом случае разность между результатами фитирования и регуляризации описывается полиномом пятого порядка. Оценка влияния регуляризации на значение коэффициента $B[A_{ij}]$ (смещение центрального значения коэффициента из-за регуляризации) выполнялась с помощью псевдоэкспериментов, основанных на разности между ожидаемым значением коэффициента после подгонки $E[A_{ij}]$ и значением коэффициентов y_{ij}, используемых для рандомизации данных, то есть $B[A_{ij}] = E[A_{ij}] - y_{ij}$. Значения коэффициента y_{ij} извлекались путем подгонки полиномом шестого порядка референсных коэффициентов, полученных для событий, моделированных генераторами Powheg + Pythia8.

На рисунке 32 показана ошибка, полученная для коэффициента A_0 вследствие процедуры регуляризации, для измерений, выполненных в каналах $eeCC$ и $\mu\mu CC$ интегрально по быстроте y^Z для разных значений параметра силы регуляризации γ вместе с соответствующей статистической ошибкой для каждого значения параметра γ. Из рисунка 32 видно, что ошибка вследствие регуляризации увеличивается с увеличением параметра γ, в то время как статистическая ошибка уменьшается, как и ожидалось. В пределе, когда $\gamma \to 0$, статистическая ошибка становится равной ошибке вследствие регуляризации. Вместе с уменьшением статистической ошибки возрастает корреляция

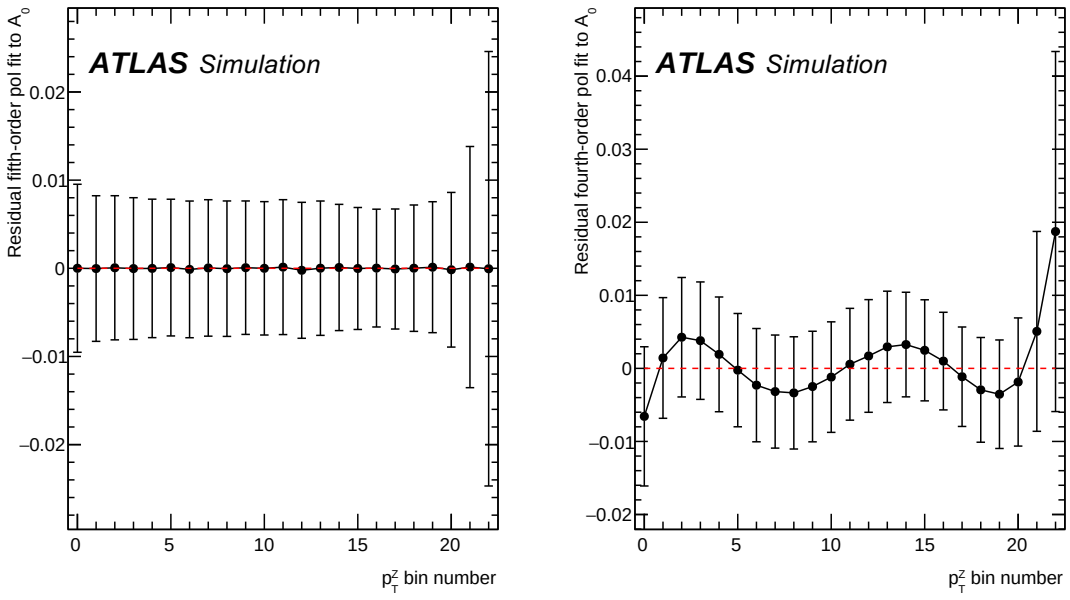

Рисунок 31 — Разность между результатами фитирования полиномом пятого порядка (слева) и четвертого порядка (справа) зависимости коэффициента A_0 от p_T^Z и значениями коэффициента A_0 после регуляризации по схеме, использующей производные шестого порядка. Измерения выполнены для канала $eeCC$ интегрально по быстроте y^Z.

измеренных коэффициентов в соседних интервалах по p_T^Z. Ошибка из-за процедуры регуляризации достигает минимума (плато) при значениях параметра γ между 10 и 100, что соответствует пределу, так как при регуляризации использовался полином шестого порядка, как было сказано выше. Основываясь на выполненных исследованиях, для регуляризации измеренных коэффициентов в канале $eeCC$ и $\mu\mu CC$ использовалось значение параметра $\gamma = 100$, а в канале $eeCF$ $\gamma = 5$.

4.5 Объединение нескольких каналов измерений

Измерения угловых коэффициентов A_{ij} выполнялось для трех независимых каналов — $eeCC$, $\mu\mu CC$ и $eeCF$. Как известно, в случае независимых измерений функция правдоподобия есть произведение функций правдоподобия для каждого измерения. Поэтому, объединенный результат для нескольких измерений получается простым перемножением функций правдоподобия. Каждая функция правдоподобия может быть представлена в виде трех множителей. Первый множитель, который обозначается через $\mathcal{L}_i(A, \sigma, \theta)$, представляет собой наблюдаемые данные, второй множитель содержит мешающие параметры $\mathcal{A}_i(\theta_i)$ и третий вводится для регуляризации измерений $\mathcal{A}_{\text{reg}}(A)$. Таким образом, функцию правдоподобия для объединения результатов в нескольких

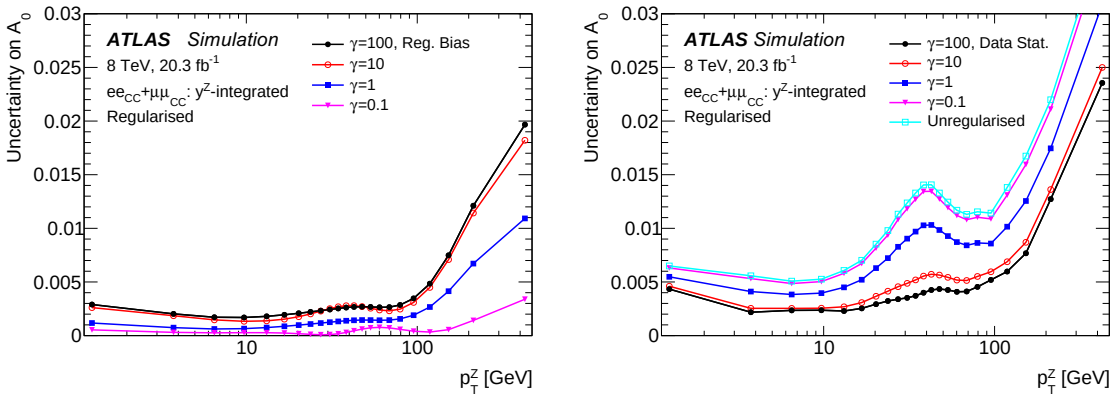

Рисунок 32 — Ошибка вследствие регуляризации для коэффициента A_0, измеренного интегрально по быстроте y^Z, в канале $eeCC + \mu\mu CC$ для разных значений параметра γ (слева) наряду с соответствующей статистической ошибкой для коэффициента A_0 (справа) в зависимости от p_T^Z. Для сравнения также показана нерегуляризованная статистическая ошибка.

каналах измерений угловых коэффициентов можно записать в виде:

$$\mathcal{L}_{\rm cb}(A,\sigma,\theta) = \left\{ \prod_i^{\rm channels} \mathcal{L}_i(A,\sigma,\theta) \right\} \left\{ \prod_i^{M^{\rm cb}} \mathcal{A}_i(\theta_i) \right\} \mathcal{A}_{\rm reg}(A), \tag{35}$$

где $M^{\rm cb}$ — число мешающих параметров по всем измеряемым канала и всем интервалам, в которых измеряются угловые коэффициенты.

Объединение результатов выполнялось для каналов $eeCC$ и $\mu\mu CC$ при интегральных измерениях по быстроте y^Z и в двух первых интервалах $0 < |y^Z| < 1,1, 0 < |y^Z| < 2,0$. Для оценки совместимости измерений, выполненных в канале $eeCF$ при больших значениях быстроты $2,0 < |y^Z| < 3,5$, эти результаты объединялись с измерениями в канале $\mu\mu CC$.

Совместимость результатов, полученных в различных каналах измерения угловых коэффициентов, оценивалась введением дополнительной параметризации функции правдоподобия. Для этого вводился дополнительный параметр, который определялся как разность между коэффициентами измеренными в двух разных каналах. Для параметров, которые представляют измеряемые коэффициенты A_{ij}^a и A_{ij}^b в соответствующих каналах a и b, определялась их разность $\Delta A_{ij} \equiv A_{ij}^a - A_{ij}^b$. Затем в функции правдоподобия делалась замена $A_{ij}^a \to \Delta A_{ij} + A_{ij}^b$. Новые параметры ΔA_{ij} и A_{ij}^b определялись описанным выше методом. Аналогичная параметризация выполнялась при измерении разности коэффициентов A_0 и A_2. Такая параметризация удобна тем, что она автоматически учитывает корреляции между двумя новыми параметрами.

Глава 5 Оценка статистических и систематических ошибок измерений

В данной главе рассматриваются ожидаемые статистические и систематические ошибки измеряемых угловых коэффициентов A_i. Статистические ошибки возникают из-за ограниченной статистики как для данных (см. раздел 5.1), так и для моделированных событий (см. раздел 5.2). Систематические ошибки можно разделить на экспериментальные (см. раздел 5.3), теоретические (см. раздел 5.4) и ошибки связанные с методикой измерений угловых коэффициентов (см. раздел 5.5). Некоторые систематические ошибки влияют на шаблонные распределения, которые используются для построения функции правдоподобия. Чтобы учесть это влияние, шаблонные распределения перестраиваются после вариации на одно стандартное отклонение $\pm\sigma$ каждого параметра, являющегося источником систематической ошибки. Разница между номинальным шаблонным распределением и шаблонным распределением, полученным после вариации одного из параметров, используется для оценки систематической ошибки измерения угловых коэффициентов (см. раздел 4.3).

В разделе 5.6, в качестве примера, приведены значения статистических и систематических ошибок угловых коэффициентов, которые получаются при измерении угловых коэффициентов в трех характерных интервалах по поперечному импульсу Z-бозона p_T^Z. Измерения были выполнены в каналах $eeCC$, $\mu\mu CC$ и, для объединения результатов измерений, в двух каналах $eeCC + \mu\mu CC$, интегрально по быстроте Z-бозона y^Z, а также в интервале быстроты $2,0 < |y^Z| < 3,5$ в канале $eeCF$. В этом же разделе приведены графики зависимости статистических и систематических ошибок от поперечного импульса Z-бозона p_T^Z.

5.1 Статистическая ошибка данных

Несмотря на то что гармонические полиномы в формуле (10) для дифференциального сечения полностью ортогональны в полном фазовом пространстве, эффекты, связанные с разрешением и аксептансом детектора, приводят к ненулевым корреляциям между ними. Кроме того, угловые распределения, измеренные в интервалах по реконструированному поперечному импульсу лептонной пары $p_T^{\ell\ell}$, будут иметь вклад от событий из разных интервалов по поперечному импульсу лептонных пар p_T^Z, вычисленному по не искаженным детектором кинематическим переменным лептонов, и до излучения лептонами фотонов в конечном состоянии. Это приводит к корреляции между измеренными коэффициентами, которая увеличивает их статистическую ошибку. Доступная статистика в данных является наиболее важным источником статистической ошибки,

хотя разрешение детектора и выбор количества интервалов по угловым переменным также играют определенную роль.

Статистическую ошибку измерения угловых коэффициентов из-за ограниченной статистики данных можно разделить на несколько категорий так, как это показано на рисунке 33. При нахождении максимума функции правдоподобия параметрами подгонки являются параметры $A_{i,j}$, которые определяют значения угловых коэффициентов, и набор параметров σ_j, определяющих неполяризованные сечения, проинтегрированные по угловым переменным $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}, в каждом интервале по p_T^Z. В соответствии с обозначениями для параметров подгонки, принятыми в разделе 4.2, значение коэффициента A_0 в первом интервале по p_T^Z обозначено на рисунке 33 как $A_{0,0}$. Первый индекс, который пробегает значения от 0 до 8, относится к номеру углового коэффициента, а второй, который пробегает значения от 0 до 22, к номеру интервала по p_T^Z. На рисунке 33 некоррелированная статистическая ошибка интересующего нас параметра $A_{0,0}$ обозначена как «Uncorr.-stat». Вклад в полную статистическую ошибку дают также следующие параметры подгонки:

- параметры с номером, отличающимся от номера искомого параметра, но определенные в одном и том же интервале по p_T^Z, что и искомый параметр $A_{0,0}$, то есть параметры $A_{1,0}, ..., A_{7,0}$. Эти параметры не связаны с миграцией событий по переменной p_T^Z. Вклад этой категории в статистическую ошибку обозначен как «Shape»;

- параметры $A_{0,1}, ..., A_{0,22}$, которые определены в интервалах по p_T^Z, не совпадающих с интервалом для искомого параметра, и с номером, совпадающим с номером искомого параметра $A_{0,0}$, то есть параметры $A_{0,1}, ..., A_{0,22}$. Эти параметры связаны с миграцией событий по p_T^Z и обозначены поэтому как «Self-migration».

- параметры, у которых номер коэффициента не совпадает с номером искомого коэффициента $A_{0,0}$ и которые определены в интервалах по p_T^Z, не совпадающих с интервалом для искомого параметра, то есть параметры $A_{i,1}, ...A_{i,22}$ и $i = 1, ..., 7$. Эти параметры обозначены как «Shape-migration».

- аналогичное разделение сделано для нормировочных параметров σ_j, которые определяют неполяризованное сечение в интервалах по p_T^Z. Для них выделено две группы, которые обозначены как «norm» для параметра σ_0 и «norm-migration» для параметров $\sigma_1, ..., \sigma_{22}$.

Для иллюстрации вклада разных категорий в статистическую ошибку на рисунке 34, в качестве примера, показана зависимость всех компонент статистической ошибки параметра $A_{0,0}$ от p_T^Z для нерегуляризованных (слева) и регуляризованных (справа)

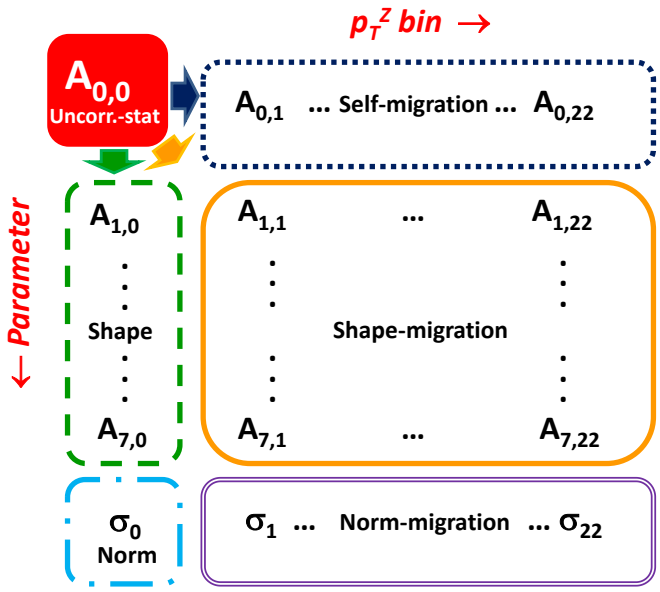

Рисунок 33 — Разделение параметров, по которым ищется максимум функции правдоподобия, на несколько категорий, которые приводят к статистической ошибке измерения угловых коэффициентов. В качестве примера рассмотрен угловой коэффициент A_0 в первом интервале по p_T^Z.

результатов, полученных при объединении измерений в каналах $eeCC$ и $\mu\mu CC$. На графиках на рисунке 34 приведена также полная статистическая ошибка в зависимости от p_T^Z.

5.2 Статистическая ошибка моделированных событий

Статистические ошибки, связанные с ограниченной статистикой моделированных событий, считались некоррелированными для каждого интервала в трехмерном пространстве переменных $(p_T^{\ell\ell}, \cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$. Несмотря на то что для построения шаблонных распределений использовались одни и те же моделированные события, им приписывался разный вес, который определялся разными полиномами. Следовательно, можно считать, что эти события частично коррелированы. Было показано, что предположение о полной коррелированности событий, используемых для построения шаблонных распределений, приводит к несколько более консервативной оценке ошибок, но тем не менее с тем же центральным значением, которое получается при полностью правильном рассмотрении корреляций. С целью упрощения рассмотрения, предполагалось, что ошибки полностью коррелированы.

Ошибка в одном интервале (m, n) по угловым переменным $\cos\theta_{CS}$, ϕ_{CS} шаблонного распределения t_{ij} может быть получена суммированием квадратов весов модели-

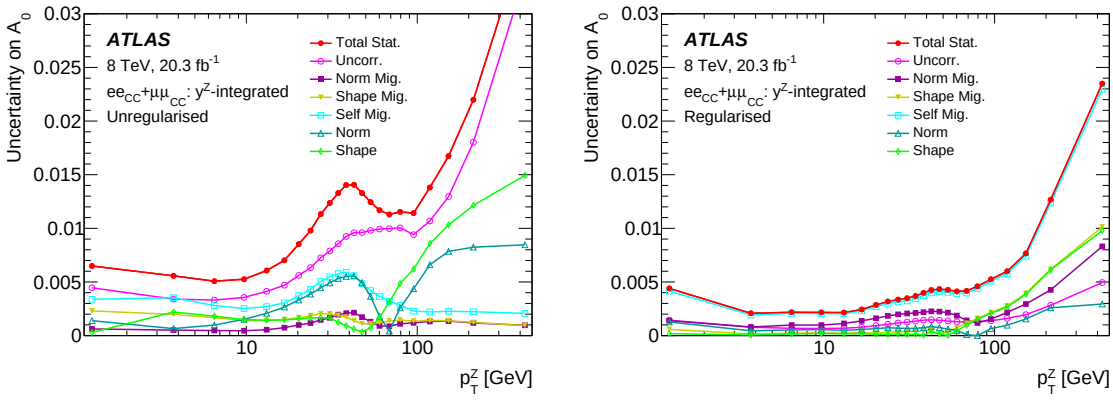

Рисунок 34 — Зависимость полной статистической ошибки углового коэффициента A_0 от p_T^Z для нерегуляризованных (слева) и регуляризованных (справа) результатов, полученных при объединении измерений в каналах $eeCC$ и $\mu\mu CC$. Отдельно на графиках показаны вклады в полную статистическую ошибку всех её компонент.

рованных событий, определенных в формуле (26):

$$\sigma^2_{t_{ij},(m,n)} = \sum_{evt\in(m,n)} (P_i^{evt}\frac{w^{evt}}{f_j})^2, \tag{36}$$

где w^{evt} — произведение всех весов данного события, f_j — двумерная функция плотности вероятности по переменным $\cos\theta_{CS}$, ϕ_{CS} в заданном интервале j по переменной $p_T^{Z,Truth}$, которая определена в формуле (24), $P_i^{ev} \equiv P_i(\cos\theta_{CS}^{Truth}, \phi_{CS}^{Truth})$. Так как полином с номером i, используемый в данном интервале j по переменной $p_T^{Z,Truth}$ в шаблонном распределении t_{ij}, отличается от полинома с номером k, используемого в том же интервале j для другого шаблонного распределения t_{kj}, существует нетривиальная корреляция между двумя шаблонными распределениями, которая не равна 100% и не равна 0. Для правильного учета корреляции между статистическими ошибками для моделированных событий необходимо построить ковариационную матрицу между двумя шаблонными распределениями t_{ij} и t_{kj}, учитывая мешающие параметры, описывающие систематические ошибки шаблонных распределений. В общем виде ковариационнную матрицу можно записать следующим образом:

$$cov_{ij} = \sum_{evt\in(m,n)} P_i^{evt} P_k^{evt} (\frac{w^{evt}}{f_j})^2. \tag{37}$$

Корреляционная матрица $\mathbf{\Sigma}$ может быть построена из элементов ковариационной матрицы cov_{ik}.

Для полностью некоррелированных шаблонных распределений систематическая ошибка может быть учтена путем введения мешающего параметра γ_i, который мас-

штабирует значение шаблонного распределения в каждом интервале (m, n) по угловым переменным. На этот параметр накладываются ограничения, используя дополнительное распределение Пуассона $P(\tilde{N}_i^{eff}|\gamma_i N_i^{eff})$, где N_i^{eff} — эффективное, то есть с учетом веса, число моделированных событий в интервале (m, n) по угловым переменным. Параметр γ_i имеет номинальное значение 1 и ошибку $\frac{1}{\sqrt{N_i^{eff}}}$. Если шаблонные распределения полностью коррелированы, можно использовать один параметр γ, чтобы масштабировать все шаблонные распределения одновременно, используя в качестве N^{eff} полное эффективное число моделированных событий. В этом случае количество мешающих параметров сокращается в девять раз (по числу полиномов или шаблонных распределений). Применительно к нашей задаче, в упрощенном подходе, будем рассматривать шаблонные распределения, как полностью коррелированные (коэффициент корреляции близок к 1). Это означает, что в качестве N^{eff} берется невзвешенная сумма событий в каждом интервале, то есть $N^{eff} = (\sum_{evt} w^{evt} / \sum_{evt} (w^{evt})^2)^2$.

Для частично коррелированных шаблонных распределений параметры γ_i могут быть использованы тем же самым образом, только в этом случае ограничения, накладываемые на параметр, необходимо изменить так, чтобы принять во внимание корреляцию параметров. Для этого распределение Пуассона необходимо заменить на многомерное распределение Гаусса $G(\vec{\gamma}, \Sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-0.5(\tilde{\gamma} - \tilde{1})^{\mathrm{T}} \mathbf{\Sigma^{-1}} (\tilde{\gamma} - \tilde{1}))$, где $\mathbf{\Sigma}$ — корреляционная матрица. В этом случае определяется один мешающий параметр для каждого шаблонного распределения и для каждого интервала по угловым переменным шаблонного распределения.

Для того чтобы изучить разницу между полностью коррелированной и частично коррелированной моделями, а также понять, нужно ли вводить дополнительное усложнение модели, было выполнено моделирование упрощенной модели, основанной на одной переменной $x \equiv \cos\theta_{CS}$. Строилась функция правдоподобия для трех коррелированных шаблонных распределений, соответствующих полиномам P_0, P_4, P_8, каждое из которых имеет всего три интервала по переменной x:

$$\begin{aligned} P_0(x) &= 0.5 \times (1 - 3x^2) \\ P_4(x) &= x \\ P_8(x) &= 1 + x^2 \end{aligned} \tag{38}$$

Генерировались события, равномерно распределенные по переменной x от -1 до 1. Затем событиям приписывались веса, которые определялись значением полинома. Очевидно, что в этом случае распределение событий будет совпадать с формой полинома. Ковариация между двумя шаблонными распределениями i, j в каждом интервале n есть сумма

Таблица 5 — Ковариационная и корреляционная матрицы, построенные с использованием моделированных событий, для изучения упрощенной модели корреляции ошибок для шаблонных распределений.

Ковариационная матрица								
Интервал 0			Интервал 1			Интервал 2		
62,2	69,8	-136	68,7	-0,506	159	65,7	-71,9	-139
69,8	150	-323	-0,506	13,2	-1,84	-71,9	162	351
-136	-323	702	159	-1,84	373	-139	351	769
Корреляционная матрица								
Интервал 0			Интервал 1			Интервал 2		
1	0,723	-0,649	1	-0,0168	0,99	1	-0,697	-0,617
0,723	1	-0,994	-0,0168	1	-0,0262	-0,697	1	0,994
-0,649	-0,994	1	0,99	-0,0262	1	-0,617	0,994	1

произведений полиномов:

$$\begin{aligned} N_{i,n}^{exp} &= \sum_{evt \in n} P_i(x_{evt}) \\ \mathrm{cov_{i,j,n}} &= \sum_{evt \in n} P_i(x_{evt}) P_j(x_{evt}) \end{aligned} \tag{39}$$

Для построения шаблонных распределений генерировалось 1000 событий. Матричные элементы ковариационной матрицы и соответствующей ей корреляционной матрицы приведены в таблице 5. Функция правдоподобия для упрощенной модели в трех интервалах по переменной x строилась аналогично, как и для полной модели:

$$\mathcal{L}(\mu, A_0, A_4) = \prod_{i=1}^{3} P(N_i | \mu[A_0 T_{i0} + A_4 T_{i4} + T_{i8}]), \tag{40}$$

где μ — нормировочный параметр, который нормирует каждое шаблонное распределение, в то время как параметры A_0 и A_4 нормируют значение соответствующих полиномов P_0 и P_4.

В частично коррелированной модели добавляется штрафная функция, которая имеет вид функции Гаусса $G(\vec{\gamma}_i, \mathbf{\Sigma_i})$, а для каждого измеряемого интервала вводится дополнительный мешающий параметр $\vec{\gamma}_i$. В случае модели с полной корреляцией используется штрафная функция в виде распределения Пауссона $P(N_i^{eff} | N_i^{eff} \gamma_i)$ и соответствующие мешающие параметры добавляются для каждого измеряемого интервала

по переменной x. В этих двух случаях функцию правдоподобия можно записать в виде:

$$\mathcal{L}(\mu, A_0, A_4, \vec{\gamma}) = \prod_{i=1}^{3} P(N_i|\mu[A_0 T_{i0} + A_4 T_{i4} + T_{i8}]\gamma_i) \times \prod_{i=1}^{3} P(N_i^{eff}|N_i^{eff}\gamma_i) \quad \text{(полн. кор.)},$$

$$\mathcal{L}(\mu, A_0, A_4, \vec{\gamma}) = \prod_{i=1}^{3} P(N_i|\mu[A_0 T_{i0}\gamma_{i0} + A_4 T_{i4}\gamma_{i4} + T_{i8}\gamma_{i8}]) \times \prod_{i=1}^{3} G(\vec{\gamma}_i, \mathbf{\Sigma_i}) \quad \text{(част. кор.)}.$$

Ошибки параметров A_0 и A_4, полученные в результате двух подходов, представлены в таблице 6. В качестве псевдоданных использовались те же события, что и для построения шаблонных распределений. Ошибки измерения коэффициентов разбивались на статистические ошибки данных и статистические ошибки моделированных событий. Следует отметить, что так как вес событий брался равным единице, статистические ошибки псевдоданных и моделированных событий приблизительно равны. Из таблицы 6 видно, что разница ошибок составляет примерно $\sim 10\%$. При этом ошибки для полностью коррелированной модели больше.

Основываясь на этих результатах, разница в ошибках для измерений, выполненных в данной работе с использованием полностью коррелированной и частично коррелированной моделей, может быть приблизительно оценена в предположении, что ошибки масштабируются как $\frac{1}{\sqrt{N}}$. Таким образом, ошибка вследствие ограниченной статистики данных масштабируется как $\frac{1}{\sqrt{L_{data}}}$, где L_{data} – интегральная светимость данных, а статистическая ошибка Монте-Карло масштабируется как $\frac{1}{\sqrt{L_{eff}}}$, где L_{eff} – эффективная интегральная светимость моделированных событий. В нашем случае $L_{eff} \sim 4 \times L_{data}$. Поэтому отношение ошибок измерения угловых коэффициентов, в случае использования полностью коррелированнной или частично коррелированной моделями, равно:

$$\frac{\sigma_{Full}}{\sigma_{Partial}} = \frac{\sqrt{\sigma_{stat}^2 + \sigma_{MC}^2}}{\sqrt{\sigma_{stat}^2 + (0.9\sigma_{MC})^2}} = \frac{\sqrt{1 + 1/4}}{\sqrt{1 + 0.81/4}} \sim 1.02. \tag{41}$$

Другими словами, использование полностью коррелированной модели с мешающими параметрами, которых в 9 раз меньше, чем для частично коррелированной модели, приводит к увеличению ошибки всего на 2%. Вследствие этого, в данной работе, была выбрана модель с полной корреляцией.

5.3 Систематические ошибки данных

Экспериментальные систематические ошибки возникают в первую очередь из-за ошибок в определении энергетической калибровки при измерении энергии лептонов и определении эффективности регистрации сигнала. Ошибки, связанные с определение КХД фона, фона от электрослабых процессов и рождения $t\bar{t}$-кварков, также относят-

Таблица 6 — Статистические ошибки измерения коэффициентов A_0 и A_4 в упрощенной модели с частичной корреляцией и полной корреляцией моделированных событий, используемых для построения шаблонных распределений. Статистические ошибки разбиты на статистические ошибки данных и моделированных событий.

Метод	A0	A4
	Данные стат. / Модел. стат.	Данные стат / Модел. стат.
Полностью корр.	0,135 / 0,137	0,0785 / 0,0784
Частично корр.	0,135 / 0,120	0,0785 / 0,0724

ся в эту категорию. Эти ошибки влияют на миграцию событий между интервалами, в которых выполняются измерения угловых коэффициентов, и на моделируемую эффективность регистрации событий детектором. Тем самым эти ошибки влияют на переменные, используемые для построения шаблоных распределений и на определение весов событий, которые применяются к моделированным событиям.

Систематические ошибки, связанные с лептонами. Для того чтобы скорректировать эффективности реконструкции и идентификации лептонов, а также эффективность триггеров, используются корректирующие коэффициенты (см раздел 2.3.3). Корректирующие коэффициенты определяются как отношение эффективности, измеренной в данных, к эффективности, полученной моделированием событий $\frac{\epsilon_{Data}}{\epsilon_{MC}}$. Корректирующие коэффициенты применяются в качестве дополнительных весов для моделированных событий [115, 92, 99]. Корректирующие коэффициенты определяются с ошибкой, которую можно разделить на две компоненты. Первая компонента — это статистическая ошибка измерения корректирующего коэффициента, которая является некорелированной для разных интервалов кинематических переменных, в которых измеряются корректирующий коэффициент. Вторая компонента — это систематическая ошибка, которая коррелирует в разных интервалах и поэтому для её учета вводится один дополнительный мешающий параметр.

Для центральных электронов корректирующие коэффициенты измеряются в интервалах по поперечному импульсу p_{T} и псевдобыстроте η электрона, в то время как для впередлетящих электронов — только в интервалах по η. Для центральных электронов, чтобы уменьшить количество необходимых мешающих параметров, ошибки рассматриваются как некоррелированные в 11 интервалах по поперечному импульсу электронов, в которых измерены корректирующие коэффициенты, и коррелированными в интервалах по псевдобыстроте электрона η. Учитывая, что используются два корректирующих коэффициента — один для эффективности реконструкции, а второй для эффективности идентификации вводится — $(11 + 1) \cdot 2 = 24$ мешающих параметра для учета систематической ошибки корректирующего эффективность коэффициента для центрального

электрона. Эффект декорреляции по интервалам η был проверен и было обнаружено, что схема, в которой ошибки некоррелированы в интервалах по p_T, дает более консервативную оценку ошибки. Для впередлетящих электронов ошибки рассматривались как некоррелированные по всем 9 интервалам псевдобыстроты, которые использовались для измерения корректирующих коэффициентов. Кроме того, для впередлетящих электронов есть одна ошибка для корректирующих коэффициентов, которая коррелирует по всем интервалам η. Для её учета вводился еще один дополнительный мешающий параметр. Таким образом, для впередлетящих электронов использовалось $(9 + 1) = 10$ мешающих параметров. Было проверено, что ошибка в определении эффективности триггеров электронов играет незначительную роль в измерениях во всех случаях, и поэтому эта ошибка не принималась в расчет при минимизации функции правдоподобия.

Для учета систематических ошибок энергетической калибровки электронов и энергетического разрешения детектора вводилось еще 24 мешающих параметра. Для центральных электронов вводилось 14 параметров для учета ошибок энергетической калибровки и 7 для учета ошибок энергетического разрешения. Для впередлетящих электронов вводилось 2 параметра для учета ошибок энергетической калибровки и 1 для учета ошибок энергетического разрешения.

Для учета ошибок, связанных с эффективностью регистрации, энергетической калибровки и энергетическим разрешением для мюонов, используется более простая схема учета корреляций между ошибками. Ошибки, связанные с эффективностью регистрации, учитываются введением трех мешающих параметров — по одному для учета статистической и систематической ошибок и еще один для учета ошибки корректирующего эффективность коэффициента, связанного с триггером. Для учета ошибок, связанных с энергетической калибровкой и энергетическим разрешением детектора, вводится два несущественных параметра для внутреннего детектора и два параметра для мюонного спектрометра.

Вероятность неправильного определения знака заряда электрона значительна в передней области детектора, так как в этой области электрон теряет больше энергии за счет тормозного излучения, чем в центральной его части. Это связано с тем, что в передней области на пути электрона находится больше пассивного материала во внутреннем детекторе. Кроме того, фотоны тормозного излучения могут испытывать конверсию, вследствие которой образуются электроны, летящие близко к треку первичного электрона, и которые могут быть реконструированы вместо него. Для мюонов вероятность такого процесса пренебрежимо мала, особенно для мюонов, треки которых были реконструированы как в мюонном спектрометре, так и во внутреннем детекторе.

Ошибка в вероятности неправильного определения знака заряда электрона возникает из-за неправильного моделирования этой вероятности. Эту ошибку необходимо учесть в основном для канала $eeCF$, в котором достаточно только одному электрону

поменять знак, чтобы повлиять на результаты измерения, а также для канала $ee CC$, когда один или оба электрона регистрируются в торцевой части детектора. Так как при моделировании событий в данной работе для описание детектора использовалась улучшенная модель детектора, в которую были внесены поправки на количество пассивного материала в детекторе, а для реконструкции электронов использовался новый алгоритм GSF (Gaussian Sum Filter), учитывающий энергетические потери электронов на тормозное излучение, можно ожидать, что поправки, необходимые для правильного моделирования, будут малы. Результаты изучения этих поправок для данной работы представлены в разделе 3.6.

Для канала $eeCF$ было проведено дополнительное исследование с целью подтвердить, что оставшиеся поправки к вероятности неправильного определения знака заряда малы. Для этого были использованы корректирующие коэффициенты, измеренные в 2011 году, которые были получены с моделью, описывающей детектор менее точно. Корректирующие коэффициенты, измеренные в 2011 году, по величине намного больше, чем те, которые использовались в данной работе. Были определены угловые коэффициенты как с учетом, так и без учета корректирующих коэффициентов. В качестве примера на рисунке 35 показана разница полученных значений для коэффициента A_4 с учетом и без учета поправки на вероятность неправильного определения знака заряда электрона, которая составила примерно $\sim 10^{-4}$ при всех значениях p_T^Z. То же самое было сделано и для новых корректирующих коэффициентов. Результаты, полученные в этом случае для углового коэффициента A_4, также приведены на рисунке 35. Так как в этом случае значение корректирующих коэффициентов много меньше, то и их влияние на результат измерения меньше. Если из процесса подгонки параметров при минимизации функции правдоподобия полностью удалить шаблонное распределение, отвечающее за ошибку вероятности неправильного определение знака заряда электрона, то это приводит к сдвигу центрального значения углового коэффициента A_4 на величину порядка $\sim 0,005$ при всех значениях p_T^Z. Наивно можно было бы предположить, что величина такого сдвига должна быть равна доле электронов, у которых неправильно определяется заряд, то есть $\sim 2\%$ (см. раздел 3.6). Однако, так как шаблонное распределение для коэффициента A_4 не является равномерным по переменной $\cos\theta_{CS}$, то полином A_4 не поглощает всю разницу. Основываясь на этих соображениях, использовались модифицированные корректирующие коэффициенты, для которых не учитывались систематические ошибки, так как их влияние пренебрежимо мало.

Систематические ошибки, связанные с фоновыми процессами. Имеется два источника ошибок, связанных с измерением фона от многоструйных процессов, который иногда называют КХД фон. Первый — это статистическая ошибка нормировки фона в каждом интервале по $p_T^{\ell\ell}$. Для учета этих ошибок вводятся по одному мешающему параметру для каждого интервала $p_T^{\ell\ell}$. Второй — систематическая ошибка, связанная

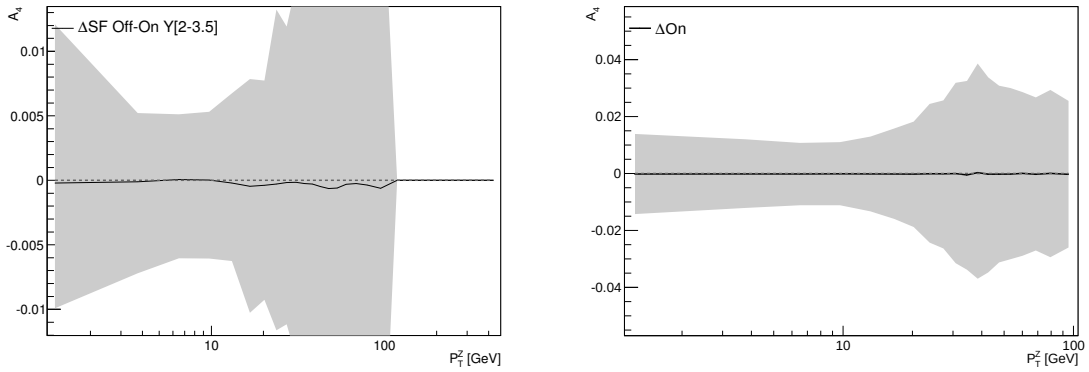

Рисунок 35 — Разница в процентах между измеренным угловым коэффициентом A_4 в данных с учетом и без учета ошибки в вероятности неправильного определения знака заряда электрона. Заштрихованная область показывает полную ошибку измерения. Слева показан результат полученный в 2011 году, а справа — в 2012 году.

с общей нормировкой фона, которая оценивается, используя альтернативные критерии для определения шаблонных распределений фона от многоструйных событий. Из-за смешивания многоструйных событий и событий от фонового процесса ассоциированного рождения W-бозона со струями $W + jets$ в шаблонных распределениях возникает корреляция между интервалами по $p_T^{\ell\ell}$. Для того чтобы избежать влияния отдаленных интервалов p_T^Z друг на друга, систематические ошибки рассматриваются как некоррелированные для всех интервалов по p_T^Z. Так как угловые коэффициенты в любом случае некоррелированы в интервалах по p_T^Z, то такой подход можно считать консервативным. Ошибки, связанные с фоновыми процессами, учитываются во всех трех каналах измерений и рассматриваются как некоррелированные. Для фоновых событий, связанных с электрослабыми процессами и процессами распада $t\bar{t}$ кварков, использовалась ошибка равная 20%, которая считалась некоррелированной в интервалах по $p_T^{\ell\ell}$, но коррелированной между каналами $eeCC$ и $\mu\mu CC$. Это позволяет учесть неопределенность в форме распределения фона.

Другие источники экспериментальных систематических ошибок. Были рассмотрены также и другие источники экспериментальных систематических ошибок, такие как ошибки, связанные с дополнительным числом вершин pp взаимодействий (англ., pileup) на одно пересечение пучков, юстировки (англ., alignment) внутреннего детектора относительно мюонного спектрометра, которая может влиять на измерение поперечного импульса мюона. Было обнаружено, что влияние этих ошибок пренебрежимо мало.

Ошибка, связанная с определением интегральной светимости, составляла $\pm 2,8\%$. Значение данной ошибки определялось по методике описанной в работе [119]. Данная

ошибка влияет только на нормировку фона, который определяется из моделирования, но это влияние также пренебрежимо мало.

5.4 Теоретические систематические ошибки

В данном разделе рассматриваются теоретические систематические ошибки, которые возникают из-за неоднозначности выбора КХД шкалы ренормализации/факторизации, ПФР, моделирования развития партонных ливней, выбора генератора для моделирования сигнальных событий, КЭД и электрослабых поправок. Оценки этих ошибок выполнялись либо путем применения дополнительных весов для событий, как например в случае ПФР, либо путем построения альтернативных шаблонных распределений из моделированных событий. Шаблонные распределения, построенные для каждой вариации параметра, являющегося источником систематических ошибок, имеют свой набор референсных угловых распределений (см. раздел 1.2), так чтобы каждой вариации соответствовало шаблонное распределение с равномерным распределением. Это сделано так, что ошибки вычисления референсных коэффициентов из моделированных событий оказывают минимальное влияние на ошибки измеряемых коэффициентов, меньшее чем ошибки, связанные с моделированием миграции событий и аксептанса детектора. Тем не менее небольшая доля событий вне аксептанса детектора может быть связана с поведением коэффициентов за измеряемым дипазоном по быстроте y^Z. В этом специфическом случае теоретические модели, использованные для расчета референсных коэффициентов, могут иметь небольшое влияние на измеряемые коэффициенты.

КХД шкала ренормализации/факторизации. Систематические ошибки, связанные с выбором шкалы КХД факторизации и ренормализации, влияют только на теоретические значения коэффициентов в небольшой области фазового пространства, где измерения недоступны. Эти ошибки оценивались путем вариации шкалы факторизации и ренормализации для теоретических значений коэффициентов в области $|y^Z| > 3,5$. Для того чтобы оценить влияние этих ошибок, использовались изменения в шаблонных распределениях, которые возникают при вариации аксептанса детектора.

Партонные функции распределения. Систематические ошибки, возникающие из-за ПФР, вычислялись используя 52 собственных вектора ПФР CT10, которые представляют 26 независимых источников ошибок. Ошибки для ПФР CT10 определены для 90% уровня достоверности. Поэтому они перемасштабировались множителем 1,64, чтобы привести их к 68% уровню достоверности (вариация в одно стандартное отклонение). События также перевзвешивались, используя другие ПФР, а именно NNPDF2.3 [120] и MSTW [63], и рассматривались как независимые систематические ошибки. Полученные ошибки рассматривались как симметричные. Всего для учета ошибок, связанных с ПФР, использовалось 26+2 мешающих параметра, то есть 26 парамет-

ров для собственных векторов ПФР CT10 и по одному на каждое новое распределение партонов.

Моделирование партонных ливней. Для построения альтернативных шаблонных распределений использовался генератор POWHEG+HERWIG. Генератор POWHEG позволяет выполнять расчеты матричных элементов в NLO приближении. Генератор HERWIG выполняет моделирование партонных ливней и «underline» событий. Разница в форме распределения шаблонных распределений альтернативного генератора и основного POWHEG + PYTHIA8 использовалась для оценки систематических ошибок, связанных с моделированием партонных ливней и «underline» событий.

Генераторы событий. Систематическая ошибка, связанная с генератором сигнальных событий $p + p \to Z + \ell + \ell + X$, должна быть мала. Тем не менее она оценивалась путем введения весов для событий, генерированных с помощью основного генератора POWHEG + PYTHIA8, так чтобы распределение по быстроте Z-бозонов совпало с распределением для генератора SHERPA. Распределение для генератора SHERPA по быстроте Z-бозонов отличается от распределения, полученного с помощью генератора POWHEG+PYTHIA8, наличием постоянного наклона $\sim 5\%$. Полученные, после введения дополнительных весов, события использовались для определения нового набора референсных угловых коэффициентов и построения сигнальных шаблонных распределений. Эти новые шаблонные распределения рассматривались как вариации номинальных шаблонных распределений. Вклад этой ошибки учитывался введением одного дополнительного мешающего параметра при минимизации функции правдоподобия.

КЭД и электрослабые поправки: Другой источник систематических теоретических ошибок может возникать из-за нарушения фундаментального предположения, сделанного в данной работе, о том, что угловое распределение лептонов может быть выражено в виде суммы девяти полиномов по переменным $cos\theta$ и ϕ, а все эффекты, связанные с КХД поправками, «спрятаны» в угловых коэффициентах при полиномах (см раздел 1.1). При этом КХД и электрослабые поправки лишь незначительно влияют на угловые коэффициенты. Последнее утверждение о том, что электрослабые петлевые диаграммы или КЭД излучение фотонов в конечном состоянии могут нарушать сохранение спиральности, которое предполагается в уравнении (8) для дифференциального сечения, только на незначительном уровне, основано на исследованиях, проведенных на электрон-позитронном коллайдере LEP [121, 122, 123]:

- Малое влияние КЭД и электрослабых поправок при вычислении угловых распределений в распадах Z-бозона в каналах $Z \to ee$ и $Z \to \mu\mu$ подтверждается малой интерференцией между КЭД излучением в конечном (англ., Final State Radiation, FSR) и начальном (англ., Initial State Radiation, ISR) состояниях. При вычислении интерференции учитываются все КЭД и электрослабые бокс-диаграммы в NLO

КЭД приближении, так как они необходимы, чтобы устранить инфракрасную расходимость процессов КЭД излучения в начальном и конечном состояниях.

- Вклад этих поправок порядка $\sim 1,5\% \times \Gamma_Z/m_Z$ для событий, кинематика которых не сильно отличается от кинематики событий в области полюса Z-бозона [121, 122].

- Таких событий примерно $\sim 0,05\%$, то есть пренебрежимо малое количество даже для прецизионных измерений, выполненных в этой работе. На протон-протонном коллайдере это число будет даже меньше, так как рождение Z-бозона происходит при столкновении кварков $q\bar{q}$, а заряд кварка меньше заряда электрона.

- Несмотря на то что процесс $Z \to ee\gamma$ — это трехчастичный распад, в литературе существует доказательство, что полный момент уносимый фотоном равен нулю. Это является следствием того, что спиральность вылетающих лептонов при распаде Z-бозона комбинируется с орбитальным моментом. Единственная область, где это слегка нарушается — это область коллинеарного режима при излучении фотона на малый угол $\sim m_{lepton}/m_Z$. Влияние этих эффектов также пренебрежимо по сравнению с точностью достижимой в измерениях, выполненных в данной работе, так как их вклад составляет $\sim \alpha_{QED}/4$ [123]. Доминирующая часть этого эффекта, а именно порядка $\sim 75\%$, приходит от излучения в конечном состоянии (FSR), когда импульс излученного коллинеарного фотона больше импульса лептона.

После проведенных исследований было показано, что единственными источниками теоретических систематических ошибок, которыми нельзя пренебречь при измерении угловых коэффициентов, являются ПФР. Так, например, при измерении углового коэффициента A_0 при малых p_T^Z эти ошибки являются доминирующими.

5.5 Систематические ошибки, связанные с методикой измерения

В этом разделе рассмотрены систематические ошибки, связанные с построением шаблонных распределений, минимизацией функции правдоподобия и регуляризацией результатов. Эти ошибки могут проявляться через чувствительность к форме моделированного спектра по p_T^Z, к форме спектра коэффициентов A_i, для которого выполняется подгонка, или возможным смещением центральных значений коэффициентов, вызванное используемой схемой регуляризации результатов.

Форма $p_T^{\ell\ell}$ спектра. Чувствительность к форме $p_T^{\ell\ell}$ спектра была проверена двумя различными способами. Используя полином третьего порядка, была выполнена подгонка к измеренному спектру по $p_T^{\ell\ell}$. Полученный полином использовался для опреде-

ления дополнительных весов в интервалах по $p_T^{\ell\ell}$ для моделированного спектра, чтобы он лучше воспроизводил измеренный спектр. Полученный после применения дополнительных весов моделированный спектр, использовался как псевдоданные, из которых извлекались угловые коэффициенты. Разница между референсными и полученными таким образом коэффициентами незначительна и много меньше, чем ожидаемая статистическая ошибка в каждом интервале по p_T^Z, за исключением, может быть, последнего интервала по p_T^Z. Аналогичная процедура повторялась для другого способа определения весов. В этом случае веса для каждого интервала моделированного спектра по $p_T^{\ell\ell}$ определялись в каждом интервале измеренного в данных спектра по $p_T^{\ell\ell}$. Разница между референсными и полученными коэффициентами с помощью второго метода перевзвешивания также была незначительной.

Форма спектров A_i. Чувствительность к форме спектров A_i проверялась подгонкой к псевдоданным, соответствующим разным наборам референсных коэффициентов A_i^{Ref}, для того чтобы проверить, что полученные коэффициенты воспроизводят референсные. С этой целью использовались наборы генерированных событий, которые разделялись на две части. Первая часть использовалась как набор псевдоданных, а вторая — для выполнения минимизации функции правдоподобия, то есть для восстановления («измерения») коэффициентов. Использовались генераторы POWHEG +PYTHIA 8 и SHERPA 1.4. В другом случае событиям приписывались дополнительные веса, так чтобы все референсные угловые коэффициенты были равны нулю. Далее выполнялась минимизация функции правдоподобия, чтобы проверить насколько точно восстанавливаются полученные таким образом коэффициенты. Из рисунка 36, где показаны результаты такой процедуры, видно, что точность восстановления угловых коэффициентов лучше, чем точность самой процедуры минимизации и меньше ожидаемой статистической точности, которая представлена на рисунке в виде цветной полосы.

Процедура регуляризации. Влияние процедуры регуляризации результатов измерения угловых коэффициентов на точность их измерения оценивалось с помощью псевдоэксперимента. Процедура регуляризации может приводить к смещению центрального значения измеренных коэффициентов. Для оценки этого смещения референсные коэффициенты, полученные для событий генерированных с помощью POWHEG +PYTHIA8 определялись как непрерывные функции y_{ij} от p_T^Z путем их подгонки полиномами шестого порядка. Разница между y_{ij} и математическим ожиданием $E[A_{ij}]$ распределения, полученного в результате минимизации функции правдоподобия и регуляризации $|E[A_{ij}] - y_{ij}|$, рассматривалась как оценка потенциального смещения центрального значения регуляризованных результатов измерения угловых коэффициентов A_{ij} (см. раздел 4.4).

Было показано, что ошибки, связанные с применением дополнительных весов к спектру p_T^Z и с формой спектров референсных коэффициентов, пренебрежимо малы.

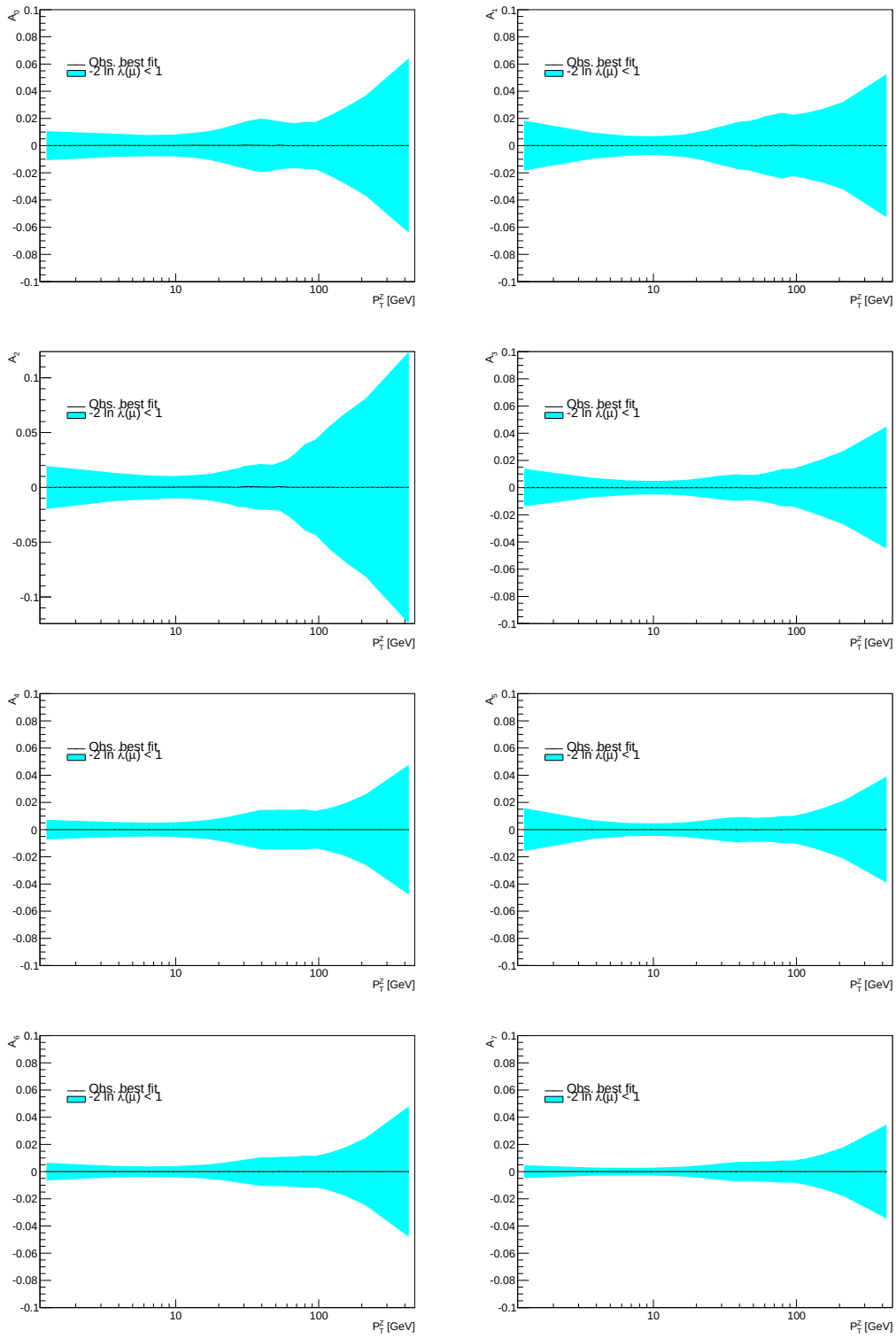

Рисунок 36 — Результаты проверки восстановления коэффициентов A_{0-7} с помощью псевдоданных. Всем коэффициентам в псевдоданных были приписаны значения тождественно равные нулю. Заполненным цветом показаны статистические ошибки измерения в зависимости от p_T^Z. Центральное значение представляет разность между заданным значением референсных коэффициентов (равным нулю) и восстановленным, полученным в результате минимизации функции правдоподобия.

Единственный источник систематической ошибки, связанной с методикой измерения коэффициентов, возникает от процедуры регуляризации. Величина этой ошибки мала, но достигает величины сравнимой со статистической ошибкой для коэффициентов A_0 и A_2.

5.6 Сводка всех систематических ошибок

В качестве примера, в таблицах 7-10 , приведены ошибки измерения угловых коэффициентов при низких ($5-8$ ГэВ), средних ($22-22,5$ ГэВ) и высоких ($132-173$ ГэВ) значениях поперечного импульса Z-бозона p_T^Z. Показан вклад в систематическую ошибку всех компонент. Из перечисленных систематических теоретических ошибок доминируют ошибки, связанные с ПФР, которые в некоторых случаях превышают статистическую ошибку. Среди экспериментальных систематических ошибок доминируют ошибки, связанные с эффективностями регистрации лептонов. Они являются доминирующими ошибками в области малых p_T^Z для углового коэффициента A_2.

Доминирующей ошибкой при измерении коэффициентов A_i, в большинстве случаев, является статистическая ошибка, даже в наиболее заселенных интервалах при малых p_T^Z, которые содержат сотни тысяч событий. Исключением является коэффициент A_0, для которого ошибки, связанные с ПФР и эффективностью регистрации электронов, доминируют для p_T^Z меньше 80 ГэВ. Следующая по величине ошибка возникает из статистики моделированных событий сигнала. Это продемонстрировано на рисунке 37, на котором показана эволюция ошибки в зависимости от p_T^Z для разницы коэффициентов $A_0 - A_2$, включая вклад систематических ошибок для случая, когда используется или не используется процедура регуляризации результатов измерения угловых коэффициентов. Зависимость полной, статистической и систематической ошибок от поперечного импульса Z-бозона p_T^Z показана для всех коэффициентов на рисунке 38 как для регуляризованных, так и нерегуляризованных измерений.

, ,0 ,0 ,0

Таблица 7 — Систематические и статистические ошибки регуляризованных измерений коэффициентов A_0, A_2 и $A_0 - A_2$ при низких ($5 - 8$ ГэВ), средних ($22 - 22,5$ ГэВ) и высоких ($132 - 173$ ГэВ) значениях поперечного импульса Z-бозона p_T^Z интегрально по всему диапазону быстрот y^Z. Показан вклад в систематическую ошибку всех основных компонент. Прочерк обозначает, что ошибка ниже 0,0001.

$p_T^Z = 5 - 8$ ГэВ									
Коэфф.	A_0			A_2			$A_0 - A_2$		
Канал изм.	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$
Ошибка	0,0114	0,0123	0,0083	0,0061	0,0045	0,0036	0,0102	0,0107	0,0076
Стат. данные	0,0034	0,0029	0,0022	0,0039	0,0034	0,0025	0,0050	0,0043	0,0033
Сист.	0,0109	0,0120	0,0081	0,0047	0,0029	0,0026	0,0089	0,0098	0,0068
Стат. мод.	0,0017	0,0015	0,0011	0,0020	0,0018	0,0013	-	0,0023	0,0017
Лептоны	0,0065	0,0006	0,0014	0,0036	0,0021	0,0017	0,0072	0,0021	0,0022
Фон	0,0004	0,0003	0,0002	0,0002	0,0001	0,0001	-	-	0,0006
Теория	0,0054	0,0100	0,0042	0,0006	0,0005	0,0005	0,0046	-	0,0041
Метод.	0,0016	0,0016	0,0016	0,0013	0,0013	0,0013	0,0001	0,0001	0,0001
$p_T^Z = 22 - 25,5$ ГэВ									
Коэфф.	A_0			A_2			$A_0 - A_2$		
Канал изм.	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$
Ошибка	0,0101	0,0120	0,0080	0,0067	0,0050	0,0041	0,0102	0,0111	0,0077
Стат. данные	0,0049	0,0043	0,0033	0,0047	0,0043	0,0031	0,0064	0,0060	0,0045
Сист.	0,0089	0,0112	0,0073	0,0047	0,0027	0,0026	0,0079	0,0094	0,0063
Стат. мод.	0,0023	0,0021	0,0015	0,0022	0,0020	0,0015	0,0039	0,0035	0,0025
Лептоны	0,0050	0,0005	0,0013	0,0037	0,0003	0,0013	0,0064	0,0009	0,0019
Фон	0,0005	0,0003	0,0002	0,0003	0,0002	0,0002	-	-	0,0006
Теория	0,0047	0,0092	0,0038	0,0003	0,0003	0,0002	0,0043	0,0097	0,0039
Метод.	0,0021	0,0021	0,0021	0,0016	0,0016	0,0016	0,0003	0,0003	0,0003
$p_T^Z = 132 - 173$ ГэВ									
Коэфф.	A_0			A_2			$A_0 - A_2$		
Канал изм.	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$
Ошибка	0,0143	0,0143	0,0110	0,0400	0,0380	0,0294	0,0326	0,0367	0,0227
Стат. данные	0,0113	0,0104	0,0077	0,0324	0,0289	0,0214	0,0295	0,0304	0,0196
Сист.	0,0087	0,0092	0,0079	0,0229	0,0239	0,0202	0,0139	0,0206	0,0116
Стат. мод.	0,0029	0,0060	0,0032	0,0085	0,0167	0,0092	0,0091	0,0181	0,0100
Лептоны	0,0031	0,0006	0,0012	0,0095	0,0026	0,0040	0,0076	-	0,0043
Фон	0,0006	0,0009	0,0006	0,0020	0,0033	0,0020	-	-	0,0009
Теория	0,0008	0,0015	0,0010	0,0009	0,0021	0,0016	0,0024	0,0047	0,0026
Метод.	0,0067	0,0067	0,0067	0,0172	0,0172	0,0172	0,0067	0,0067	0,0067

Таблица 8 — Систематические и статистические ошибки регуляризованных измерений коэффициентов A_1, A_3 и A_4 при низких ($5-8$ ГэВ), средних ($22-22,5$ ГэВ) и высоких ($132-173$ ГэВ) значениях поперечного импульса Z-бозона p_T^Z интегрально по всему диапазону быстрот y^Z. Показан вклад в систематическую ошибку всех основных компонент. Прочерк обозначает, что ошибка ниже 0,0001.

$p_T^Z = 5-8$ GeV									
Коэфф.	A_1			A_3			A_4		
Канал изм.	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$
Ошибка	0,0032	0,0027	0,0023	0,0018	0,0016	0,0012	0,0034	0,0030	0,0024
Стат. данные	0,0024	0,0021	0,0016	0,0016	0,0015	0,0011	0,0023	0,0020	0,0015
Сист.	0,0021	0,0018	0,0017	0,0008	0,0007	0,0006	0,0025	0,0022	0,0019
Стат. мод.	0,0012	0,0010	0,0008	0,0008	0,0007	0,0006	0,0011	0,0010	0,0008
Лептоны	0,0015	0,0018	0,0012	0,0002	0,0002	0,0001	0,0002	-	0,0001
Фон	0,0002	0,0001	0,0001	-	0,0001	-	0,0001	-	0,0001
Теория	0,0003	0,0003	0,0003	0,0001	0,0001	0,0001	0,0020	0,0018	0,0017
Метод.	0,0006	0,0006	0,0006	0,0001	0,0001	0,0001	0,0002	0,0002	0,0002
$p_T^Z = 22-25.5$ GeV									
Коэфф.	A_1			A_3			A_4		
Канал изм.	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$
Ошибка	0,0042	0,0038	0,0027	0,0023	0,0021	0,0016	0,0039	0,0035	0,0026
Стат. данные	0,0033	0,0029	0,0022	0,0021	0,0019	0,0014	0,0032	0,0028	0,0021
Сист.	0,0026	0,0025	0,0016	0,0010	0,0009	0,0007	0,0022	0,0020	0,0015
Стат. мод.	0,0016	0,0014	0,0011	0,0010	0,0009	0,0007	0,0016	0,0014	0,0010
Лептоны	0,0011	0,0009	0,0007	0,0003	-	0,0001	0,0003	0,0001	0,0002
Фон	-	-	-	0,0001	-	0,0001	0,0001	0,0001	0,0001
Теория	0,0010	0,0014	0,0005	0,0003	0,0002	0,0002	0,0013	0,0012	0,0012
Метод.	0,0007	0,0007	0,0007	0,0001	0,0001	0,0001	0,0003	0,0003	0,0003
$p_T^Z = 132-173$ GeV									
Коэфф.	A_1			A_3			A_4		
Канал изм.	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$
Ошибка	0,0127	0,0129	0,0092	0,0113	0,0118	0,0081	0,0074	0,0079	0,0054
Стат. данные	0,0113	0,0106	0,0078	0,0108	0,0102	0,0074	0,0071	0,0068	0,0049
Сист.	0,0054	0,0070	0,0049	0,0033	0,0059	0,0034	0,0022	0,0040	0,0022
Стат. мод.	0,0035	0,0060	0,0034	0,0032	0,0059	0,0033	0,0021	0,0037	0,0022
Лептоны	0,0025	-	0,0007	0,0011	0,0015	0,0007	0,0004	0,0004	0,0002
Фон	0,0006	-	-	0,0006	0,0011	0,0003	0,0002	0,0003	0,0001
Теория	0,0010	0,0010	0,0007	-	-	0,0005	0,0004	0,0004	0,0004
Метод.	0,0031	0,0031	0,0031	0,0004	0,0004	0,0004	0,0005	0,0005	0,0005

Таблица 9 — Систематические и статистические ошибки регуляризованных измерений коэффициентов A_5, A_5 и A_7 при низких ($5-8$ ГэВ), средних ($22-22,5$ ГэВ) и высоких ($132-173$ ГэВ) значениях поперечного импульса Z-бозона p_T^Z интегрально по всему диапазону быстрот y^Z. Показан вклад в систематическую ошибку всех основных компонент. Прочерк обозначает, что ошибка ниже 0,0001.

$p_T^Z = 5-8$ GeV									
Коэфф.	A_5			A_6			A_7		
Канал изм.	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$
Ошибка	0,0021	0,0019	0,0015	0,0022	0,0019	0,0015	0,0015	0,0014	0,0010
Стат. данные	0,0018	0,0017	0,0013	0,0019	0,0017	0,0013	0,0014	0,0012	0,0009
Сист.	0,0010	0,0009	0,0007	0,0011	0,0009	0,0007	0,0007	0,0006	0,0005
Стат. мод.	0,0009	0,0008	0,0006	0,0010	0,0009	0,0007	0,0007	0,0006	0,0005
Лептоны	0,0003	-	0,0001	0,0001	0,0001	0,0001	0,0001	-	0,0001
Фон	0,0001	-	-	0,0001	-	-	-	-	-
Теория	0,0002	0,0001	-	0,0004	0,0004	0,0004	0,0002	0,0002	0,0002
Метод.	0,0003	0,0003	0,0003	0,0002	0,0002	0,0002	0,0001	0,0001	0,0001
$p_T^Z = 22-25.5$ GeV									
Коэфф.	A_5			A_6			A_7		
Канал изм.	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$
Ошибка	0,0026	0,0023	0,0018	0,0028	0,0025	0,0019	0,0020	0,0018	0,0014
Стат. данные	0,0023	0,0021	0,0015	0,0025	0,0022	0,0017	0,0018	0,0016	0,0012
Сист.	0,0012	0,0011	0,0009	0,0013	0,0012	0,0009	0,0009	0,0008	0,0006
Стат. мод.	0,0011	0,0010	0,0008	0,0012	0,0011	0,0008	0,0009	0,0008	0,0006
Лептоны	-	-	0,0001	0,0002	0,0001	0,0001	0,0001	0,0001	0,0001
Фон	-	-	-	0,0001	0,0001	0,0001	0,0001	0,0001	0,0001
Теория	0,0001	0,0001	-	0,0002	0,0001	0,0001	0,0002	0,0001	0,0001
Метод.	0,0004	0,0004	0,0004	0,0002	0,0002	0,0002	0,0001	0,0001	0,0001
$p_T^Z = 132-173$ GeV									
Коэфф.	A_5			A_6			A_7		
Канал изм.	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$	ee	$\mu\mu$	ee+$\mu\mu$
Ошибка	0,0092	0,0097	0,0069	0,0076	0,0081	0,0056	0,0066	0,0071	0,0048
Стат. данные	0,0087	0,0083	0,0060	0,0072	0,0070	0,0050	0,0063	0,0061	0,0044
Сист.	0,0034	0,0052	0,0034	0,0023	0,0041	0,0024	0,0018	0,0035	0,0020
Стат. мод.	0,0024	0,0046	0,0027	0,0020	0,0039	0,0022	0,0018	0,0035	0,0019
Лептоны	0,0013	-	0,0008	0,0006	0,0003	0,0004	0,0005	0,0004	0,0003
Фон	0,0004	0,0007	-	0,0004	0,0003	0,0002	0,0003	0,0002	0,0002
Теория	0,0002	0,0008	0,0005	0,0004	0,0003	0,0002	0,0003	0,0003	0,0002
Метод.	0,0022	0,0022	0,0022	0,0008	0,0008	0,0008	0,0002	0,0002	0,0002

Таблица 10 — Систематические и статистические ошибки регуляризованных измерений коэффициентов A_0, A_2, A_3, A_4, A_5 , A_7 в канале $eeCF$ при низких ($5-8$ ГэВ), средних ($22-22,5$ ГэВ) и высоких ($132-173$ ГэВ) значениях поперечного импульса Z-бозона p_T^Z для диапазона быстрот Z-бозона $2 < |y^Z| < 3.5$. Показан вклад в систематическую ошибку всех основных компонент. Прочерк обозначает, что ошибка ниже 0,0001.

$p_T^Z = 5-8$ GeV						
Коэфф.	A_0	A_2	A_3	A_4	A_5	A_7
Ошибка	0,0377	0,0657	0,0190	0,0097	0,0161	0,0064
Стат. данные	0,0169	0,0569	0,0183	0,0090	0,0152	0,0059
Сист.	0,0337	0,0328	0,0054	0,0036	0,0053	0,0026
Лептоны	0,0282	0,0263	0,0014	0,0015	0,0021	0,0005
Стат. мод.	0,0059	0,0150	0,0047	0,0032	0,0049	0,0026
Фон	0,0047	0,0202	0,0010	0,0006	0,0007	0,0002
Теория	0,0121	0,0032	0,0008	0,0012	-	0,0002
Метод.	0,0008	0,0002	0,0006	0,0002	0,0007	0,0001
$p_T^Z = 22-25.5$ GeV						
Коэфф.	A_0	A_2	A_3	A_4	A_5	A_7
Ошибка	0,0395	0,0724	0,0225	0,0148	0,0193	0,0107
Стат. данные	0,0257	0,0660	0,0216	0,0140	0,0183	0,0101
Сист.	0,0300	0,0299	0,0063	0,0048	0,0061	0,0035
Лептоны	0,0264	0,0203	0,0024	0,0015	0,0014	0,0006
Стат. мод.	0,0083	0,0165	0,0057	0,0045	0,0057	0,0035
Фон	0,0062	0,0190	0,0015	0,0006	0,0007	0,0004
Теория	0,0089	0,0023	0,0002	0,0013	0,0003	0,0004
Метод.	0,0007	0,0011	0,0005	0,0003	0,0002	0,0002
$p_T^Z = 73.4-85.4$ GeV						
Коэфф.	A_0	A_2	A_3	A_4	A_5	A_7
Ошибка	0,0425	0.1242	0,0383	0,0211	0,0355	0,0233
Стат. данные	0,0296	0,0991	0,0345	0,0192	0,0323	0,0214
Сист.	0,0304	0,0747	0,0167	0,0089	0,0146	0,0094
Лептоны	0,0149	0,0399	0,0034	0,0026	0,0015	0,0017
Стат. мод.	0,0125	0,0417	0,0145	0,0083	0,0136	0,0090
Фон	0,0301	0,0343	0,0053	0,0018	0,0038	0,0008
Теория	0,0033	0,0069	0,0008	0,0006	0,0009	0,0009
Метод.	0,0014	0,0041	0,0012	0,0008	0,0012	0,0004

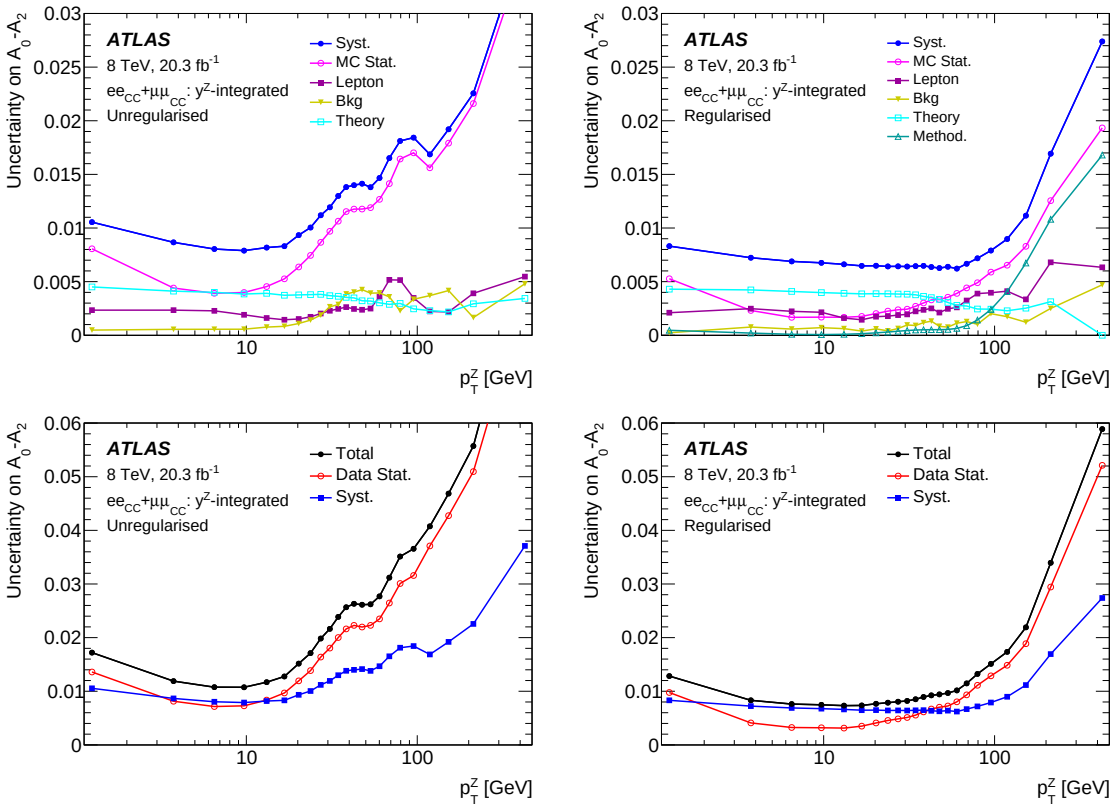

Рисунок 37 — Систематическая (вверху) и полная (внизу) ошибки измерения разности коэффициентов $A_0 - A_2$ в зависимости от p_T^Z интегрально по быстроте Z-бозона y^Z. Измерения выполнены для данных, объединенных в двух каналах $eeCC$ и $\mu\mu CC$. Для систематической ошибки показан вклад всех основных компонент. Слева показаны результаты для нерегуляризованных измерений, а справа — для регуляризованных.

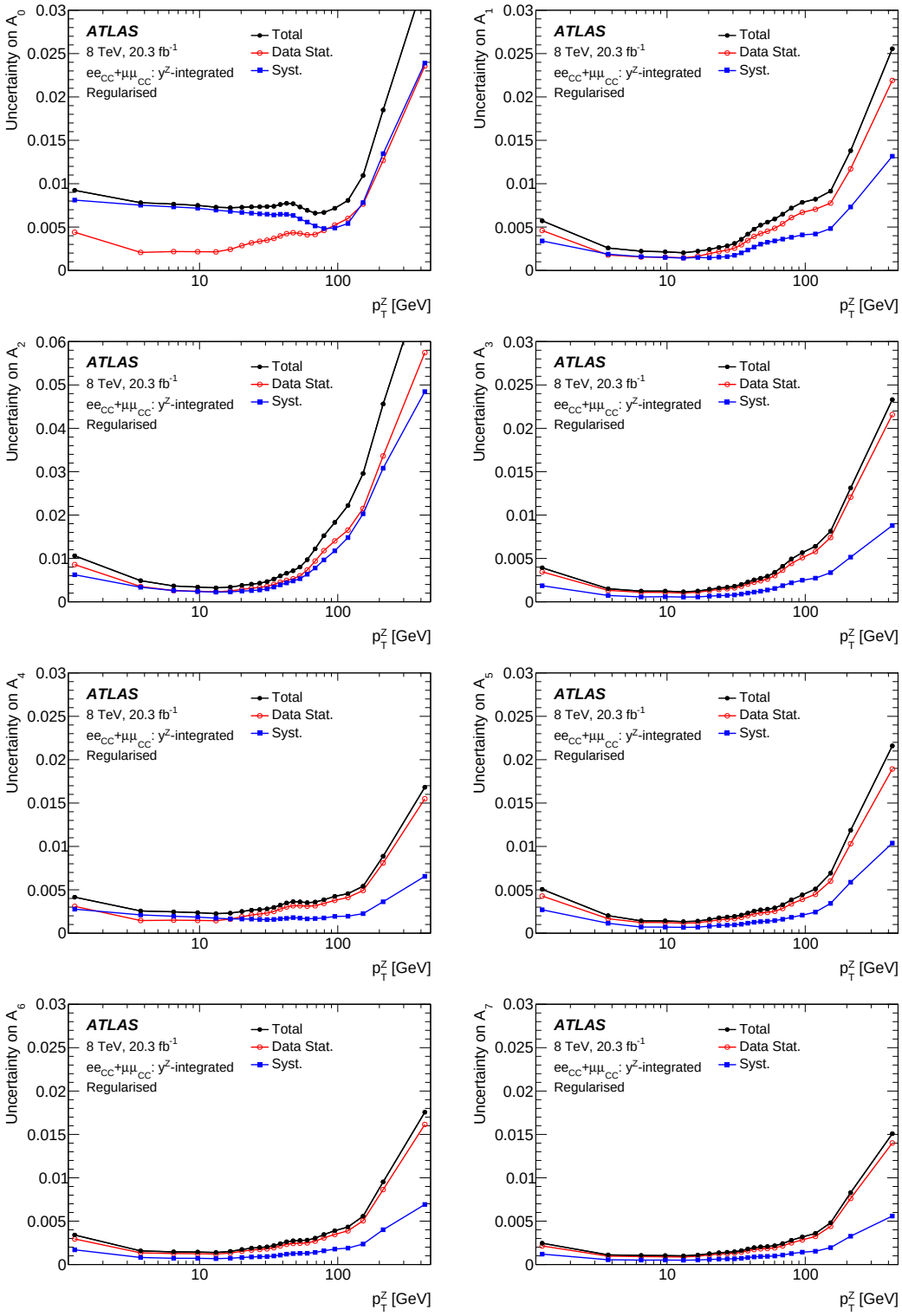

Рисунок 38 — Полная ошибка измерения угловых коэффициентов A_{0-7} в зависимости от p_T^Z интегрально по быстроте Z-бозона y^Z. Измерения выполнены для данных, объединенных в двух каналах $eeCC$ и $\mu\mu CC$. Показан вклад в полную ошибку систематической и статистической ошибок. Слева показаны результаты для нерегуляризованных измерений, а справа — для регуляризованных.

Глава 6 Результаты измерений

В данной главе представлены экспериментальные результаты измерения полного набора поляризационных угловых коэффициентов A_i [124, 125]. В качестве первого важного шага в разделе 6.1 обсуждается совместимость полученных результатов между тремя каналами измерений $eeCC$, $\mu\mu CC$ и $eeCF$. Далее в разделе 6.2 приведены результаты измерений коэффициентов A_i и оценка статистической значимости отклонения коэффициентов $A_{5,6,7}$ от нуля. Результаты различных перекрестных проверок полученных результатов, включая проверку достоверности представления угловой зависимости измеряемого сечения в виде разложения по девяти полиномам P_i путем исследования наличия в разложении полиномов более высокого порядка, представлены в разделе 6.3.

6.1 Сравнения между каналами измерений

Так как для измерения коэффициентов используется процедура минимизации функции правдоподобия, основанная на реконструированных переменных, то для проверки совместимости полученных результатов в разных каналах измерения была выполнена специальная количественная проверка. Функция максимального правдоподобия параметризовалась для каждого коэффициента i в измеряемом интервале j по p_T^Z следующим образом: $\Delta A_{ij} = A_{ij}^{\mu\mu} - A_{ij}^{ee}$, как это описано в разделе 4.5. Статистическая проверка гипотезы о совместимости параметров ΔA_{ij} с нулем, то есть о совместимости результатов измерения в разных канала между собой, была выполнена количественно, используя критерий согласия Пирсона (χ^2-критерий), с учетом всех корреляций. Для этого сначала значение χ^2 вычислялось для каждого углового коэффициента i для всех интервалов j по p_T^Z, а затем для всех коэффициентов и всех интервалов по p_T^Z одновременно. Проверка гипотезы $\Delta A_{ij} = 0$ выполнялась как для случая интегральных измерений угловых коэффициентов по всему диапазону быстрот y^Z между каналами измерений $\mu\mu CC$ и $eeCC$, $\mu\mu CC$ и $eeCF$, так и для случая измерений в первых двух интервалах по быстроте y^Z между каналами $\mu\mu CC$ и $eeCF$. Полученные значения χ^2, представленные в таблице 11, демонстрируют хорошее согласие с гипотезой $\Delta A_{ij} = 0$.

Зависимости величины ΔA_{ij} от p_T^Z для случая интегральных измерений по y^Z для каналов $eeCC$ и $\mu\mu CC$ показаны на рисунке 39 как для регуляризованных, так и нерегуляризованных измерений. Визуально видно, что результат совместим с нулем. В некоторых случаях нерегуляризованные величины ΔA_{ij} показывают флуктуации выше или ниже нуля, которые возникают из-за антикорреляций между отдельными интервалами по p_T^Z. На кривых для регуляризованных результатов эти флуктуации сглаживаются за счет больших корреляций между интервалами, которые вносит процедура

Таблица 11 — Значения χ^2, полученные для величины ΔA_i, которая представляет разность между результатами измерений коэффициентов A_i в каналах $\mu\mu CC$ и $eeCC$ (в левых трех колонках) и $\mu\mu CC$ и $eeCF$ (в правых двух колонках), иллюстрирующие совместимость полученных результатов в разных каналах. Число степеней свободы (N_{DoF}) при сравнении индивидуальных результатов для каждого коэффициента A_i между каналами $\mu\mu CC$ и $eeCC$ равно 23, а для всех коэффициентов одновременно —184. При сравнении результатов между каналами $\mu\mu CC$ и $eeCF$ число степеней свободы равно 19 для индивидуальных измерений, а для всех коэффициентов одновременно — 38 в случае измерения по одной переменной $\cos\theta_{CS}$ и 76 по переменной ϕ_{CS}. Для коэффицентов A_1 и A_6 сравнение результатов, полученных в каналах $\mu\mu CC$ и $eeCF$, не выполнено, так как в случае одномерных измерений эти коэффициенты не могут быть измерены (см раздел 1.1).

	χ^2/N_{DoF} $\mu\mu_{CC}$ в зависимости от ee_{CC}			χ^2/N_{DoF} $\mu\mu_{CC}$ в зависимости от ee_{CF}	
A_i	y^Z интегрально	$0 < \lvert y^Z\rvert < 1$	$1 < \lvert y^Z\rvert < 2$	y^Z-интегрально (проекция на $\cos\theta_{CS}$)	y^Z-интегрально (проекция на ϕ_{CS})
, 0	15,4 / 23	25,0 / 23	9,8 / 23	18,9 / 19	-
1	32,9 / 23	24,9 / 23	28,2 / 23	-	-
2	17,0 / 23	22,7 / 23	19,4 / 23	-	35,0 / 19
3	15,8 / 23	20,9 / 23	19,5 / 23	-	16,9 / 19
4	27,2 / 23	31,1 / 23	23,4 / 23	15,1 / 19	-
5	20,0 / 23	23,1 / 23	18,4 / 23	-	17,9 / 19
6	21,9 / 23	17,7 / 23	27,6 / 23	-	-
7	18,3 / 23	22,9 / 23	18,1 / 23	-	27,4 / 19
Все	173,1 / 184	190 / 184	166,1 / 184	33,8 / 38	94,5 / 76

регуляризации.

6.2 Результаты измерений для каждого канала в отдельности и объединенные результаты

Результаты выполненных измерений представляют собой измеренные зависимости угловых коэффициентов A_{0-7}, а также разности коэффициентов $A_0 - A_2$ от p_T^Z. Измерения выполнялись интегрально по быстроте y^Z, а также в трех интервалах по y^Z: $0 < |y^Z| < 1,1,0 < |y^Z| < 2,0$ и $2,0 < |y^Z| < 3,5$. Комбинация измерений угловых коэффициентов в каналах $eeCC$ и $\mu\mu CC$ использовалась для интегральных измерений по быстроте y^Z, а также для измерения в первых двух интервалах по y^Z. Канал $eeCF$ использовался только для измерений в последнем интервале по y^Z. Результаты измерений угловых коэффициентов представлены в таблицах 12 и 13 для трех характерных интервалов по p_T^Z при низких (5-8 ГэВ), средних (22-25.5 ГэВ) и высоких (132-173 ГэВ)

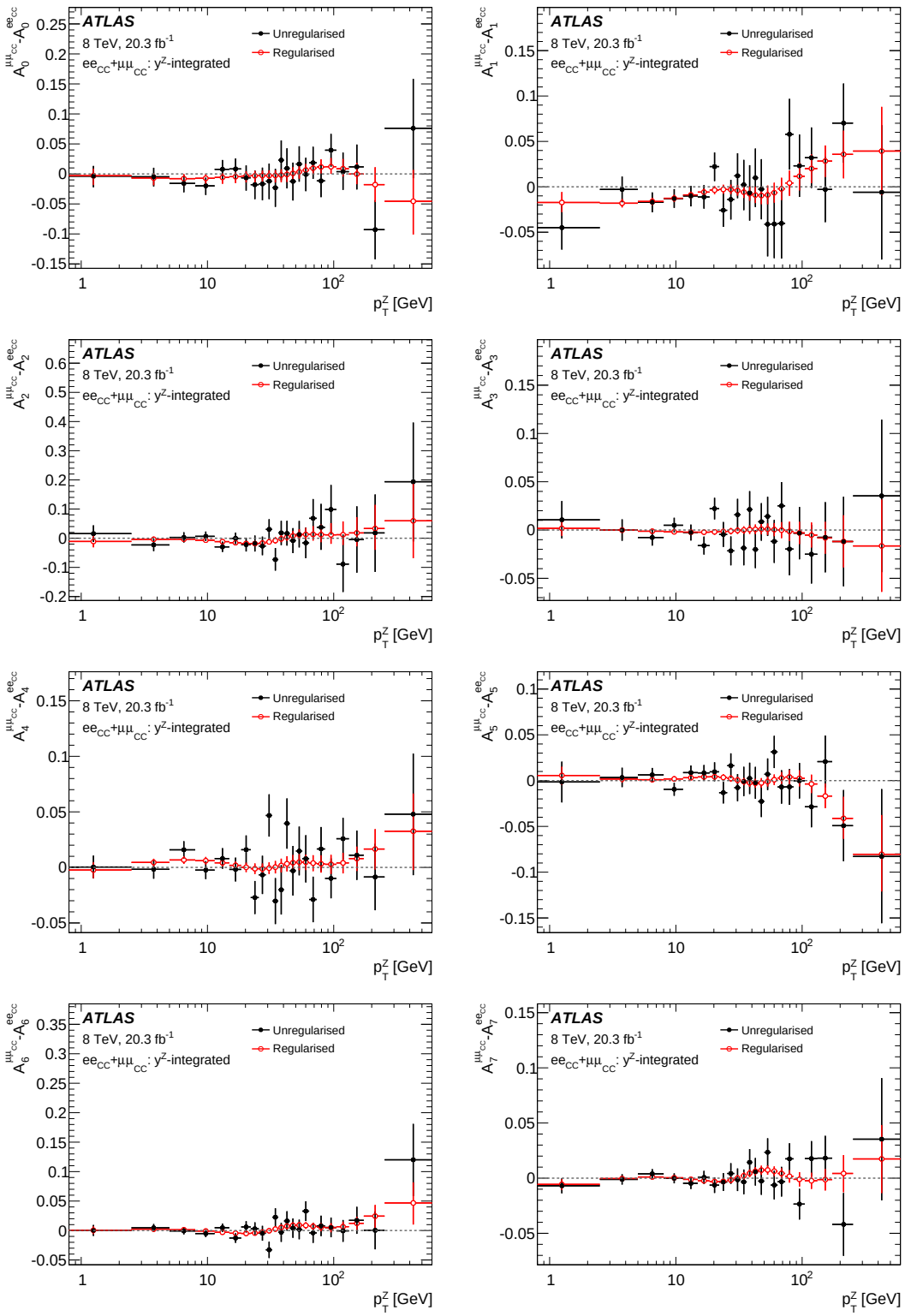

Рисунок 39 — Зависимость разности угловых коэффициентов $\Delta A_i = A_i^{\mu\mu CC} - A_i^{eeCC}$, измеренных интегрально по всему диапазону быстрот y^Z, в каналах $\mu\mu CC$ и $eeCC$ от p_T^Z. Черными точками показаны результаты измерения коэффициентов без регуляризации, а красными — с регуляризацией. Приведенные на графиках ошибки измерения соответствуют полной ошибке, включающей статистические и систематические ошибки.

Таблица 12 — Результаты измерений угловых коэффициентов, выполненных в каналах $ee_{CC} + \mu\mu_{CC}$ для трех характерных интервалов по p_T^Z, при низких (5-8 ГэВ), средних (22-25,5 ГэВ) и высоких (132-173 ГэВ) значениях поперечного импульса Z-бозона интегрально по y^Z. Приведенные ошибки измерений означают ±(стат.) ± (сист.)

,	интегральные измерения по $\|y^Z\|$		
p_T^Z [ГэВ]	A_0	A_2	$A_0 - A_2$
5,0-8,0	0,015 ± 0,002 ± 0,007	-0,003 ± 0,003 ± 0,003	0,018 ± 0,003 ± 0,007
22,0-25,5	0,159 ± 0,003 ± 0,007	0,100 ± 0,003 ± 0,003	0,059 ± 0,005 ± 0,006
132-173	0,856 ± 0,008 ± 0,008	0,708 ± 0,022 ± 0,020	0,148 ± 0,019 ± 0,011
p_T^Z [ГэВ]	A_1	A_3	A_4
5,0-8,0	0,013 ± 0,002 ± 0,002	0,001 ± 0,001 ± 0,001	0,082 ± 0,001 ± 0,002
22,0-25,5	0,042 ± 0,002 ± 0,002	0,006 ± 0,001 ± 0,001	0,065 ± 0,002 ± 0,002
132-173	0,065 ± 0,008 ± 0,005	0,054 ± 0,007 ± 0,003	0,027 ± 0,005 ± 0,002
p_T^Z [ГэВ]	A_5	A_6	A_7
5,0-8,0	-0,002 ± 0,001 ± 0,001	-0,001 ± 0,001 ± 0,001	0,000 ± 0,001 ± 0,001
22,0-25,5	0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,000 ± 0,002 ± 0,001	0,001 ± 0,001 ± 0,001
132-173	0,011 ± 0,006 ± 0,003	0,003 ± 0,005 ± 0,002	0,004 ± 0,004 ± 0,002

значениях поперечного импульса Z-бозона интегрально по y^Z. На рисунке 40 показаны результаты измерения угловых коэффициентов A_i в каналах $eeCF$ и $eeCC + \mu\mu CC$ в зависимости от p_T^Z для интегральных измерений по y^Z, а также в интервалах по y^Z. Измерения коэффициентов A_1 и A_6 не выполнялись в интервале $2,0 < |y^Z| < 3,5$, так как для измерения в канале $eeCF$, из-за недостаточной статистики, использовались не двумерные распределения по переменным $(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$, а проекции этих распределений на одну из осей (см. раздел 3.3). Также в этом интервале по y^Z не выполнялись измерения разности коэффициентов $A_0 - A_2$, так как эти коэффициенты могли быть определены только в проекциях на разные оси: A_0 в проекции на ось $\cos\theta_{CS}$, а A_2 в проекции на ось ϕ_{CS}. Полные результаты измерений представлены в таблицах в приложении В вместе с дополнительными графиками, показывающими зависимость угловых коэффициентов от p_T^Z. Так же, как и для регуляризованных измерений разности ΔA_{ij} коэффициентов, измеренных в разных каналах, в выполненных измерениях присутствует большая корреляция между измеряемыми коэффициентами в разных интервалах по p_T^Z. Эта корреляция в сочетании с статистическими флуктуациями может приводить к коррелированным отклонениям в спектрах для коэффициентов A_i, как это видно из рисунка 40, например, при $p_T^Z \sim 40$ ГэВ для коэффициента A_4 в интервале $2,0 < |y^Z| < 3,5$ или для коэффициента A_1 в интервале $0 < |y^Z| < 1$. Из графиков на рисунке 40 видно, что коэффициенты $A_{5,6,7}$ показывают общую тенденцию возрастания от нулевых значений при малых p_T^Z к положительным значениям при возрастании p_T^Z.

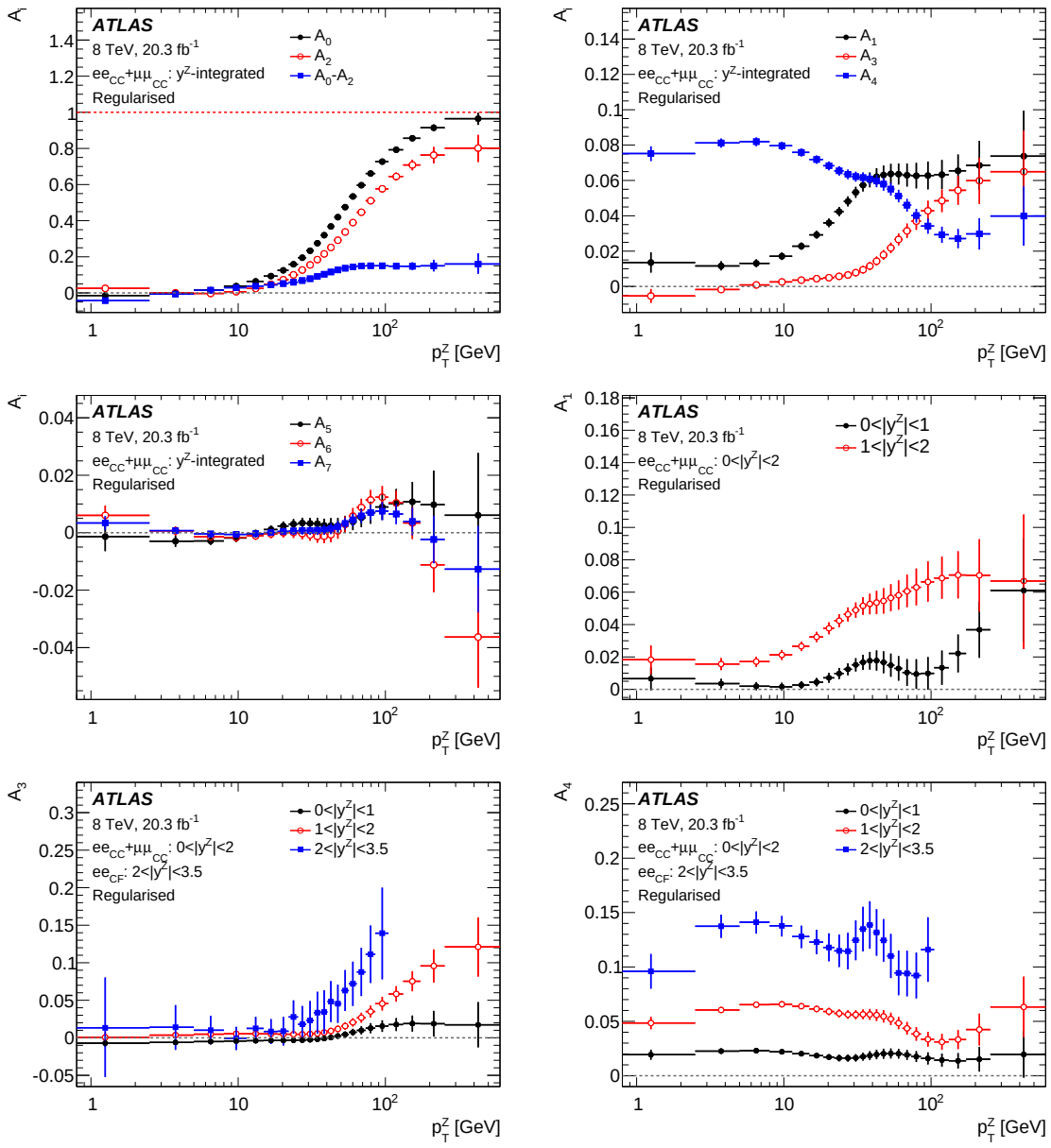

Рисунок 40 — Результаты измерений угловых коэффициентов в зависимости от p_T^Z для интегральных измерений по быстроте Z-бозона и в трех интервалах по y^Z. Для интегральных по y^Z измерений показаны зависимости от p_T^Z слева вверху для коэффициентов $A_{0,2}$ и разности коэффициентов $A_0 - A_2$, справа вверху — для коэффициентов $A_{1,3,4}$ и слева в середине — для коэффициентов $A_{5,6,7}$. Для измерений, выполненных в интервалах по y^Z, показаны зависимости от p_T^Z справа в середине для коэффициента A_1 в интервалах $0 < |y^Z| < 1$ и $1,0 < |y^Z| < 2,0$, слева внизу — для коэффициента A_3 и справа внизу — для коэффициента A_4 в трех интервалах по y^Z.

Таблица 13 — Результаты измерений угловых коэффициентов, выполненных в каналах $ee_{CC} + \mu\mu_{CC}$ в интервалах по быстроте Z-бозона $0 < |y^Z| < 1$ and $1 < |y^Z| < 2$ и в канале ee_{CF} в интервале $2 < |y^Z| < 3,5$ для трех характерных интервалов по p_T^Z, при низких (5-8 ГэВ), средних (22-25,5 ГэВ) и высоких (132-173 ГэВ) значениях поперечного импульса Z-бозона интегрально по y^Z. Приведенные ошибки измерений означают $\pm$(stat.)$\pm$(syst.)

измерения в интервалах $\lvert y^Z\rvert$			
A_1			
p_T^Z [ГэВ]	$0 < \lvert y^Z\rvert < 1$	$1 < \lvert y^Z\rvert < 2$	$2 < \lvert y^Z\rvert < 3,5$
5,0-8,0	0,002 ± 0,002 ± 0,001	0,017 ± 0,002 ± 0,002	
22,0-25,5	0,010 ± 0,003 ± 0,002	0,042 ± 0,003 ± 0,002	
132-173	0,022 ± 0,010 ± 0,006	0,071 ± 0,013 ± 0,007	
A_3			
p_T^Z [ГэВ]	$0 < \lvert y^Z\rvert < 1$	$1 < \lvert y^Z\rvert < 2$	$2 < \lvert y^Z\rvert < 3,5$
5,0-8,0	-0,005 ± 0,001 ± 0,001	0,005 ± 0,002 ± 0,001	0,005 ± 0,002 ± 0,001
22,0-25,5	-0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,005 ± 0,002 ± 0,001	0,005 ± 0,002 ± 0,001
132-173	0,019 ± 0,010 ± 0,004	0,075 ± 0,012 ± 0,006	
A_4			
p_T^Z [ГэВ]	$0 < \lvert y^Z\rvert < 1$	$1 < \lvert y^Z\rvert < 2$	$2 < \lvert y^Z\rvert < 3,5$
5,0-8,0	0,023 ± 0,002 ± 0,001	0,065 ± 0,002 ± 0,001	0,065 ± 0,002 ± 0,001
22,0-25,5	0,016 ± 0,003 ± 0,001	0,057 ± 0,003 ± 0,002	0,057 ± 0,003 ± 0,002
132-173	0,014 ± 0,006 ± 0,003	0,033 ± 0,008 ± 0,004	

6.3 Проверка результатов измерений

Для того чтобы быть уверенными в качестве выполненной минимизации функции правдоподобия, а также в том, что сделанные для выполнения измерений теоретические предположения справедливы, по крайней мере, с точностью выполненных измерений, был выполнен ряд перекрестных проверок полученных результатов.

Первая проверка состояла в том, что к моделированным событиям сигнала $p+p \to Z \to \ell\ell + X$ были применены дополнительные веса, которые определялись с помощью измеренных коэффициентов A_i^{meas}. Вес каждого события определялся следующим образом (см. формулу (10)):

$$w^{evt} = \frac{(1+\cos^2\theta_{CS}) + \sum_{i=0}^{7} P_i(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS}) A_i^{meas}}{(1+\cos^2\theta_{CS}) + \sum_{i=0}^{7} P_i(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS}) A_i^{ref}}, \tag{42}$$

где в числителе использовались измеренные значения угловых коэффициентов A_i^{meas}, а в знаменателе их референсные значения A_i^{ref}. Полученные после процедуры перевзвешивания распределения по $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}, интегрированные по всему диапазону быстрот

y^Z, для сигнальных событий, к которым добавлены фоновые распределения, показаны на рисунке 41. На рисунке 41 показаны также отношения разности между моделированным и измеренным значениями распределений в каждом интервале по p_T^Z к ошибке определения этой разности в этом интервале (англ., Pull). При вычислении ошибки измерения разности использовались как статистические, так и систематические ошибки. По сравнению с аналогичными распределениями, показанными в разделе 3.3, в целом наблюдается лучшее согласие между измеренными и моделированными распределениями. Одна небольшая особенность наблюдается вблизи $\cos\theta_{CS} = 0$ для канала $eeCF$. Однако число событий в этой области очень мало, и поэтому влияние этой области на значение угловых коэффициентов при минимизации функции правдоподобия пренебрежимо мало.

После применения весов к моделированным сигнальным событиям качество глобальной подгонки оценивалось с помощью критерия χ^2, который вычислялся для данных по отношению к сумме ожидаемого числа событий в каждом интервале, использовавшемся для минимизации функции правдоподобия. При вычислении χ^2 использовались статистические ошибки данных и моделированных событий, но не использовались систематические ошибки. Полученные значения χ^2 для всех каналов измерений во всех интервалах по переменной y^Z совпадают с ожидаемыми значениями.

В качестве второй проверки были проверены значения мешающих параметров (англ., nuisance) после выполнения минимизации функции правдоподобия (англ., best-fit) наряду с ограничениями на эти параметры, полученными из процедуры минимизации (англ., post-fit constraints). Как и следовало ожидать, большинство мешающих параметров имеют значение после минимизации равное нулю и ограничены на интервале от +1 до -1. Было также проверено, что процедура регуляризации не изменяет существенно значения параметров и ограничения на них, полученные после минимизации.

В заключении было проверено, насколько хорошо данные описываются разложением по девяти угловым полиномам. Исходные девять полиномов есть полиномы второго порядка по угловым переменным. Используя процедуру построения шаблонных распределений, описанную в разделе 4.1, к исходным девяти шаблонным распределениям были добавлены шаблонные распределения для полиномов третьего и четвертого порядков по угловым переменным соответствующие дополнительным 16 полиномам. Подгонка выполнялась путем добавления к функции максимального правдоподобия по одному дополнительному шаблонному распределению. Используя χ^2-критерий, так как это описано в разделе 6.1, было показано, что значение угловых коэффицентов при полиномах более высокого порядка равны нулю, откуда следует, что любые возможные отклонения от разложения угловых распределений по девяти полиномам вне чувствительности данного анализа.

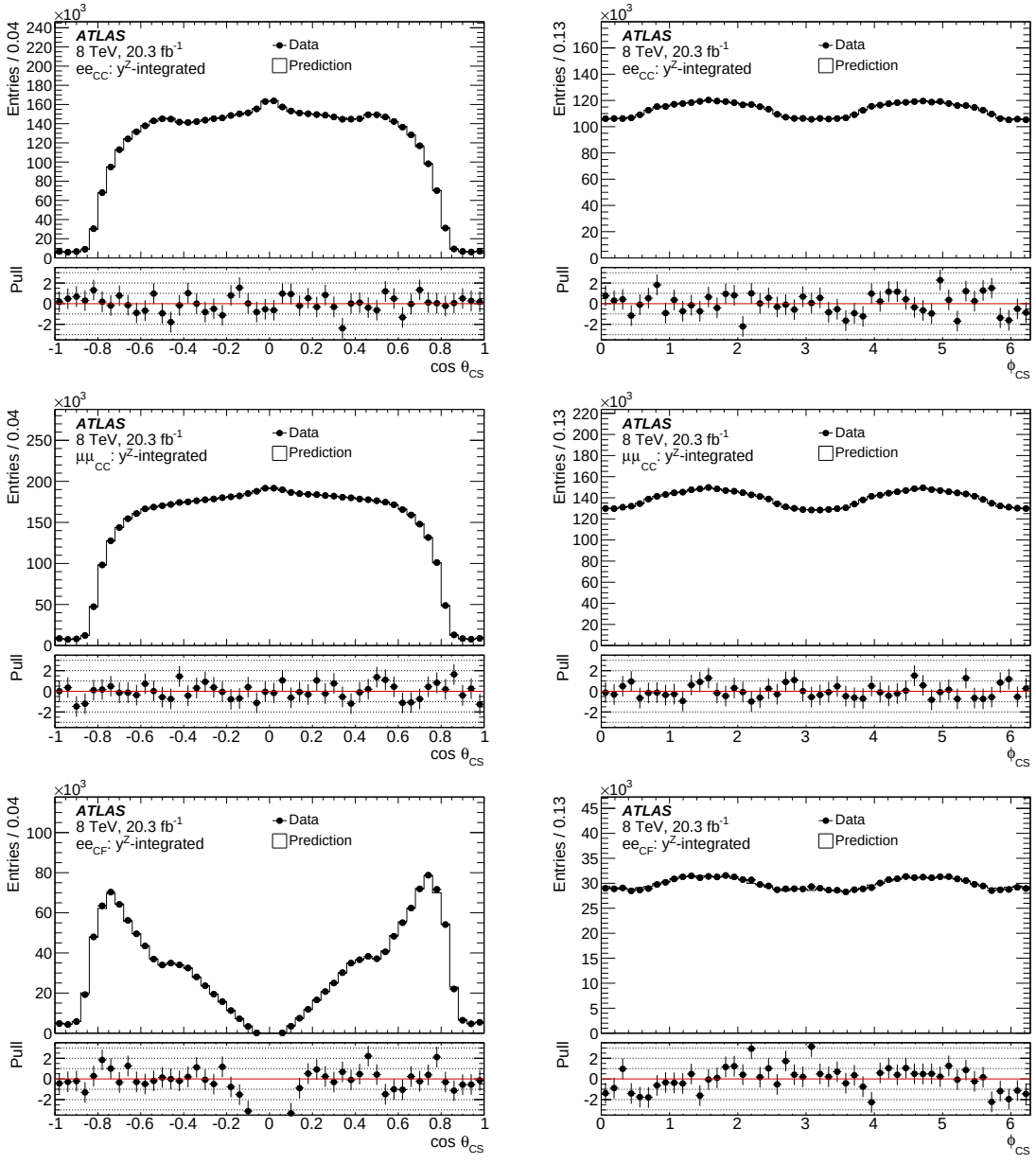

Рисунок 41 — Распределение событий по переменным $\cos\theta_{CS}$ (слева) и ϕ_{CS} (справа) для данных и для моделированных сигнальных событий и фона. Сигнальные события перевзвешенны, используя измеренные угловые коэффициентов A_i^{meas}, так как это описано в разделе 6.3. Показаны распределения, полученные в каналах ee_{CC} (вверху), $\mu\mu_{CC}$ (в середине) и ee_{CF} (внизу). На графиках показано отношение разности между моделированным и измеренным значениями распределений в каждом интервале по p_T^Z к ошибке определения этой разности в этом интервале. Две точки вблизи значения $\cos\theta_{CS} = 0$ для канала ee_{CF} лежат вне диапазона графика. Число событий в этой области мало.

6.4 Количественная оценка угловых коэффициентов A_5, A_6, A_7

Как уже отмечалось выше, угловые коэффициенты A_5, A_6 и A_7 в NLO приближении равны нулю. В NNLO приближении эти коэффициенты при больших p_T^Z отличаются от нуля на величину порядка $\sim 0,005$. Результаты измерения угловых коэффициентов A_5, A_6 и A_7, представленные на рисунке 40, не противоречат расчетам. Однако, так как эти коэффициенты никогда раньше не измерялись в эксперименте, необходимо количественно оценить уровень отличия этих коэффициентов от нулевого значения.

В качестве простого метода количественной оценки отклонения измеренных спектров относительно нулевой гипотезы можно было бы использовать критерий согласия Пирсона (критерий χ^2). Однако этот метод имеет несколько недостатков. Во-первых, как следует из расчетов, коэффициенты A_5, A_6 и A_7 отличны от нуля только при больших значениях p_T^Z, а поэтому значение χ^2 по всему спектру p_T^Z будет заниженным из-за небольших отклонений от нуля при низких значениях p_T^Z. Выполнение оценки χ^2 только при высоких значениях p_T^Z могло бы улучшить локальное значение χ^2, хотя это вводит некоторую зависимость от модели из-за произвольного выбора обрезания по p_T^Z, а также из-за так называемого эффекта LEE (англ., look-elsewhere effect). Во-вторых, χ^2 критерий нечувствителен к знаку измеренных коэффициентов в каждом интервале p_T^Z.

Для количественной оценки отклонения наблюдаемых спектров коэффициентов A_5, A_6 и A_7 относительно нулевой гипотезы был выбран ковариантный знаковый статистический критерий, основанный на псевдоэкспериментах Q_{signed}^{cov}. Выбранный критерий, учитывает парные корреляции одного и того же коэффициента в соседних интервалах по p_T^Z, наряду с корреляциями разных коэффициентов в одном и том же интервале по p_T^Z. Вклад каждого измерения учитывается в выбранном критерии со своим знаком. Если измеренное значение коэффициента меньше нуля, то вклад в выбранный критерий отрицательный, и наоборот, при положительном значении коэффициента вклад положительный.

В предположении так называемой нуль-гипотезы $A_{5,6,7} \equiv 0$ выполнялась подгонка данных (минимизация функции правдоподобия) для получения значений остальных коэффициентов $\hat{A}_{0-4}^{null}$, набора параметров, определяющих неполяризованные сечения $\hat{\sigma}^{null}$, и набора мешающих параметров $\hat{\theta}^{null}$ (см. формулу 29). Затем генерировались псевдоданные в каждом интервале функции максимального правдоподобия около ожидаемого значения $N_{exp}^n(hatA_{0-4}^{null}, \hat{\sigma}^{null}, \hat{\theta}^{null})$. Используя полученные данные, выполнялась новая подгонка данных, на основании которой получались значения $\hat{A}_{5,6,7}^{pseudo}$.

Для вычисления статистической значимости $Z_i = \frac{A_i - <A_i>}{\sigma(A_i)}$ отклонения от нулевого значения каждого из трех коэффициентов $A_{5,6,7}$ в каждом интервале p_T^Z вычислялось

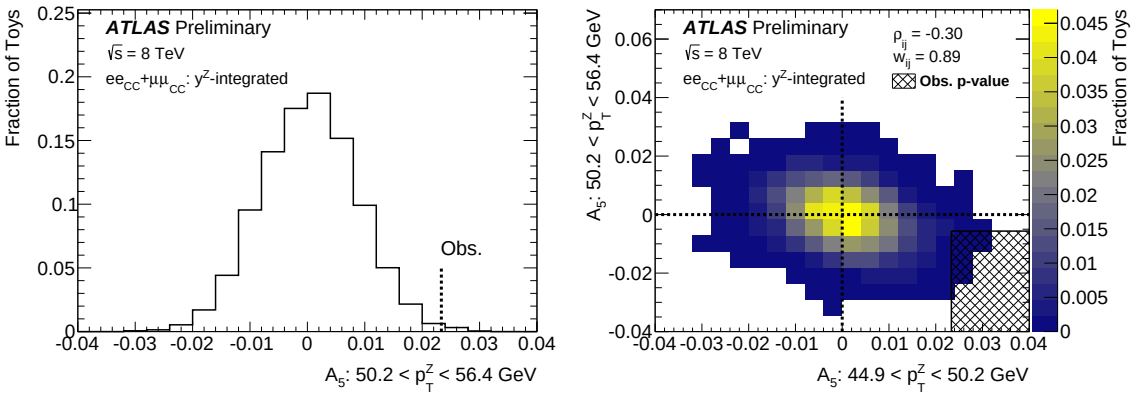

Рисунок 42 — Пример распределения значений коэффициента A_5 (слева), полученных в результате подгонки псевдоданных для одного из интервалов $50,2 < p_T^Z < 56,4$ГэВ. Штрихованной вертикальной линией показано значение коэффициента A_5, измеренное в данных. Двумерное распределение коэффициента A_5 (справа), полученное в результате подгонки псевдоданных в двух соседних интервалах p_T^Z. Горизонтальная и вертикальная линии, отделяющие заштрихованную область, соответствуют измеренным в данных значениям коэффициента A_5. События, попавшие в заштрихованный прямоугольник, определяют p-значение, которое использовалось для вычисления статистической значимости Z_{ij}.

p-значение, которое определялось как вероятность того, что значение коэффициента, полученное в псевдоэксперименте, будет больше значения, измеренного в данных. Для вычисления использовались распределения коэффициентов $\hat{A}_{5,6,7}^{pseudo}$, полученные в псевдоэкспериментах (см. рисунок 42). Статистический критерий отклонения наблюдаемых спектров коэффициентов A_5, A_6 и A_7 относительно нулевой гипотезы определялся как:

$$Q_{\text{signed}}^{\text{cov}} = \sum_i \text{sign}(Z_i) Z_i^2 + \sum_{i>j} w_{ij} Z_{ij}^2 |\rho_{ij}| \ , \tag{43}$$

где ρ_{ij} — коэффициент корреляции между парами коэффициентов, который извлекался из двумерных распределений (см. рисунок 42), w_{ij} — вес, вычисляемый на основе статистической значимости Z_i для каждой пары коэффициентов, как для одного и того же коэффициента в соседних интервалах p_T^Z, так и для разных коэффициентов, по следующей формуле $w_{ij} = (\text{sign}(Z_i)Z_i^2 + \text{sign}(Z_j)Z_j^2)/(\text{Z}_\text{i}^2 + \text{Z}_\text{j}^2)$. Как видно, вес w_{ij} равен $+1$, если Z_i и Z_j оба положительны или -1, если Z_i и Z_j оба отрицательны.

Распределение статистического критерия Q_{signed}^{cov}, показанное на рисунке 43, было получено из набора 7800 псевдоэкспериментов. Наблюдаемое значение определялось наряду с ожидаемым, полученным из результатов вычислений коэффициентов с помощью программы DYNNLO. На рисунке 43 вертикальной пунктирной линией показано наблюдаемое значение величины Q_{signed}^{cov}. Интегрирование распределения от наблюдаемого

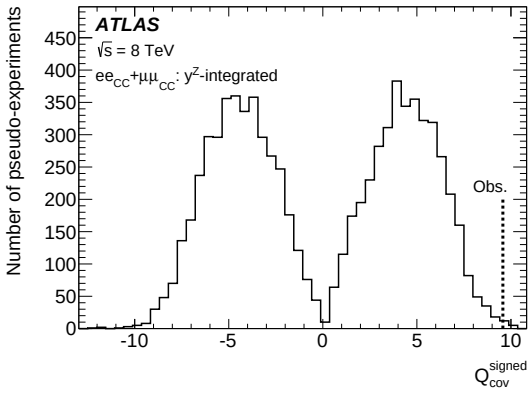

Рисунок 43 — Распределение статистического критерия $Q^{\text{cov}}_{\text{signed}}$ оценки отклонения наблюдаемых спектров коэффициентов A_5, A_6 и A_7 относительно нулевой гипотезы, полученное из псевдоэкспериментов, наряду с наблюдаемым значением, представленным на рисунке вертикальной пунктирной линией. Площадь распределения справа от наблюдаемого значения определяет статистическую значимость отклонения от нуля наблюдаемых значений коэффициентов $A_{5,6,7}$.

значения вправо, где находится 0,14% событий, соответсвует статистической значимости $3,0\sigma$. Аналогичным образом определяется ожидаемая статистическая значимость, которая равна $3,2\sigma$.

6.5 Сравнение с результатами измерений эксперимента CMS

Эксперимент CMS, который является вторым многоцелевым экспериментом на коллайдере LHC, опубликовал результаты измерения первых пяти угловых коэффициентов A_{0-4} [46]. Для измерения использовались данные с интегральной светимостью 19,7 фб. Измерение выполнены только в мюонном канале распада Z-бозонов $Z \to \mu\mu$ в восьми интервалах по поперечному импульсу Z-бозона p_T^Z и двух интервалах по быстроте $0 < |y^Z| < 1$ и $1 < |y^Z| < 2,1$. Максимальное значение импульса Z-бозона, при котором проводились измерения, равно 300 ГэВ. На рисунках 44 и 45 показаны измеренные в эксперименте CMS и в настоящей работе угловые коэффициенты A_0, A_1, A_2, A_3, A_4, а также разница коэффициентов $A_0 - A_2$ в зависимости от p_T^Z. Так же как и в настоящей работе, наблюдается нарушение соотношения Лам – Тунга $A_0 - A_2 \equiv 0$, которое предсказывают теоретические расчеты, выполненные в NLO приближении пертурбативной теории КХД. Как видно из графиков, наблюдается хорошее согласие поведения угловых коэффициентов в зависимости от поперечного импульса Z-бозона для измерений, выполненных экспериментом CMS, и измерений, выполненных в настоящей

работе. Точность измерений при высоких значениях p_T^Z, выполненных экспериментом CMS, несколько ниже, что обусловлено меньшей накопленной статистикой, так как для измерений использовался только мюонный канал, и немного меньшей светимостью данных.

Методика измерения угловых коэффициентов, использованная в работе [46], схожа с методикой, использованной в настоящей работе. Угловые коэффициенты измеряются в восьми интервалах по p_T^Z (в настоящей работе в 23 интервалах) путем подгонки в каждом интервале двумерных распределений по угловым переменным $(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$ с помощью шаблонных распределений. Шаблонные распределения строятся аналогичным образом, как и в настоящей работе, для каждого коэффициента A_i путем перевзвешивания моделированных событий на генераторном уровне. Для генерирования сигнала $p + p \to Z \to \mu\mu + X$ используется генератор MADGRAPH, который позволяет генерировать процессы образования Z-бозона с ассоциированным рождением до 4 струй. В качестве генератора, который моделирует партонные ливни, процесс адронизации и «undetline» события, использовался генератор Pythia6. Коэффициенты A_5, A_6 и A_7 ввиду их малости полагаются равными нулю и не используются при подгонке. Подгонка выполняется в 12×12 интервалах по угловым переменным $(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$ (в настоящей работе используется 8×8 интервалов). Для выполнения подгонки, как и в данной работе, используется метод минимизации функции правдоподобия в каждом интервале по p_T^Z для ошибок, распределенных в соотвествии с распределением Пуассона. Существенным отличием является то, что в работе [46] не используется регуляризация измеренных значений угловых коэффициентов. Это приводит к тому, что в отличие от результатов, представленных в данной работе, наблюдается скачкообразное поведение зависимости угловых коэффициентов от поперечного импульса Z-бозона.

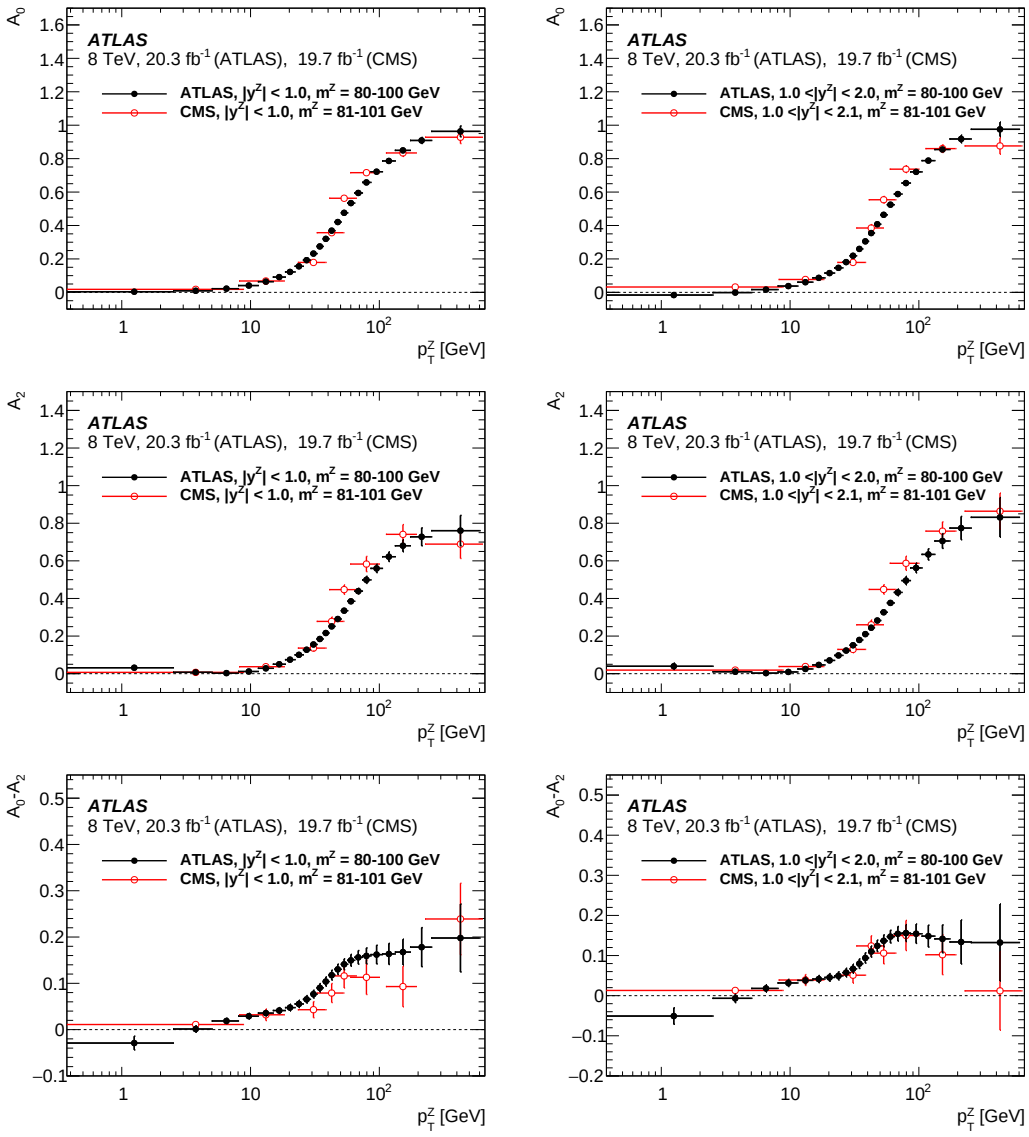

Рисунок 44 — Измеренные в двух интервалах по быстроте $|y^Z|$ угловые коэффициенты A_0, A_2 и разница коэффициентов $A_0 - A_2$ в зависимости от p_T^Z. На графиках показаны результаты, полученные в данной работе, в сравнении с недавними результатами эксперимента CMS [46].

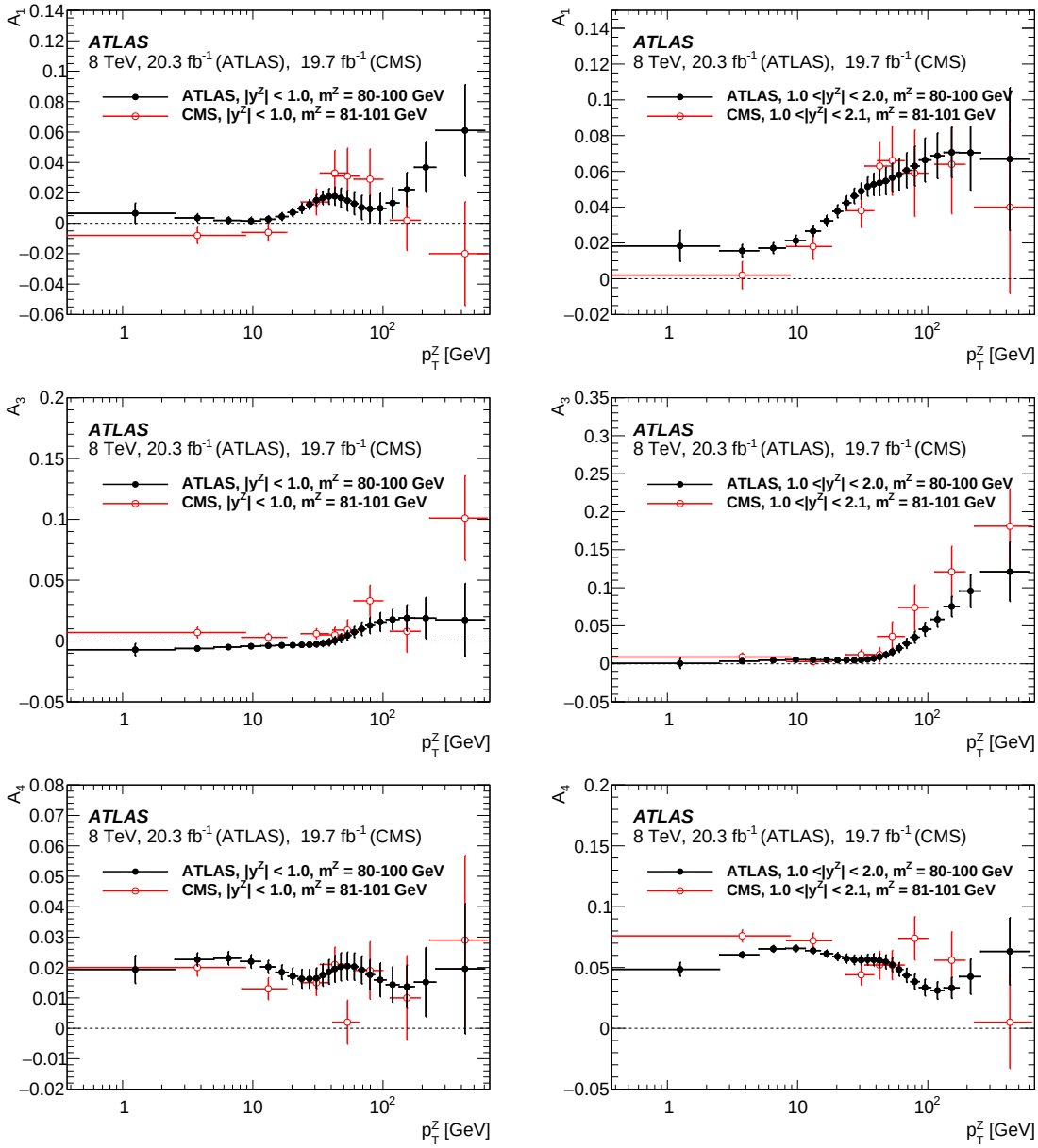

Рисунок 45 — Измеренные в двух интервалах по быстроте $|y^Z|$ угловые коэффициенты A_1, A_3 и A_4 в зависимости от p_T^Z. На графиках показаны результаты, полученные в данной работе, в сравнении с недавними результатами эксперимента CMS [46].

6.6 Сравнение с теоретическими расчетами

В этом разделе выполнены сравнения измеренных угловых коэффициентов с теоретическими расчетами с целью исследовать динамику пертурбативной теории КХД, включая присутствие эффектов более высоких порядков КХД теории возмущений, а также исследовать эффекты, возникающие из-за V-A структуры констант связи Z-бозона. Сравнения с теоретическими расчетами выполнены как для случая измерений угловых коэффициентов, выполненных интегрально по всему интервалу псевдобыстрот y^Z, так и для измерений в интервалах по y^Z. Комбинированные результаты измерений в каналах $eeCC$ и $\mu\mu CC$ использовались для сравнения результатов, интегрированных по y^Z, а также в интервалах $0 < |y^Z| < 1$ и $1 < |y^Z| < 2$. Результаты, полученные в канале $eeCF$, использовались для сравнения результатов, полученных в интервале $2,0 < |y^Z| < 3,5$. Во всех случаях для данных использовались регуляризованные результаты измерений. Процедура регуляризации описана в разделе 4.4. Результаты измерений были также использованы для сравнения с различными генераторами событий, в частности, для проверки моделей образования партонных ливней и реализации методов генерации событий.

На рисунках 46-48 показано сравнение результатов измерений угловых коэффициентов интегрально по всему диапазону быстрот y^Z с теоретическими расчетами. Расчеты, выполненные с помощью программы DYNNLO, представлены на рисунках 46-48 в NNLO приближении для $p_T^Z > 2,5$ ГэВ с ошибками, вычисленными как квадратичная сумма статистической ошибки, систематической ошибки выбора шкалы факторизации и регуляризации КХД и систематической ошибки, связанной с ПФР, так, как это описано в разделе 5. На этих же графиках представлены расчеты, выполненные с помощью программ POWHEG + MiNLO, для процесса ассоциированного рождения Z-бозонов и струй $Z + jets$ в NLO приближении [61] во всем диапазоне по p_T^Z. Ошибки, показанные для результатов вычислений с помощью программ POWHEG+MiNLO, включают только статистические ошибки. Результаты вычислений с помощью программ POWHEG + MiNLO демонстрируют флуктуации больше, чем статистическая ошибка. Эти флуктуации связаны с недостаточным количеством моделированных событий, которые использовались для численного интегрирования по фазовому пространству. Следует отметить, что формальная точность двух расчетов зависимости угловых коэффициентов от p_T^Z одинакова, а именно $\sim \mathcal{O}(\alpha_s)$. Графики, показанные на рисунках 46-48 слева, приведены для иллюстрации поведения угловых коэффициентов от поперечного импульса Z-бозона p_T^Z, в то время как графики справа, на которых показана разность между измеренными и вычисленными значениями угловых коэффициентов, показывают степень совпадения теоретических расчетов с результатами измерений. Так как при малых p_T^Z разрешение по азимутальному углу ϕ_{CS} недостаточно хорошее, ошибка в первом интервале по p_T^Z

немного больше, чем в соседних интервалах. Это отражается, например, в отклонении измеренного значения коэффициента A_2 от вычисленного, так как в основном он извлекается из распределения по азимутальному углу ϕ_{CS}.

Расчеты, выполненные с помощью программ DYNNLO и POWHEG + M*i*NLO с точностью до ошибок, находятся в хорошем согласии с данными для большинства угловых коэффициентов. Исключением является коэффициент A_2, который растет с ростом p_T^Z намного медленнее в данных, чем в расчетах. Как видно из результатов измерений разности коэффициентов $A_0 - A_2$, соотношение Лам-Тунга (Lam-Tung) не выполняется в $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ приближении. Кроме того, наблюдается значительное, примерно в два раза, отклонение измеренной разности коэффициентов $A_0 - A_2$ от теоретических расчетов в области $p_T^Z > 50$ ГэВ. Так как ошибки, связанные с неточностью определения ПФР, в расчетах очень малы, то такое отклонение должно появляться только вследствие присутствия поправок КХД более высоких порядков.

В случае коэффициентов $A_{5,6,7}$, как это уже отмечалось в разделе 6.4, наблюдается устойчивый тренд отклонения измеренных значений от нуля с ростом p_T^Z, который согласуется с теоретическими расчетами, хотя величина отклонений находится на границе чувствительности измерений и точности теоретических расчетов. Как показано на рисунке 48, а также в таблице 1, расчеты, выполненные с помощью программы DYNNLO, дают для коэффициентов $A_{5,6,7}$ значение порядка $\sim 0,005$ при больших p_T^Z. Для того чтобы подтвердить значимость экспериментально наблюдаемого отклонения коэффициентов $A_{5,6,7}$ от нуля, был выполнен специальный тест с использованием критерия χ^2 (см. раздел 6.4). В результате было установлено, что наблюдаемая (ожидаемая) статистическая значимость отклонения измеренных коэффициентов от нуля составляет 3,0(3,2) стандартных отклонений.

Результаты измерения коэффициентов A_1, A_3 и A_4 в трех интервалах по y^Z (коэффициент A_1 может быть измерен только в первых двух интервалах) в сравнении с теоретическими расчетами показаны на рисунках 49-51. В целом, наблюдается согласие между измеренными и вычисленными значениями во всех трех интервалах по y^Z. Следует отметить, что только эти коэффициенты показывают значительную зависимость от быстроты y^Z, а также, что для больших p_T^Z величина коэффициентов A_1 и A_3 растет с ростом y^Z. Как уже отмечалось в разделе 1.1, при малых p_T^Z измеренное значение коэффициента A_4 может быть напрямую связано с асимметрией вперед-назад A_{FB} и углом электрослабого смешивания Вайнберга $sin\theta_W$ [41]. Сильная зависимость величины коэффициента A_4 от y^Z, в основном, является следствием сделанных приближений о направлении движения взаимодействующего кварка в каждом событии в системе покоя Z-бозона. Влияние сделанных приближений уменьшается с ростом y^Z, в результате, значение коэффициента A_4 увеличивается.

Эффекты, связанные с использованием разных моделей образования партонных

ливней и использования разных схем связи партонов с вычислением матричных элементов, можно увидеть на рисунке 52. На рисунке 52 показано сравнение результатов измерений коэффициентов A_0, A_1, A_2 и разности $A_0 - A_2$ с расчетами, выполненными в фиксированных порядках теории возмущений КХД с помощью программы DYNNLO в NLO и NNLO приближениях, а также с помощью программы POWHEGBOX, без образования партонных ливней и с моделированием партонных ливней, выполненным с помощью генератора PYTHIA8 (POWHEGBOX + PYTHIA8) или HERWIG(POWHEGBOX + HERWIG). Расчеты, выполненные для коэффицентов A_1 и A_2 с помощью программ DYNNLO в NLO приближении и POWHEGBOX без образования партонных ливней, которые формально имеют тот же самый порядок по КХД теории возмущений, совпадают. Для коэффициента A_2, который более чувствителен к поправкам более высокого порядка КХД теории возмущений, добавление моделирования образования партонных ливней, при расчетах матричных элементов рождения Z-бозона с помощью программы POWHEGBOX, приводит к улучшению согласованности с расчетами, выполненными с помощью DYNNLO в NNLO приближении. Это подтверждает предположение о том, что моделирование партонных ливней имитирует эффекты более высоких порядков теории возмущений, хотя разница между измеренными значениями и рассчитанными с учетом образования партонных ливней больше, чем для расчетов с помощью программы DYNNLO в NNLO приближении. Для коэффициента A_0, вычисленного с помощью POWHEGBOX, при малых p_T^Z наблюдается неожиданный сдвиг на величину порядка $-0,025$. Этот эффект также виден на графиках для разности коэффициентов $A_0 - A_2$. В более последних версиях программы POWHEGBOX (версия 2.1), которые использовались в этой работе для расчетов процессов ассоциированного рождения Z-бозонов со струями $Z + jets$ с помощью программ POWHEG + M*i*NLO [59, 102, 103, 60], эта проблема была устранена авторами программы POWHEGBOX. Расчеты коэффициента A_0, выполненные с помощью программы DYNNLO в NLO и NNLO приближениях, хорошо согласуются с измеренными значениями, но переоценивают скорость возрастания коэффициента A_2 при больших p_T^Z. Интересно отметить, что несмотря на достаточно хорошее согласие расчетов угловых коэффициентов, выполненных с помощью генератора PYTHIA8 и HERWIG, наблюдается существенное различие между этими двумя расчетами во всем диапазоне p_T^Z для коэффициента A_1. При малых значениях p_T^Z эту разницу можно объяснить использованием разных моделей образования партонных ливней и схем сопоставление партонов матричным элементам жесткого процесса, в то время как при больших значениях p_T^Z большая разница этих двух расчетов вызывает удивление.

На рисунке 53 показано сравнение результатов измерений коэффициентов A_0, A_2 и разности $A_0 - A_2$ с расчетами, выполненными с помощью генератора SHERPA 1.4, в котором моделируется рождение до 5 струй в LO приближении, и генератора SHERPA 2.1 [108, 109, 71, 110]. Из графиков на рисунке 53 хорошо виден результат использования гене-

ратора SHERPA 2.1, который моделирует рождение до 2 струй в NLO приближении и до 5 струй в LO приближении. Ни одна из версий генератора SHERPA не предсказывает правильно поведение коэффициентов A_0 и A_2. Расчеты, выполненные с помощью генератора SHERPA 2.1, описывают результаты измерений лучше, чем расчеты, выполненные с помощью генератора SHERPA 1.4. Во всех версиях генератора SHERPA, за исключением версии 2.1 с двумя струями в NLO приближении, в угловых распределениях наблюдается значительный вклад от полиномов более высоких порядков, чем в формуле (10). Возможно, это связано с использованной для расчетов в генераторе SHERPA схемой сопоставления партонов и матричных элементов для процесса ассоциативного рождения Z-бозонов и струй $Z + n - jets$ в LO приближении, где $n > 2$.

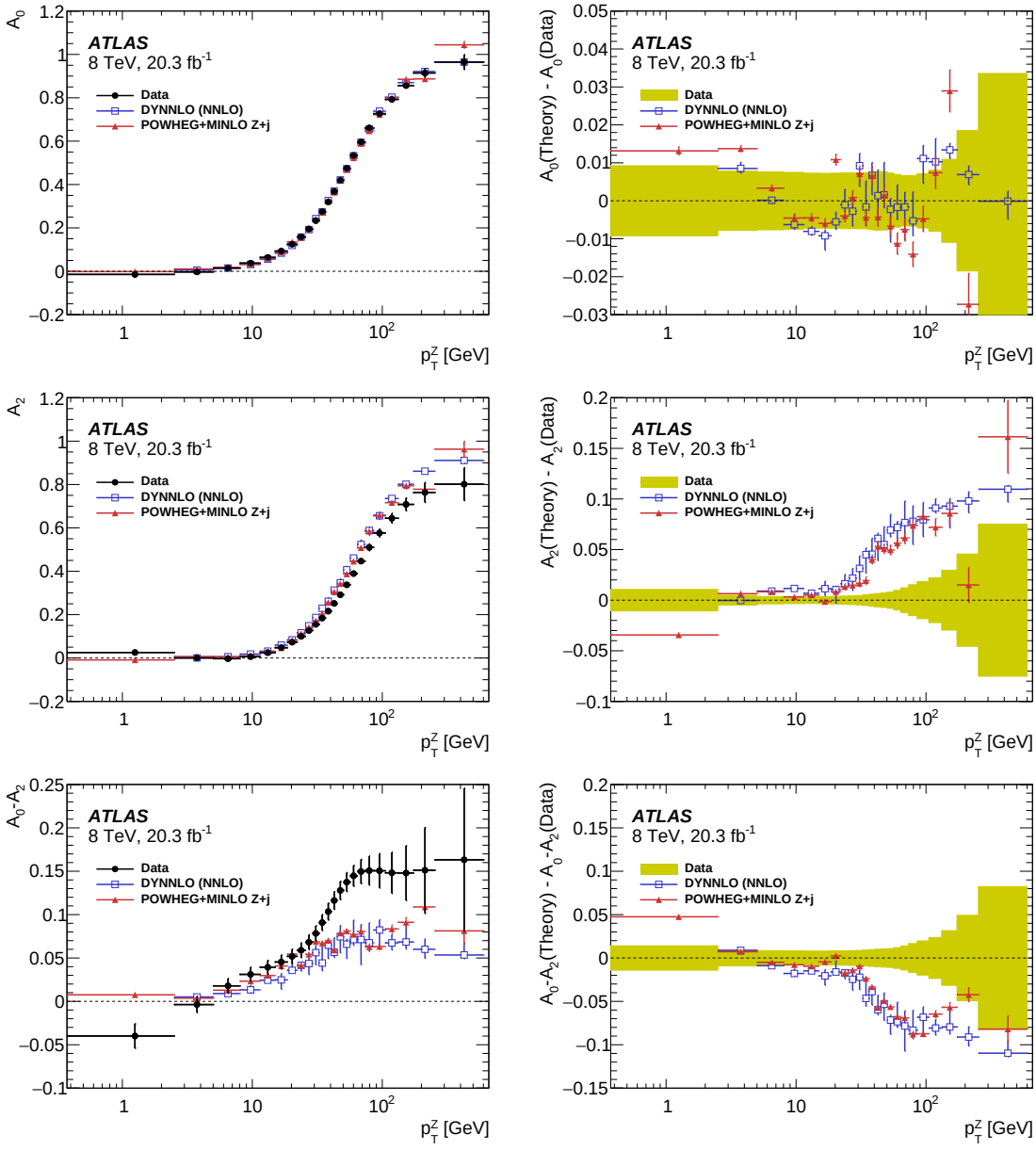

Рисунок 46 — Угловые коэффициенты A_0 (вверху), A_2 (в середине) и разность коэффициентов $A_0 - A_2$ (внизу) как функции поперечного импульса Z-бозона p_T^Z. Измерения, выполненные интегрально по быстроте Z-бозона y^Z, сравниваются с результатами расчетов, выполненных с помощью программ DYNNLO и POWHEG + M*i*NLO (графики слева). Разница между расчетами и измерениями показана на графиках справа. Заштрихованная область показывает полную ошибку измерений угловых коэффициентов. Для расчетов, выполненных с помощью программы DYNNLO, показана полная ошибка, а для POWHEG + M*i*NLO показана только статистическая ошибка.

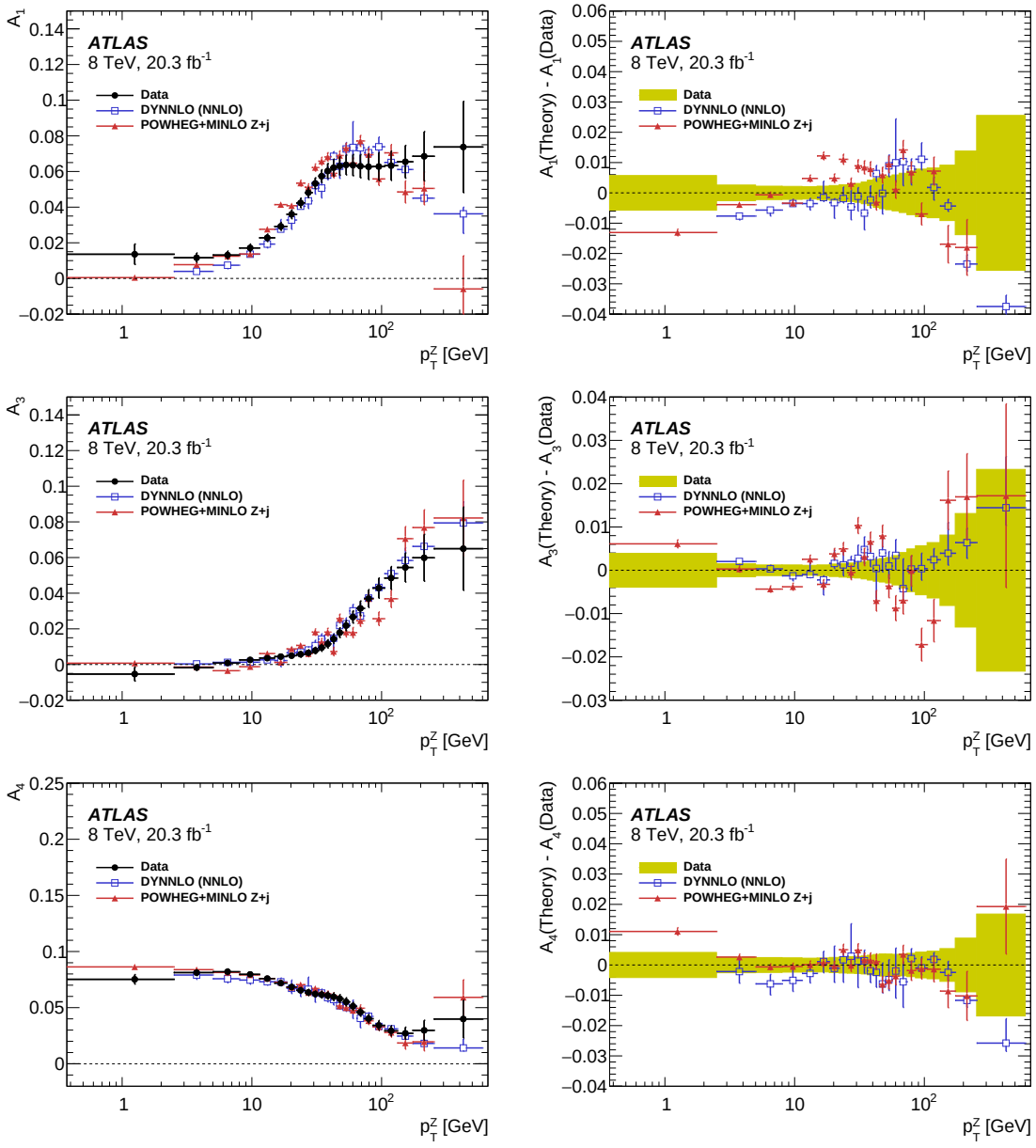

Рисунок 47 — Угловые коэффициенты A_1 (вверху), A_3 (в середине) и A_4 (внизу) как функции поперечного импульса Z-бозона p_T^Z. Измерения, выполненные интегрально по быстроте Z-бозона y^Z, сравниваются с результатами расчетов, выполненных с помощью программ DYNNLO и POWHEG + M*i*NLO (графики слева). Разница между расчетами и измерениями показана на графиках справа. Заштрихованная область показывает полную ошибку измерений угловых коэффициентов. Для расчетов, выполненных с помощью программы DYNNLO, показана полная ошибка, а для POWHEG + M*i*NLO показана только статистическая ошибка.

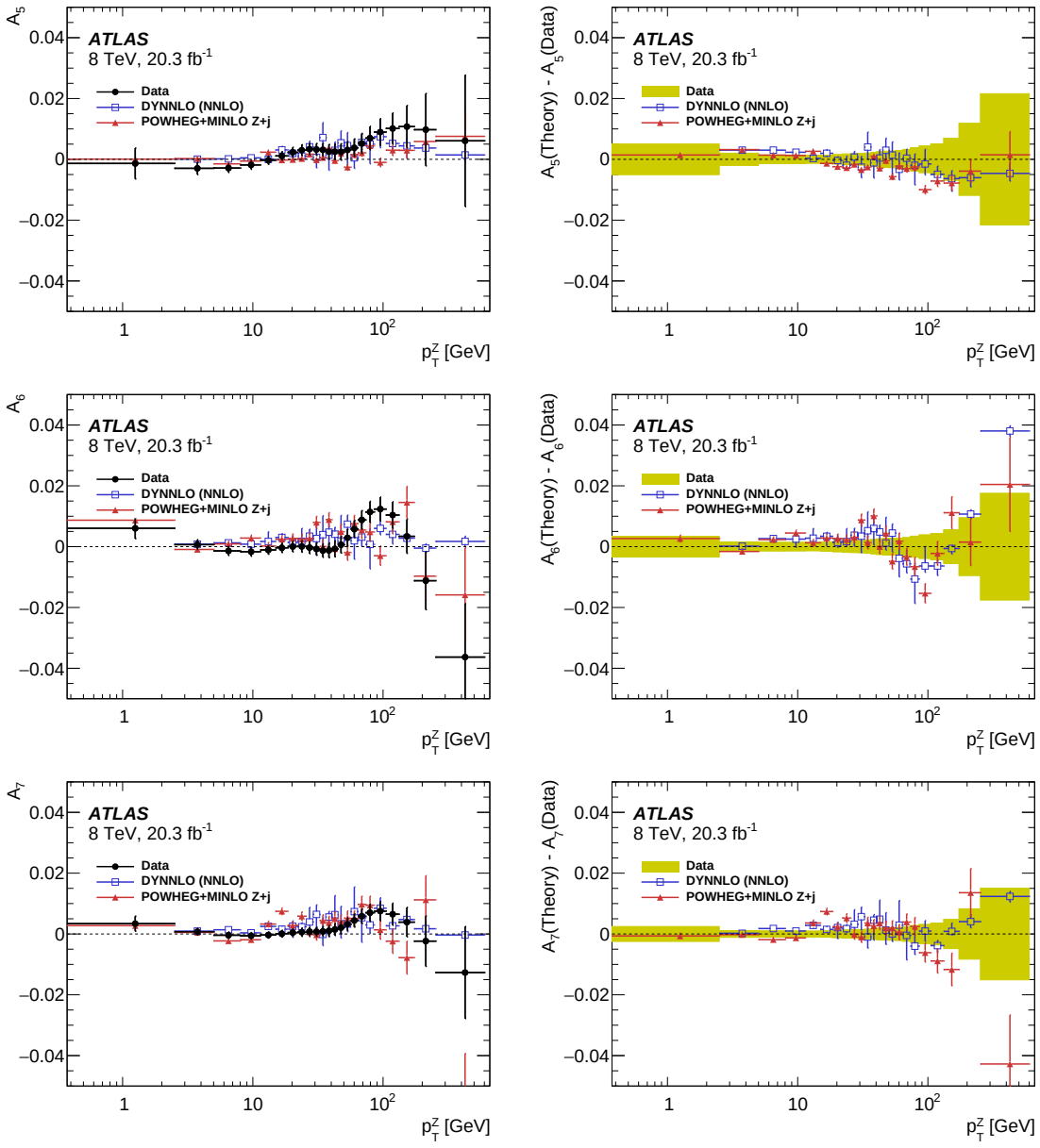

Рисунок 48 — Угловые коэффициенты A_5 (вверху), A_6 (в середине) и A_7 (внизу) как функции поперечного импульса Z-бозона p_T^Z. Измерения, выполненные интегрально по быстроте Z-бозона y^Z, сравниваются с результатами расчетов, выполненных с помощью программ DYNNLO и POWHEG + M*i*NLO (графики слева). Разница между расчетами и измерениями показана на графиках справа. Заштрихованная область показывает полную ошибку измерений угловых коэффициентов. Для расчетов, выполненных с помощью программы DYNNLO, показана полная ошибка, а для POWHEG + M*i*NLO показана только статистическая ошибка.

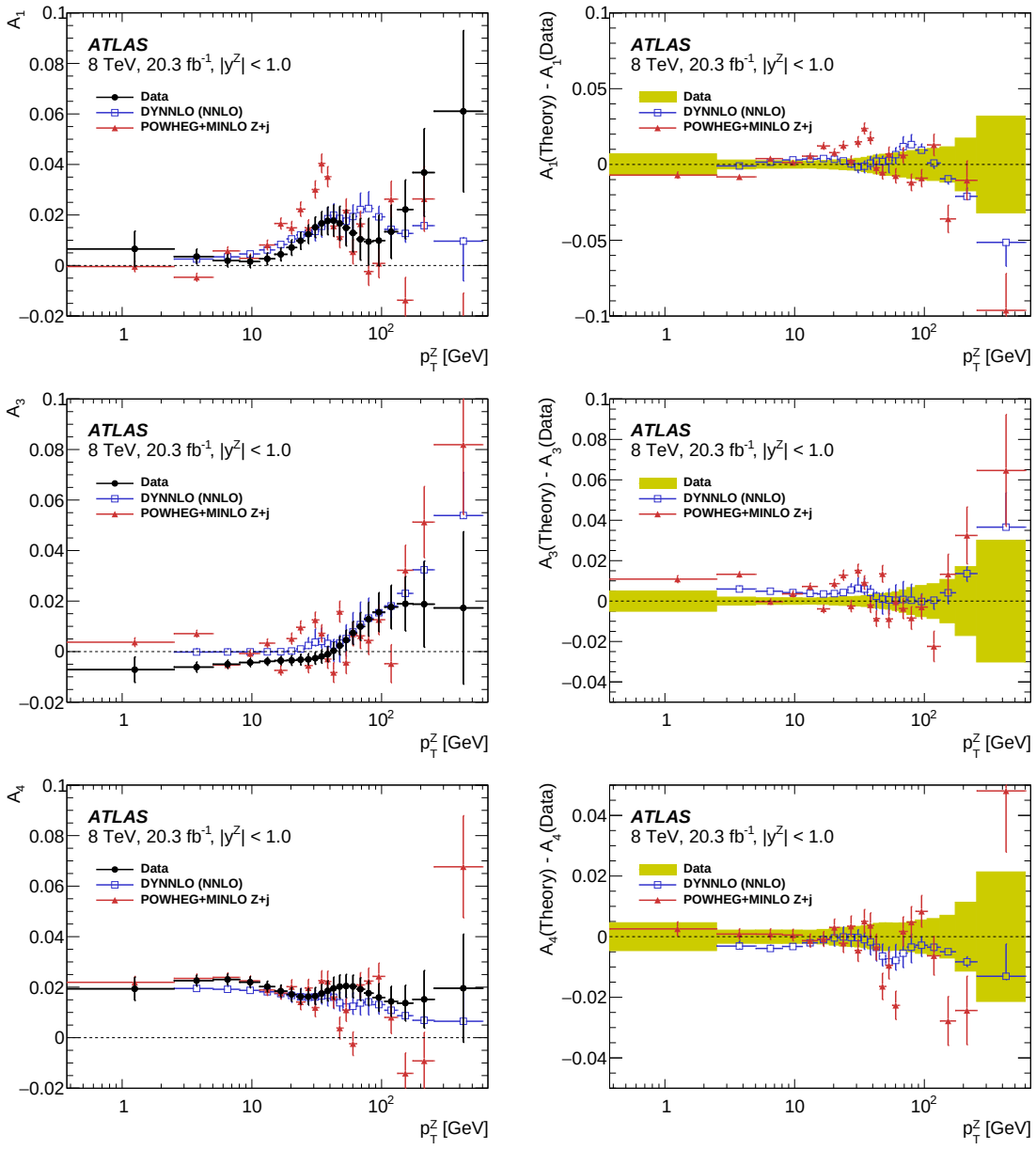

Рисунок 49 — Угловые коэффициенты A_1 (вверху), A_3 (в середине) и A_4 (внизу) как функции поперечного импульса Z-бозона p_T^Z. Измерения, выполненные в интервале по быстроте Z-бозона $0 < |y^Z| < 1$, сравниваются с результатами расчетов, выполненных с помощью программ DYNNLO и POWHEG + M*i*NLO (графики слева). Разница между расчетами и измерениями показана на графиках справа. Заштрихованная область показывает полную ошибку измерений угловых коэффициентов. Для расчетов, выполненных с помощью программы DYNNLO, показана полная ошибка, а для POWHEG + M*i*NLO показана только статистическая ошибка.

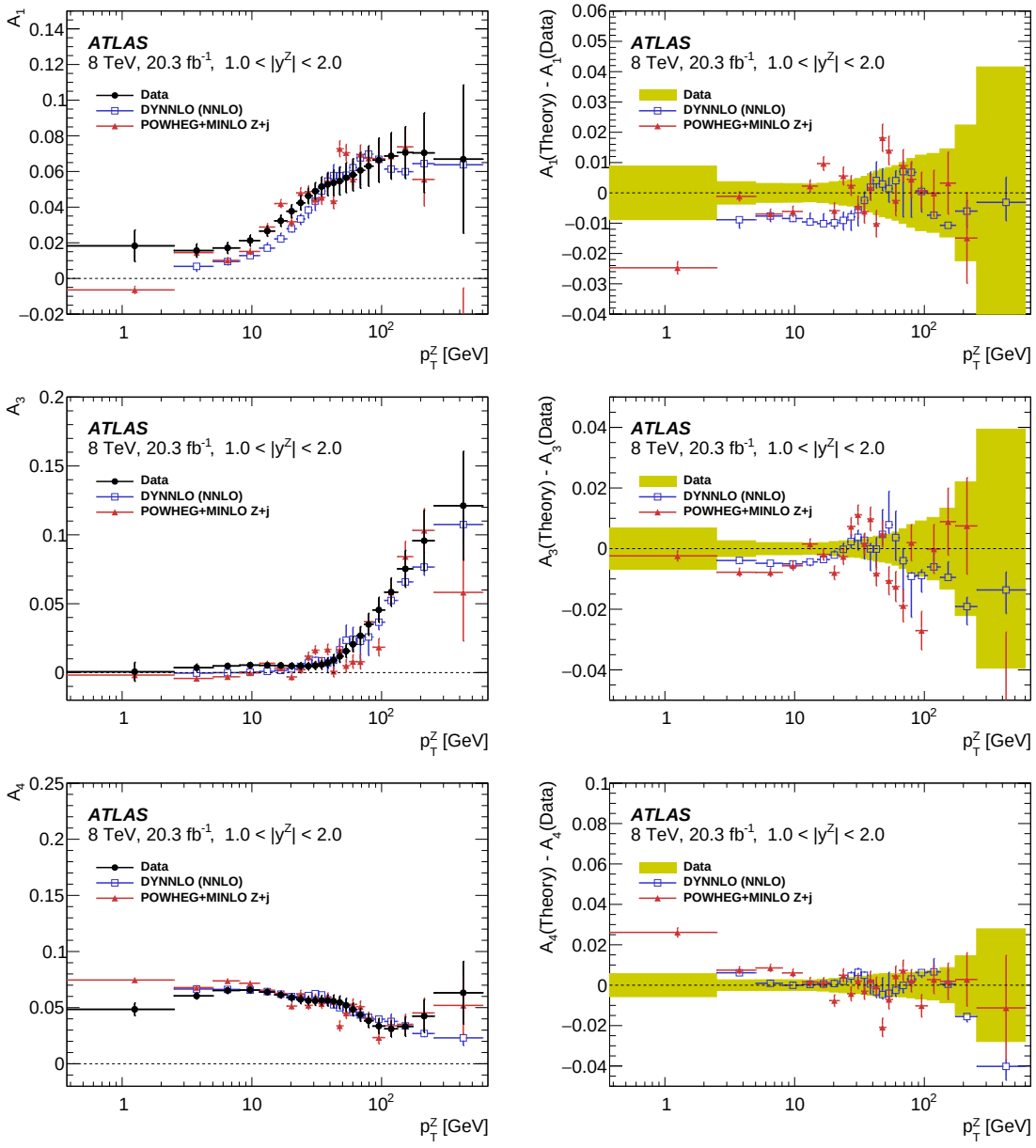

Рисунок 50 — Угловые коэффициенты A_1 (вверху), A_3 (в середине) и A_4 (внизу) как функции поперечного импульса Z-бозона p_T^Z. Измерения, выполненые в интервале по быстроте Z-бозона $1 < |y^Z| < 2$, сравниваются с результатами расчетов, выполненных с помощью программ DYNNLO и POWHEG + M*i*NLO (графики слева). Разница между расчетами и измерениями показана на графиках справа. Заштрихованная область показывает полную ошибку измерений угловых коэффициентов. Для расчетов, выполненных с помощью программы DYNNLO, показана полная ошибка, а для POWHEG + M*i*NLO показана только статистическая ошибка.

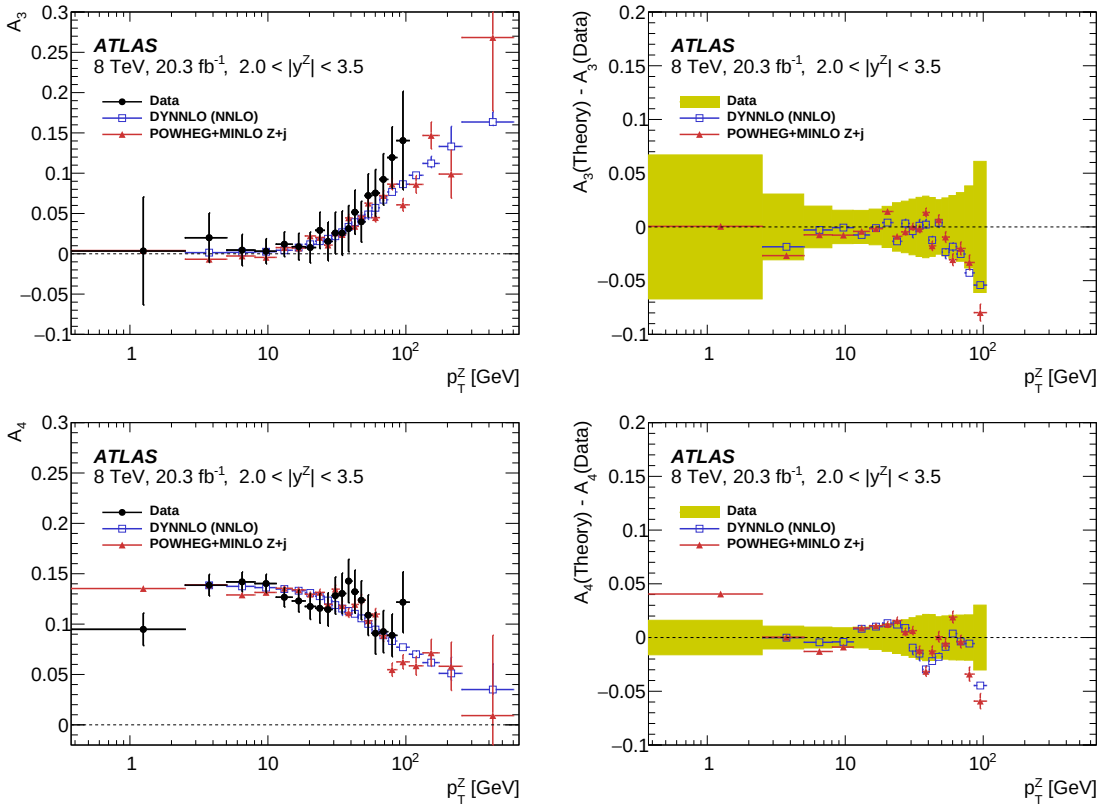

Рисунок 51 — Угловые коэффициенты A_3 (вверху) и A_4 (внизу) как функции поперечного импульса Z-бозона p_T^Z. Измерения, выполненные в интервале по быстроте Z-бозона $2 < |y^Z| < 3,5$, сравниваются с результатами расчетов, выполненных с помощью программ DYNNLO и POWHEG + M*i*NLO (графики слева). Разница между расчетами и измерениями показана на графиках справа. Заштрихованная область показывает полную ошибку измерений угловых коэффициентов. Для расчетов, выполненных с помощью программы DYNNLO, показана полная ошибка, а для POWHEG+M*i*NLO показана только статистическая ошибка.

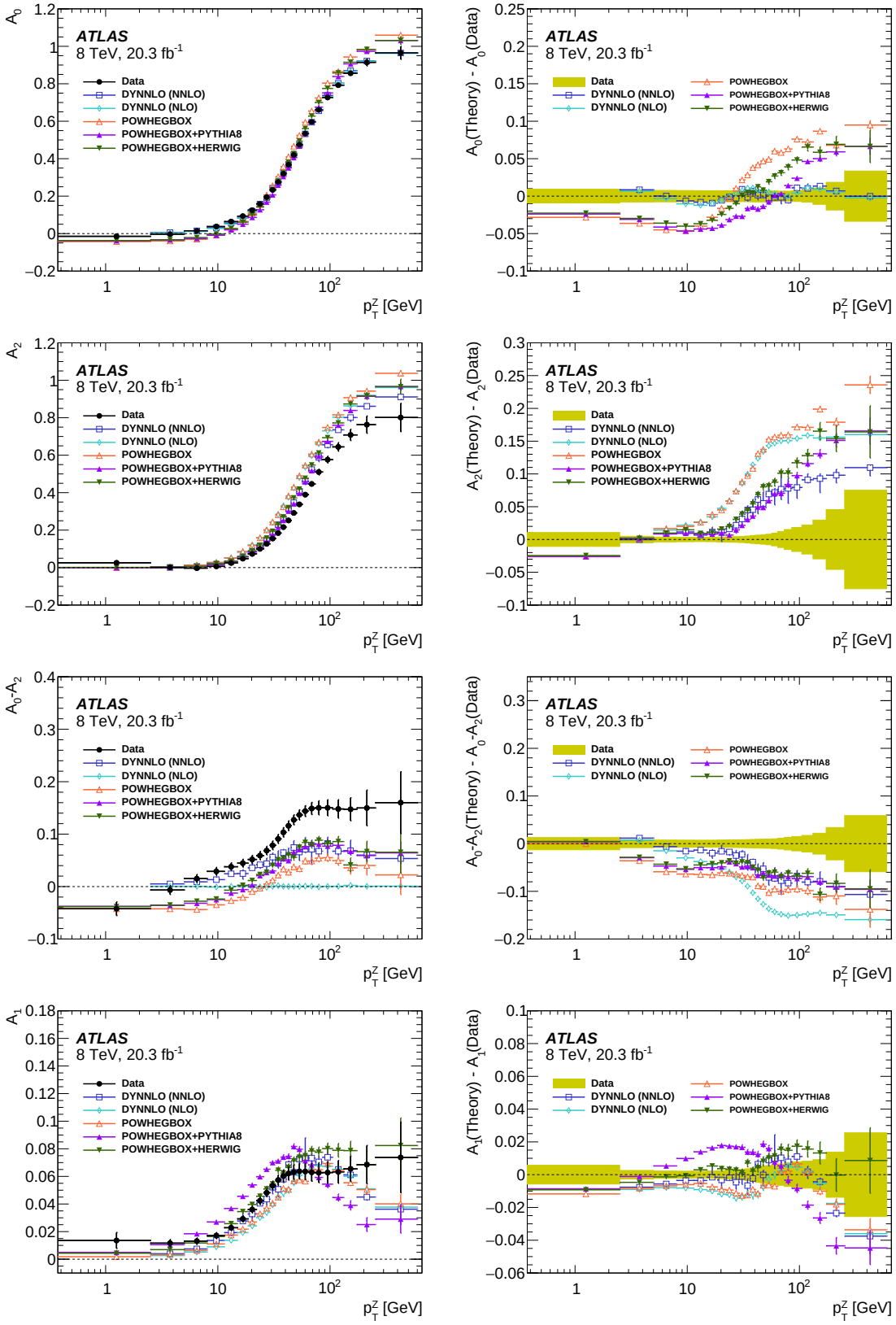

Рисунок 52 — Угловые коэффициенты A_0, A_2, $A_0 - A_2$ и A_1 как функции поперечного импульса Z-бозона p_T^Z, измеренные интегрально по y^Z. Результаты измерений сравниваются с расчетами, выполненными с помощью программ DYNNLO в NNLO и NLO приближениях, POWHEG + PYTHIA8 и POWHEGBOX + HERWIG. Заштрихованная область показывает полную ошибку измерений угловых коэффициентов. Для расчетов, выполненных с помощью программы DYNNLO, показана полная ошибка, а для POWHEGBOX показана только статистическая ошибка.

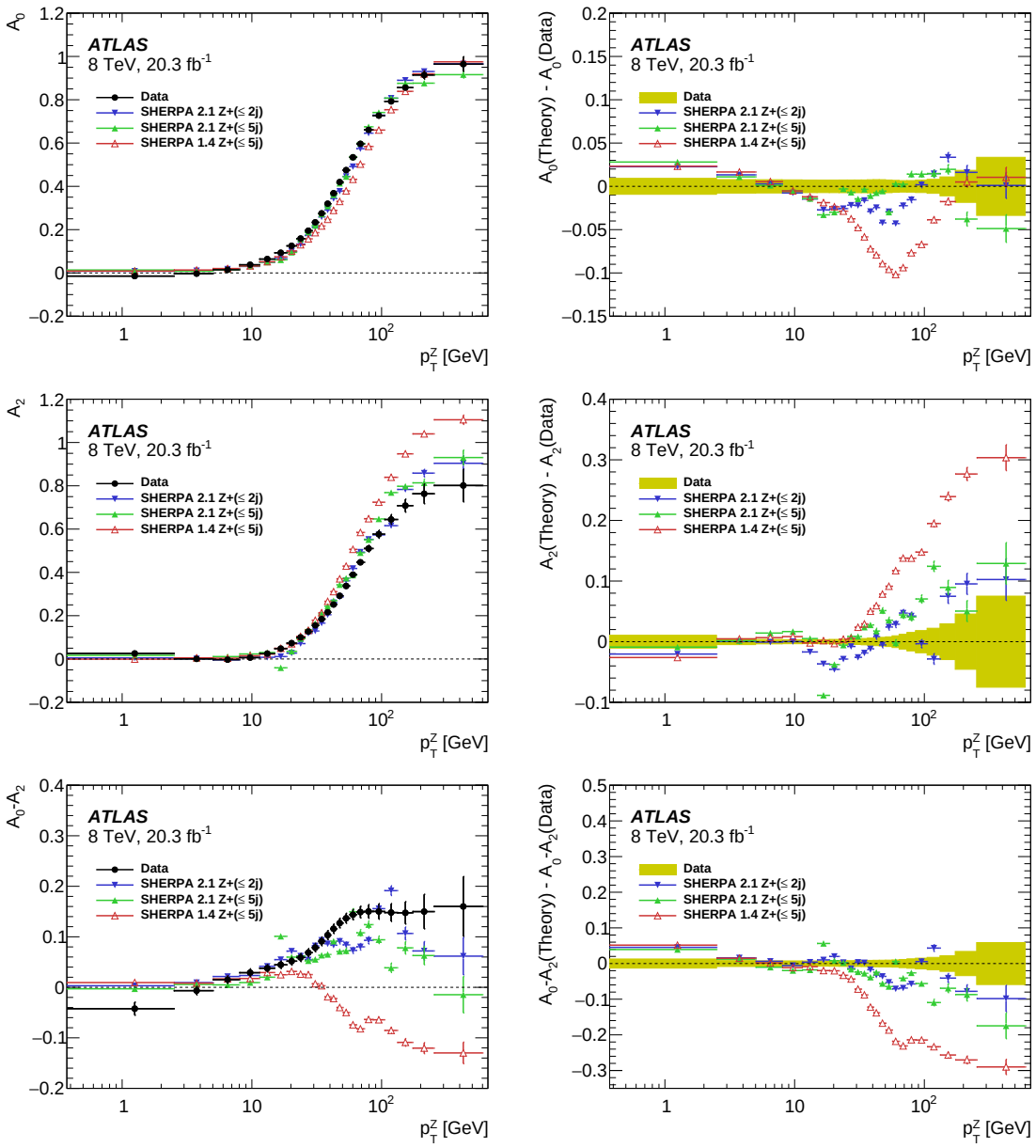

Рисунок 53 — Угловые коэффициенты A_0 (вверху), A_2 (в середине) и разность коэффициентов $A_0 - A_2$ (внизу) как функции поперечного импульса Z-бозона p_T^Z. Измерения, выполненные интегрально по быстроте Z-бозона y^Z, сравниваются с результатами расчетов, выполненных с помощью разных версий генератора SHERPA. Разница между расчетами и измерениями показана на графиках справа. Заштрихованная область показывает полную ошибку измерений угловых коэффициентов. Для расчетов, выполненных с помощью программы SHERPA, показана только статистическая ошибка.

Заключение

В диссертационной работе представлены результаты измерения поляризационных угловых коэффициентов в процессах лептонного распада Z-бозонов, рождающихся в протон-протонных соударениях при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Измерения были выполнены с использованием данных, полученных с помощью детектора ATLAS, одного из двух многоцелевых детекторов на Большом адронном коллайдере LHC, в Европейском центре ядерных исследований. Полученные результаты зависимости поляризационных угловых коэффициентов от поперечного импульса Z-бозонов, в заданных интервалах по быстроте, использовались для уточнения моделей рождения и распада калибровочных бозонов, применяемых в генераторах событий, при выполнении прецизионного измерения массы W-бозона. Это позволило снизить систематическую ошибку измерения массы W-бозона и достичь значения $m_W = 80370 \pm 19$ МэВ, что является первым шагом на пути решения амбициозной задачи достигнуть точности измерения массы W-бозона ± 10 МэВ.

Для реконструкции треков заряженных частиц был разработан и создан детектор переходного излучения (англ., Transition Radiation Tracker, TRT), который, наряду с полупроводниковыми пиксельным (англ., Pixel) и стриповым (англ., SemiConductor Tracker, SCT) детекторами, является частью внутреннего детектора (англ., Ineer Detector) установки ATLAS. Основное назначение детектора переходного излучения, кроме восстановления треков, заключается в идентификации электронов, используя переходное излучение, которое возникает при прохождении заряженной частицей границы двух сред с разной диэлектрической проницаемостью. Впервые, в большом коллайдерном эксперименте, успешно использован детектор переходного излучения для идентификации электронов.

Основные результаты, полученные в ходе выполнения диссертационной работы, могут быть сформулированы следующим образом:

1). Получены новые экспериментальные данные для инклюзивных спектров рождения Z-бозонов в канале их распада на электронные или мюонные пары по поперечному импульсу и быстроте Z-бозона в протон-протонных взаимодействиях при беспрецедентно высоких энергиях $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

2). Разработан и реализован новый метод измерения полного набора поляризационных угловых коэффициентов лептонных пар, рождающихся в процессе Дрелла – Яна в протон-протонных столкновениях с энергией $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, путем измерения угловых распределений лептонов (электронов и мюонов) от распадов Z-бозонов с дилептонными массами в области полюса массы Z-бозона.

3). Показано, что точность выполненных измерений, достаточна чтобы увидеть отличия при выборе различных теоретических моделей образования партонных ливней в генераторах событий и схем сопоставления образовавшихся партонов с вычислением матричных элементов жесткого процесса.

4). Впервые с высокой точностью измерены все восемь поляризационных угловых коэффициентов $A_0, ..., A_7$ как функции поперечного импульса p_T^Z Z-бозона вплоть до $p_T^Z < 600$ ГэВ интегрально по всему диапазону псевдобыстроты y^Z Z-бозона, а также в трех диапазонах по быстроте: $0 < |y^Z| < 1,1, 0 < |y^Z| < 2,0$ и $2,0 < |y^Z| < 3,5$.

5). Впервые экспериментально обнаружено значительное отклонение измеренной разности коэффициентов $A_0 - A_2$ от расчетов в NNLO ($\mathcal{O}(\alpha_s^2)$), что указывает на необходимость учета теоретических поправок более высоких порядков для описания измеренной разности коэффициентов.

6). Экспериментально продемонстрировано нарушение соотношения Лам – Тунга [47], $A_0 - A_2 = 0$, которое означает, что при высоких энергиях доминирующим является рождение Z-бозона с поперечной поляризацией, и это выполняется для любой системы покоя Z-бозона.

7). Впервые экспериментально показано, что угловые коэффициенты A_5, A_6 и A_7 не равны нулю, как это и ожидалось из теоретических расчетов в NNLO приближении.

8). Выполнены расчеты поляризационных угловых коэффициентов в фиксированных порядках теории возмущений NLO и NNLO с помощью программ DYNNLO и FEWZ.

9). Выполнены расчеты поляризационных угловых коэффициентов для ряда наиболее широко используемых Монте-Карло генераторов событий, таких как POWHEG BOX, POWHEG + MiNLO, SHERPA, POWHEG +PYTHIA 8, POWHEG +HERWIG и других.

10). Разработана конструкция и созданы модули (тип A) для торцевой части детектора переходного излучения, который впервые используется в большом коллайдерном эксперименте. Детектор переходного излучения обеспечивает высокую эффективность восстановления треков заряженных частиц (∼100%) и позволяет улучшить импульсное разрешение внутреннего детектора при больших поперечных импульсах на 10%. Кроме того, детектор обладает уникальной способностью проводить идентификацию электронов в условиях большой множественности заряженных частиц и большой частоты протон-протонных столкновений, реализуемых на коллайдере LHC.

Основные выводы диссертации:

1). Измерение угловых поляризационных коэффициентов, в частности за счет корреляции угловых распределений лептонов, является важной составляющей на пути прецизионных измерений параметров электрослабой модели, таких как масса W-бозона и синуса угла смешивания Вайнберга $sin^2\theta_W$, на коллайдере LHC.

2). Угловые поляризационные коэффициенты измерены в настоящей работе как функции поперечного импульса Z-бозона p_T^Z интегрально и в нескольких интервалах по быстроте y^Z, покрывающей почти весь диапазон фазового пространства, в котором наблюдается рождение Z-бозонов при протон-протонных столкновениях с энергией $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Это стало возможным благодаря использованию декомпозиции сечения рождения Z-бозона на девять слагаемых, где в каждом слагаемом используется свой угловой поляризационный коэффициент, инкапсулирующий динамику рождения Z-бозона, которая описывается полиномами по углам вылета лептона в системе покоя Z-бозона. Шаблонные распределения для девяти полиномов, свернутые с учетом аксептанса детектора и эффективности регистрации лептонов, подгоняются к измеренным угловым распределениям лептонов для извлечения угловых поляризационных коэффициентов в полном фазовом пространстве Z-бозона.

3). Измерения угловых поляризационных коэффициентов выполнены в настоящей работы с беспрецедентной точностью такой, что сравнение измеренных значений коэффициентов с теоретическими расчетами и предсказаниями из Монте-Карло генераторов позволяет почувствовать вклад КХД поправок более высокого порядка за пределами точности расчетов.

4). В большей части фазового пространства точность измерений, выполненных с использованием электронных или мюонных пар, позволяющих перекрыть диапазон по быстроте Z-бозона соответственно $0 < |y^Z| < 3,5$ и $0 < |y^Z| < 2.5$, ограничена только статистической ошибкой данных. Эта ошибка составляет 0,002 при малых поперечных импульсах Z-бозона p_T^Z и достигает значения 0,008 при $p_T^Z = 150$ ГэВ. Экспериментальные систематические ошибки много меньше почти во всем диапазоне p_T^Z. Теоретические систематические ошибки минимизированы через процедуру построения шаблонных распределений так, что ошибка, связанная с неточностью определения партонных функций распределения, которая является доминирующей теоретической ошибкой, не превышает значения 0,004 во всем диапазоне p_T^Z.

5). Созданные модули для торцевой части детектора переходного излучения удовлетворяют всем предъявляемым требованиям и позволяют успешно выполнить физическую программу эксперимента ATLAS. Большинство физических результатов,

полученных в эксперименте ATLAS, были бы недоступны без надежной работы детектора переходного излучения. Использование детектора переходного излучения позволило достигнуть эффективность идентификации электронов $\sim 95\%$ в области псевдобыстроты электронов $|\eta| < 2,47$ при коэффициенте подавления адронного фона ~ 100. При реконструкции треков детектор переходного излучения предоставляет возможность учесть потери электронами энергии на тормозное излучение. Это позволило увеличить эффективность реконструкции электронов на $\sim 7\%$ и достигнуть эффективности $\sim 99\%$ во всем диапазоне псевдобыстроты $|\eta| < 2,47$ для электронов с энергией $E_T > 80$ ГэВ.

Приложения

A Шаблонные распределения

Двумерные графики 54–56 для полиномов и шаблонных распределений по переменным $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS} для трех характерных интервалов по p_T^Z. Построение шаблонных распределений обсуждается в разделе 4.1. Шаблонные распределения проинтегрированы по третьей переменной $p_T^{\ell\ell}$, которая учитывает миграцию событий с заданным p_T^Z при реконструкции. Различия в форме между полиномами и шаблонными распределениями отражают эффекты, связанные с аксептансом детектора и эффективностью регистрации лептонов.

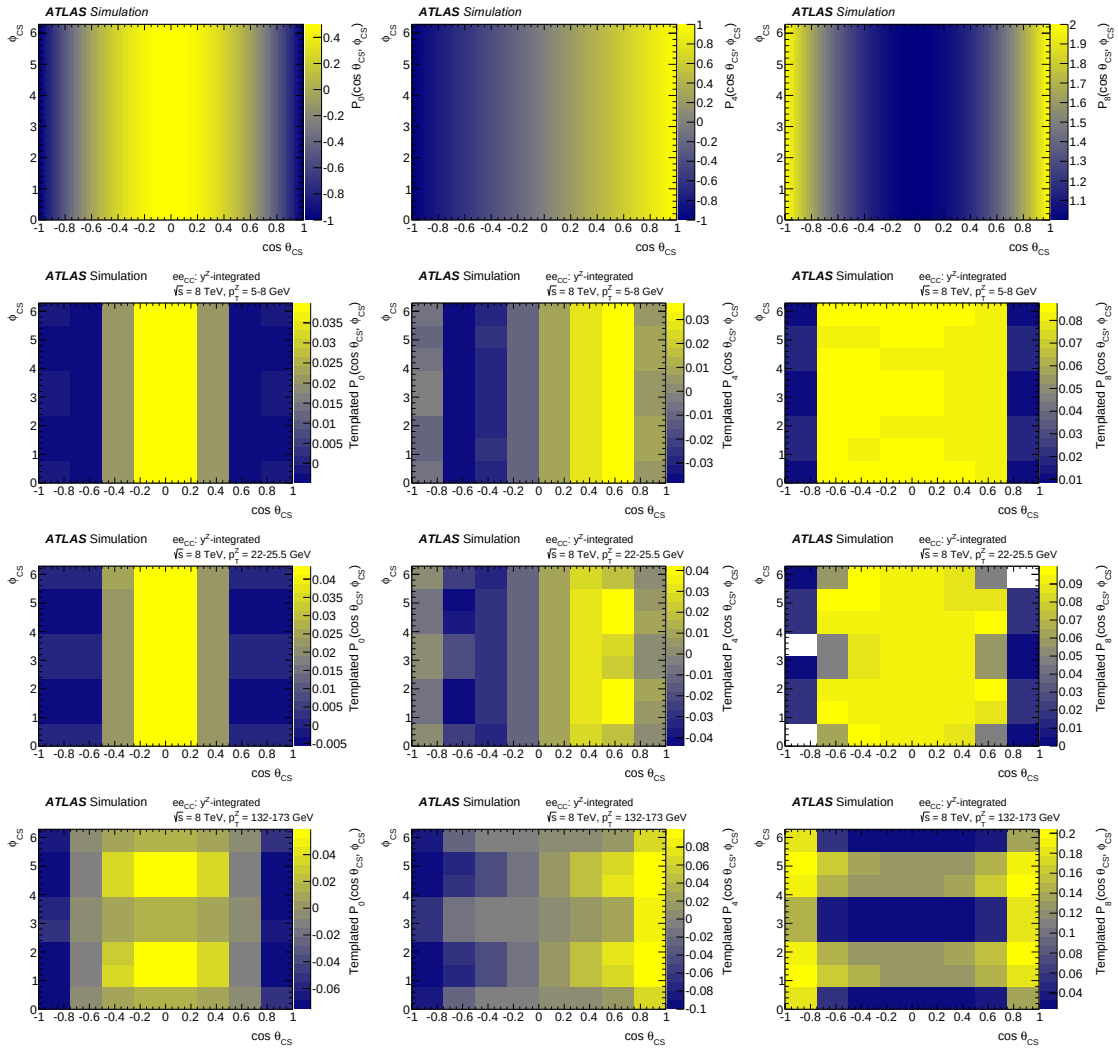

Рисунок 54 — Полиномы $P_{0,4,8}$ (вверху) как функции $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}. Ниже на графиках показаны шаблонные распределения $t_{0,4,8}$, полученные для канала $eeCC$ интегрально по быстроте y^Z для малых $(5-8$ ГэВ), средних $(22-25.5$ ГэВ) и больших $(132-173$ ГэВ) значений импульса p_T^Z.

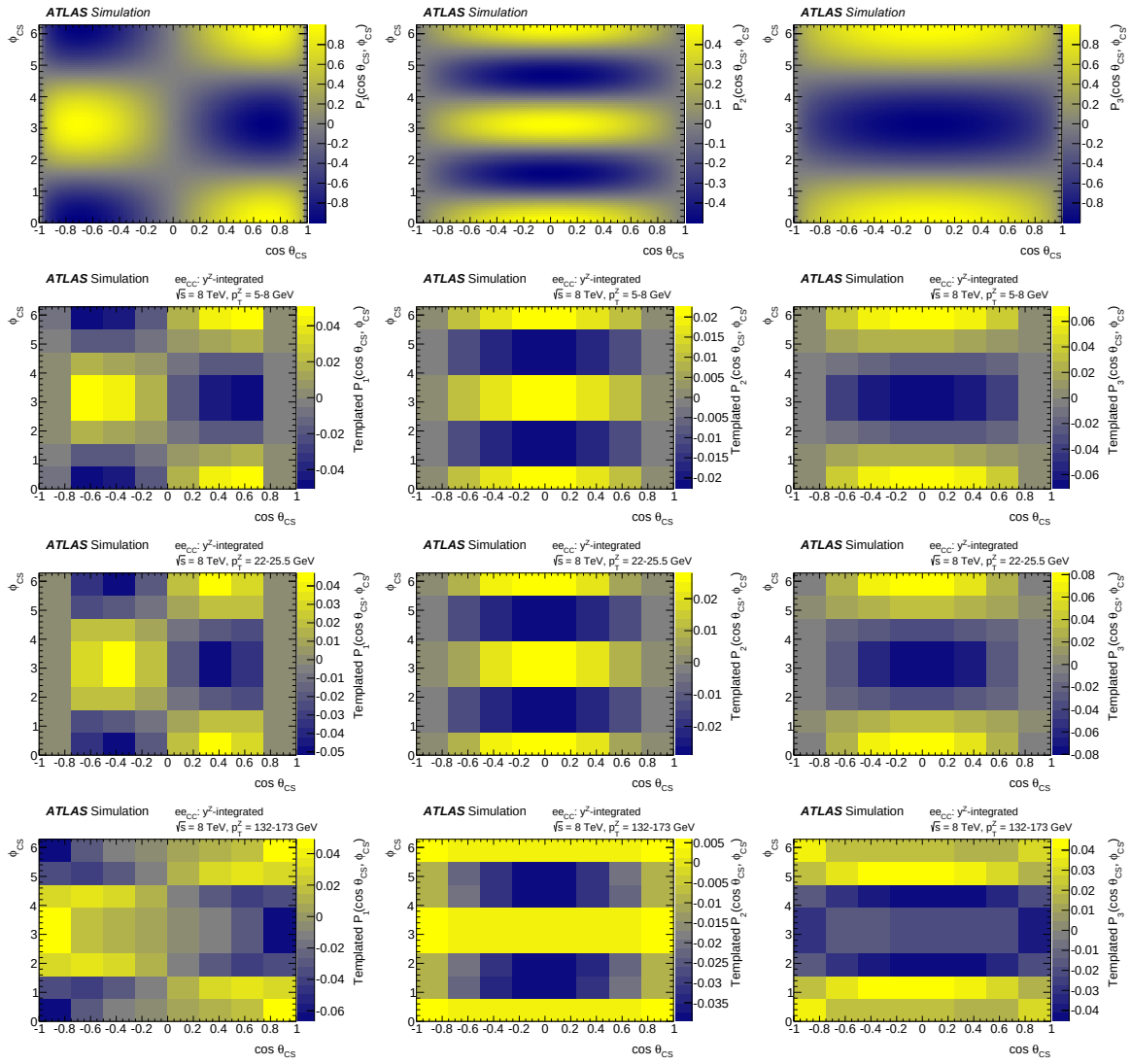

Рисунок 55 — Полиномы $P_{1,2,3}$ (вверху) как функции $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}. Ниже на графиках показаны шаблонные распределения $t_{1,2,3}$, полученные для канала $eeCC$ интегрально по быстроте y^Z для малых $(5-8$ ГэВ), средних $(22-25.5$ ГэВ) и больших $(132-173$ ГэВ) значений импульса p_T^Z.

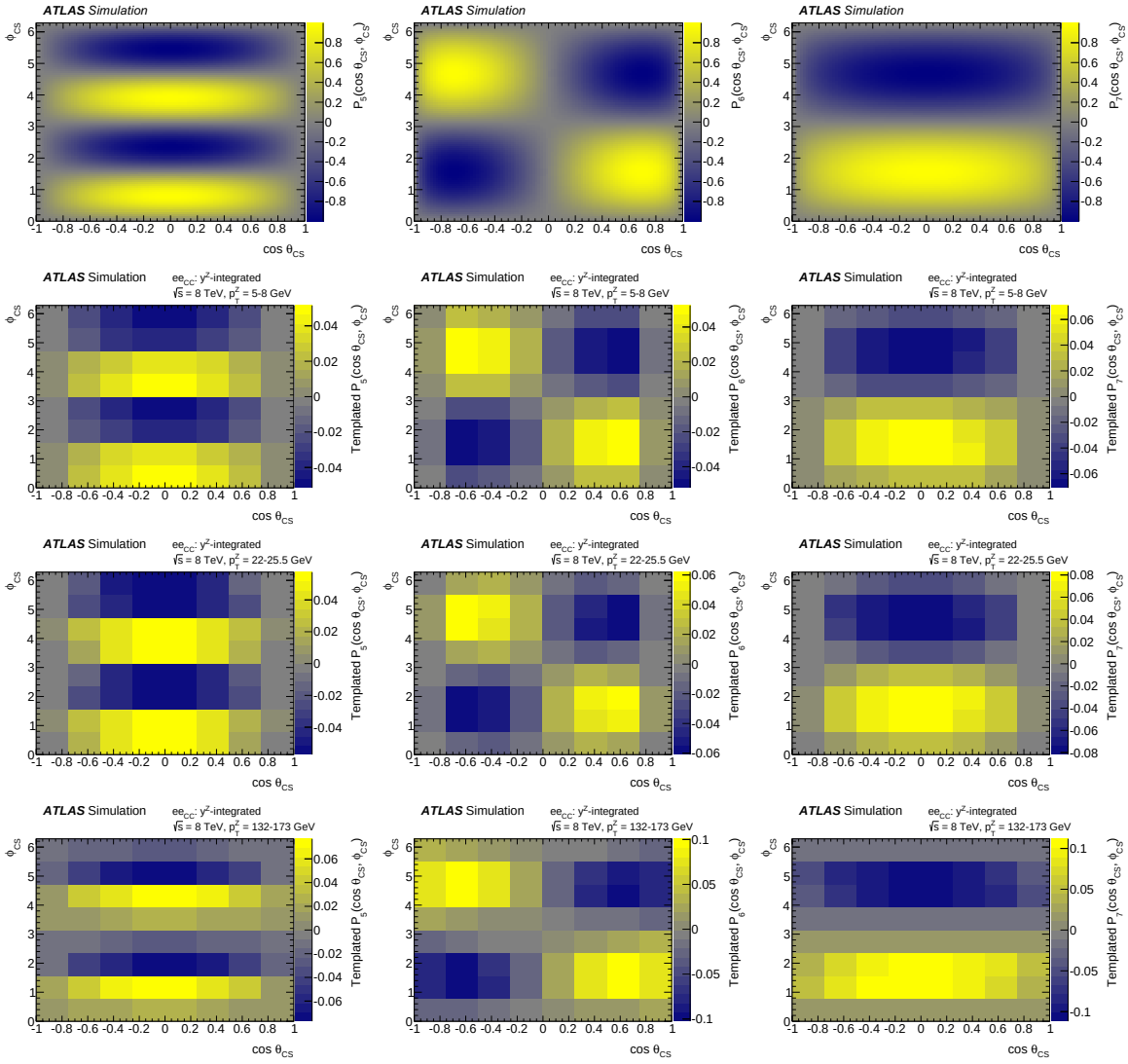

Рисунок 56 — Полиномы $P_{5,6,7}$ (вверху) как функции $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS}. Ниже на графиках показаны шаблонные распределения $t_{5,6,7}$, полученные для канала $eeCC$ интегрально по быстроте y^Z для малых $(5-8$ ГэВ), средних $(22-25.5$ ГэВ) и больших $(132-173$ ГэВ) значений импульса p_T^Z.

B Полные результаты измерений

Результаты измерения угловых коэффициентов в зависимости от поперечного импульса Z-бозона p_T^Z, выполненные интегрально по быстроте Z-бозона, представлены в таблицах 14 и 15. Результаты измерения в интервалах по y^Z представлены в таблицах 17–24. На рисунке 57 показана зависимость коэффициентов от p_T^Z для измерений, выполненных в интервалах по y^Z.

Таблица 14 — Измеренные угловые коэффициенты A_0, A_2 и разность коэффициентов $A_0 - A_2$ в зависимости от p_T^Z интегрально по y^Z. Показаны статистическая и систематическая ошибки измерения $\pm\delta_{\text{стат.}} \pm \delta_{\text{сист.}}$.

интегально по $\lvert y^Z \rvert$			
p_T^Z [ГэВ]	A_0	A_2	$A_0 - A_2$
0,0 - 2,5	-0,014 ± 0,004 ± 0,008	0,025 ± 0,009 ± 0,006	-0,039 ± 0,010 ± 0,008
2,5 - 5,0	-0,003 ± 0,002 ± 0,008	0,001 ± 0,004 ± 0,003	-0,003 ± 0,004 ± 0,007
5,0 - 8,0	0,015 ± 0,002 ± 0,007	-0,003 ± 0,003 ± 0,003	0,018 ± 0,003 ± 0,007
8,0 - 11,4	0,038 ± 0,002 ± 0,007	0,007 ± 0,002 ± 0,002	0,031 ± 0,003 ± 0,007
11,4 - 14,9	0,064 ± 0,002 ± 0,007	0,025 ± 0,002 ± 0,002	0,039 ± 0,003 ± 0,007
14,9 - 18,5	0,093 ± 0,002 ± 0,007	0,048 ± 0,002 ± 0,002	0,045 ± 0,003 ± 0,006
18,5 - 22,0	0,125 ± 0,003 ± 0,007	0,073 ± 0,003 ± 0,002	0,052 ± 0,004 ± 0,006
22,0 - 25,5	0,159 ± 0,003 ± 0,007	0,100 ± 0,003 ± 0,003	0,059 ± 0,005 ± 0,006
25,5 - 29,0	0,195 ± 0,003 ± 0,007	0,127 ± 0,003 ± 0,003	0,068 ± 0,005 ± 0,006
29,0 - 32,6	0,234 ± 0,003 ± 0,006	0,155 ± 0,004 ± 0,003	0,078 ± 0,005 ± 0,006
32,6 - 36,4	0,275 ± 0,004 ± 0,006	0,184 ± 0,004 ± 0,003	0,091 ± 0,006 ± 0,006
36,4 - 40,4	0,320 ± 0,004 ± 0,006	0,216 ± 0,005 ± 0,004	0,103 ± 0,006 ± 0,006
40,4 - 44,9	0,368 ± 0,004 ± 0,006	0,252 ± 0,005 ± 0,004	0,116 ± 0,007 ± 0,006
44,9 - 50,2	0,420 ± 0,004 ± 0,006	0,292 ± 0,005 ± 0,005	0,128 ± 0,007 ± 0,006
50,2 - 56,4	0,475 ± 0,004 ± 0,006	0,337 ± 0,006 ± 0,005	0,137 ± 0,007 ± 0,006
56,4 - 63,9	0,534 ± 0,004 ± 0,006	0,389 ± 0,007 ± 0,006	0,145 ± 0,008 ± 0,006
63,9 - 73,4	0,596 ± 0,004 ± 0,005	0,447 ± 0,009 ± 0,008	0,150 ± 0,009 ± 0,007
73,4 - 85,4	0,661 ± 0,005 ± 0,005	0,510 ± 0,012 ± 0,010	0,151 ± 0,011 ± 0,007
85,4 - 105	0,727 ± 0,005 ± 0,005	0,576 ± 0,014 ± 0,012	0,151 ± 0,013 ± 0,008
105 - 132	0,793 ± 0,006 ± 0,005	0,644 ± 0,017 ± 0,015	0,148 ± 0,015 ± 0,009
132 - 173	0,856 ± 0,008 ± 0,008	0,708 ± 0,022 ± 0,020	0,148 ± 0,019 ± 0,011
173 - 253	0,914 ± 0,013 ± 0,013	0,763 ± 0,034 ± 0,031	0,151 ± 0,029 ± 0,017
253 - 600	0,965 ± 0,024 ± 0,024	0,801 ± 0,057 ± 0,048	0,163 ± 0,052 ± 0,027

Таблица 15 — Измеренные угловые коэффициенты A_1, A_3 и A_4 в зависимости от p_T^Z интегрально по y^Z. Показаны статистическая и систематическая ошибки измерения $\pm\delta_{\text{стат.}} \pm \delta_{\text{сист.}}$.

интегрально по $\lvert y^Z \rvert$			
p_T^Z [ГэВ]	A_1	A_3	A_4
0,0 - 2,5	0,014 ± 0,005 ± 0,003	-0,005 ± 0,003 ± 0,002	0,075 ± 0,003 ± 0,003
2,5 - 5,0	0,012 ± 0,002 ± 0,002	-0,001 ± 0,001 ± 0,001	0,081 ± 0,001 ± 0,002
5,0 - 8,0	0,013 ± 0,002 ± 0,002	0,001 ± 0,001 ± 0,001	0,082 ± 0,001 ± 0,002
8,0 - 11,4	0,017 ± 0,002 ± 0,002	0,003 ± 0,001 ± 0,001	0,080 ± 0,001 ± 0,002
11,4 - 14,9	0,023 ± 0,001 ± 0,001	0,004 ± 0,001 ± 0,001	0,076 ± 0,001 ± 0,002
14,9 - 18,5	0,029 ± 0,002 ± 0,001	0,004 ± 0,001 ± 0,001	0,072 ± 0,002 ± 0,002
18,5 - 22,0	0,036 ± 0,002 ± 0,001	0,005 ± 0,001 ± 0,001	0,068 ± 0,002 ± 0,002
22,0 - 25,5	0,042 ± 0,002 ± 0,002	0,006 ± 0,001 ± 0,001	0,065 ± 0,002 ± 0,002
25,5 - 29,0	0,048 ± 0,002 ± 0,002	0,007 ± 0,002 ± 0,001	0,064 ± 0,002 ± 0,002
29,0 - 32,6	0,053 ± 0,003 ± 0,002	0,008 ± 0,002 ± 0,001	0,062 ± 0,002 ± 0,002
32,6 - 36,4	0,057 ± 0,003 ± 0,002	0,009 ± 0,002 ± 0,001	0,062 ± 0,003 ± 0,002
36,4 - 40,4	0,060 ± 0,003 ± 0,002	0,012 ± 0,002 ± 0,001	0,061 ± 0,003 ± 0,002
40,4 - 44,9	0,062 ± 0,004 ± 0,003	0,014 ± 0,002 ± 0,001	0,060 ± 0,003 ± 0,002
44,9 - 50,2	0,063 ± 0,004 ± 0,003	0,018 ± 0,002 ± 0,001	0,058 ± 0,003 ± 0,002
50,2 - 56,4	0,064 ± 0,005 ± 0,003	0,022 ± 0,003 ± 0,001	0,055 ± 0,003 ± 0,002
56,4 - 63,9	0,064 ± 0,005 ± 0,003	0,027 ± 0,003 ± 0,002	0,051 ± 0,003 ± 0,002
63,9 - 73,4	0,063 ± 0,005 ± 0,004	0,031 ± 0,004 ± 0,002	0,046 ± 0,003 ± 0,002
73,4 - 85,4	0,063 ± 0,006 ± 0,004	0,037 ± 0,004 ± 0,002	0,040 ± 0,003 ± 0,002
85,4 - 105	0,063 ± 0,007 ± 0,004	0,043 ± 0,005 ± 0,002	0,034 ± 0,004 ± 0,002
105 - 132	0,063 ± 0,007 ± 0,004	0,049 ± 0,006 ± 0,003	0,029 ± 0,004 ± 0,002
132 - 173	0,065 ± 0,008 ± 0,005	0,054 ± 0,007 ± 0,003	0,027 ± 0,005 ± 0,002
173 - 253	0,069 ± 0,012 ± 0,007	0,060 ± 0,012 ± 0,005	0,030 ± 0,008 ± 0,004
253 - 600	0,074 ± 0,022 ± 0,013	0,065 ± 0,022 ± 0,009	0,040 ± 0,015 ± 0,007

Таблица 16 — Измеренные угловые коэффициенты A_5, A_6 и A_7 в зависимости от p_T^Z интегрально по y^Z. Показаны статистическая и систематическая ошибки измерения $\pm\delta_{\text{стат.}} \pm \delta_{\text{сист.}}$.

интегрально по $\lvert y^Z \rvert$			
p_T^Z [ГэВ]	A_5	A_6	A_7
0,0 - 2,5	-0,001 ± 0,004 ± 0,003	0,006 ± 0,003 ± 0,002	0,003 ± 0,002 ± 0,001
2,5 - 5,0	-0,002 ± 0,002 ± 0,001	0,001 ± 0,001 ± 0,001	0,001 ± 0,001 ±, 0,001
5,0 - 8,0	-0,002 ± 0,001 ± 0,001	-0,001 ± 0,001 ± 0,001	0,000 ± 0,001 ± 0,001
8,0 - 11,4	-0,001 ± 0,001 ± 0,001	-0,001 ± 0,001 ± 0,001	0,000 ± 0,001 ± 0,001
11,4 - 14,9	0,000 ± 0,001 ± 0,001	-0,001 ± 0,001 ± 0,001	0,000 ± 0,001 ± 0,000
14,9 - 18,5	0,001 ± 0,001 ± 0,001	0,000 ± 0,001 ± 0,001	0,000 ± 0,001 ± 0,001
18,5 - 22,0	0,002 ± 0,001 ± 0,001	0,000 ± 0,002 ± 0,001	0,000 ± 0,001 ± 0,001
22,0 - 25,5	0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,000 ± 0,002 ± 0,001	0,001 ± 0,001 ± 0,001
25,5 - 29,0	0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,000 ± 0,002 ± 0,001	0,001 ± 0,001 ± 0,001
29,0 - 32,6	0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,000 ± 0,002 ± 0,001	0,001 ± 0,001 ± 0,001
32,6 - 36,4	0,003 ± 0,002 ± 0,001	-0,001 ± 0,002 ± 0,001	0,001 ± 0,001 ± 0,001
36,4 - 40,4	0,003 ± 0,002 ± 0,001	-0,001 ± 0,002 ± 0,001	0,001 ± 0,002 ± 0,001
40,4 - 44,9	0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,000 ± 0,002 ± 0,001	0,001 ± 0,002 ± 0,001
44,9 - 50,2	0,002 ± 0,002 ± 0,001	0,001 ± 0,002 ± 0,001	0,002 ± 0,002 ± 0,001
50,2 - 56,4	0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,003 ± 0,002 ± 0,001
56,4 - 63,9	0,004 ± 0,003 ± 0,001	0,006 ± 0,002 ± 0,001	0,004 ± 0,002 ± 0,001
63,9 - 73,4	0,005 ± 0,003 ± 0,002	0,009 ± 0,003 ± 0,001	0,006 ± 0,002 ± 0,001
73,4 - 85,4	0,007 ± 0,003 ± 0,002	0,011 ± 0,003 ± 0,002	0,007 ± 0,002 ± 0,001
85,4 - 105	0,009 ± 0,004 ± 0,002	0,012 ± 0,003 ± 0,002	0,008 ± 0,003 ± 0,001
105 - 132	0,010 ± 0,004 ± 0,002	0,010 ± 0,004 ± 0,002	0,007 ± 0,003 ± 0,002
132 - 173	0,011 ± 0,006 ± 0,003	0,003 ± 0,005 ± 0,002	0,004 ± 0,004 ± 0,002
173 - 253	0,010 ± 0,010 ± 0,006	-0,011 ± 0,009 ± 0,004	-0,002 ± 0,008 ± 0,003
253 - 600	0,006 ± 0,019 ± 0,010	-0,036 ± 0,016 ± 0,007	-0,012 ± 0,014 ± 0,006

Таблица 17 — Результаты измерения углового коэффициента A_0 в зависимости от p_T^Z в интервалах по y^Z. Показаны статистическая и систематическая ошибки измерения $\pm\delta_{\text{стат.}} \pm \delta_{\text{сист.}}$.

	$\lvert y^Z\rvert$-binned A_0		
p_T^Z range [ГэВ]	$0 < \lvert y^Z\rvert < 1$	$1 < \lvert y^Z\rvert < 2$	$2 < \lvert y^Z\rvert < 3.5$
0,0 - 2,5	0,004 ± 0,006 ± 0,005	-0,016 ± 0,008 ± 0,008	0,093 ± 0,027 ± 0,044
2,5 - 5,0	0,009 ± 0,003 ± 0,004	-0,001 ± 0,004 ± 0,007	0,085 ± 0,019 ± 0,035
5,0 - 8,0	0,022 ± 0,003 ± 0,004	0,017 ± 0,004 ± 0,007	0,070 ± 0,017 ± 0,033
8,0 - 11,4	0,041 ± 0,003 ± 0,004	0,038 ± 0,004 ± 0,007	0,069 ± 0,016 ± 0,032
11,4 - 14,9	0,064 ± 0,003 ± 0,004	0,061 ± 0,004 ± 0,006	0,070 ± 0,017 ± 0,032
14,9 - 18,5	0,091 ± 0,003 ± 0,004	0,087 ± 0,004 ± 0,006	0,084 ± 0,019 ± 0,031
18,5 - 22,0	0,122 ± 0,004 ± 0,004	0,115 ± 0,005 ± 0,006	0,115 ± 0,022 ± 0,030
22,0 - 25,5	0,156 ± 0,004 ± 0,004	0,147 ± 0,005 ± 0,006	0,131 ± 0,026 ± 0,030
25,5 - 29,0	0,193 ± 0,004 ± 0,004	0,181 ± 0,006 ± 0,006	0,172 ± 0,029 ± 0,029
29,0 - 32,6	0,232 ± 0,005 ± 0,005	0,219 ± 0,006 ± 0,006	0,203 ± 0,031 ± 0,030
32,6 - 36,4	0,275 ± 0,005 ± 0,005	0,260 ± 0,006 ± 0,006	0,240 ± 0,034 ± 0,029
36,4 - 40,4	0,320 ± 0,005 ± 0,005	0,305 ± 0,007 ± 0,006	0,277 ± 0,036 ± 0,030
40,4 - 44,9	0,369 ± 0,005 ± 0,005	0,355 ± 0,007 ± 0,006	0,316 ± 0,035 ± 0,030
44,9 - 50,2	0,421 ± 0,006 ± 0,005	0,408 ± 0,008 ± 0,006	0,362 ± 0,030 ± 0,029
50,2 - 56,4	0,476 ± 0,005 ± 0,005	0,464 ± 0,007 ± 0,006	0,417 ± 0,030 ± 0,030
56,4 - 63,9	0,534 ± 0,005 ± 0,004	0,524 ± 0,007 ± 0,006	0,469 ± 0,029 ± 0,031
63,9 - 73,4	0,595 ± 0,005 ± 0,004	0,588 ± 0,007 ± 0,006	0,557 ± 0,029 ± 0,031
73,4 - 85,4	0,658 ± 0,006 ± 0,004	0,654 ± 0,008 ± 0,006	0,652 ± 0,030 ± 0,029
85,4 - 105	0,722 ± 0,007 ± 0,005	0,721 ± 0,009 ± 0,006	0,789 ± 0,042 ± 0,049
105 - 132	0,786 ± 0,008 ± 0,006	0,788 ± 0,010 ± 0,007	
132 - 173	0,849 ± 0,010 ± 0,009	0,855 ± 0,012 ± 0,009	
173 - 253	0,909 ± 0,016 ± 0,015	0,918 ± 0,021 ± 0,015	
253 - 600	0,963 ± 0,030 ± 0,025	0,975 ± 0,039 ± 0,027	

Таблица 18 — Результаты измерения углового коэффициента A_1 в зависимости от p_T^Z в интервалах по y^Z. Показаны статистическая и систематическая ошибки измерения $\pm\delta_{\text{стат.}} \pm \delta_{\text{сист.}}$. Измерения в интервале $2 < |y^Z| < 3.5$ не выполнялись, так как в канале ee_{CF}, который использовался для измерения в этом диапазоне по y^Z, не хватало статистики для измерения угловых распределений в двумерном пространстве по угловым переменным $(\cos\theta_{CS}, \phi_{CS})$.

в интервалах по $\lvert y^Z\rvert$ A_1			
p_T^Z [ГэВ]	$0 < \lvert y^Z\rvert < 1$	$1 < \lvert y^Z\rvert < 2$	$2 < \lvert y^Z\rvert < 3,5$
0,0 - 2,5	0,007 ± 0,006 ± 0,004	0,018 ± 0,008 ± 0,005	
2,5 - 5,0	0,004 ± 0,002 ± 0,002	0,016 ± 0,003 ± 0,002	
5,0 - 8,0	0,002 ± 0,002 ± 0,001	0,017 ± 0,002 ± 0,002	
8,0 - 11,4	0,002 ± 0,002 ± 0,001	0,021 ± 0,002 ± 0,002	
11,4 - 14,9	0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,027 ± 0,002 ± 0,002	
14,9 - 18,5	0,004 ± 0,002 ± 0,001	0,032 ± 0,003 ± 0,002	
18,5 - 22,0	0,007 ± 0,003 ± 0,002	0,038 ± 0,003 ± 0,002	
22,0 - 25,5	0,010 ± 0,003 ± 0,002	0,042 ± 0,003 ± 0,002	
25,5 - 29,0	0,012 ± 0,003 ± 0,002	0,046 ± 0,004 ± 0,002	
29,0 - 32,6	0,015 ± 0,003 ± 0,002	0,049 ± 0,004 ± 0,002	
32,6 - 36,4	0,017 ± 0,004 ± 0,003	0,052 ± 0,005 ± 0,003	
36,4 - 40,4	0,018 ± 0,005 ± 0,003	0,053 ± 0,005 ± 0,003	
40,4 - 44,9	0,018 ± 0,005 ± 0,003	0,054 ± 0,006 ± 0,004	
44,9 - 50,2	0,017 ± 0,006 ± 0,004	0,055 ± 0,007 ± 0,004	
50,2 - 56,4	0,015 ± 0,006 ± 0,004	0,056 ± 0,007 ± 0,004	
56,4 - 63,9	0,013 ± 0,006 ± 0,004	0,058 ± 0,008 ± 0,005	
63,9 - 73,4	0,010 ± 0,007 ± 0,004	0,061 ± 0,009 ± 0,005	
73,4 - 85,4	0,009 ± 0,008 ± 0,004	0,063 ± 0,010 ± 0,006	
85,4 - 105	0,010 ± 0,009 ± 0,005	0,066 ± 0,011 ± 0,006	
105 - 132	0,013 ± 0,009 ± 0,005	0,069 ± 0,011 ± 0,006	
132 - 173	0,022 ± 0,010 ± 0,006	0,071 ± 0,013 ± 0,007	
173 - 253	0,037 ± 0,015 ± 0,009	0,070 ± 0,019 ± 0,011	
253 - 600	0,061 ± 0,028 ± 0,016	0,067 ± 0,037 ± 0,020	

Таблица 19 — Результаты измерения углового коэффициента A_2 в зависимости от p_T^Z в интервалах по y^Z. Показаны статистическая и систематическая ошибки измерения $\pm\delta_{\text{стат.}} \pm \delta_{\text{сист.}}$.

в интервалах по $\lvert y^Z\rvert$ A_2			
p_T^Z [ГэВ]	$0 < \lvert y^Z\rvert < 1$	$1 < \lvert y^Z\rvert < 2$	$2 < \lvert y^Z\rvert < 3,5$
0,0 - 2,5	0,032 ± 0,011 ± 0,007	0,039 ± 0,015 ± 0,011	0,198 ± 0,094 ± 0,063
2,5 - 5,0	0,007 ± 0,005 ± 0,003	0,010 ± 0,006 ± 0,005	0,081 ± 0,071 ± 0,041
5,0 - 8,0	0,003 ± 0,003 ± 0,002	0,003 ± 0,004 ± 0,003	0,071 ± 0,059 ± 0,035
8,0 - 11,4	0,012 ± 0,003 ± 0,002	0,009 ± 0,004 ± 0,002	0,070 ± 0,048 ± 0,031
11,4 - 14,9	0,028 ± 0,003 ± 0,002	0,025 ± 0,004 ± 0,003	0,091 ± 0,047 ± 0,026
14,9 - 18,5	0,050 ± 0,003 ± 0,002	0,047 ± 0,004 ± 0,003	0,116 ± 0,050 ± 0,026
18,5 - 22,0	0,075 ± 0,004 ± 0,003	0,070 ± 0,005 ± 0,004	0,151 ± 0,057 ± 0,026
22,0 - 25,5	0,100 ± 0,004 ± 0,003	0,097 ± 0,005 ± 0,004	0,159 ± 0,066 ± 0,030
25,5 - 29,0	0,127 ± 0,004 ± 0,003	0,123 ± 0,005 ± 0,004	0,191 ± 0,066 ± 0,030
29,0 - 32,6	0,155 ± 0,005 ± 0,003	0,151 ± 0,006 ± 0,004	0,187 ± 0,069 ± 0,032
32,6 - 36,4	0,185 ± 0,005 ± 0,004	0,179 ± 0,007 ± 0,005	0,234 ± 0,071 ± 0,033
36,4 - 40,4	0,216 ± 0,006 ± 0,004	0,210 ± 0,007 ± 0,006	0,228 ± 0,072 ± 0,036
40,4 - 44,9	0,252 ± 0,007 ± 0,005	0,244 ± 0,008 ± 0,006	0,312 ± 0,066 ± 0,035
44,9 - 50,2	0,291 ± 0,007 ± 0,005	0,283 ± 0,009 ± 0,007	0,348 ± 0,060 ± 0,033
50,2 - 56,4	0,335 ± 0,008 ± 0,006	0,327 ± 0,010 ± 0,008	0,428 ± 0,063 ± 0,040
56,4 - 63,9	0,385 ± 0,010 ± 0,007	0,376 ± 0,012 ± 0,009	0,433 ± 0,068 ± 0,040
63,9 - 73,4	0,439 ± 0,013 ± 0,009	0,432 ± 0,015 ± 0,011	0,503 ± 0,076 ± 0,044
73,4 - 85,4	0,499 ± 0,016 ± 0,011	0,495 ± 0,019 ± 0,014	0,424 ± 0,099 ± 0,075
85,4 - 105	0,560 ± 0,019 ± 0,013	0,562 ± 0,022 ± 0,017	0,258 ± 0,159 ± 0,152
105 - 132	0,622 ± 0,022 ± 0,016	0,634 ± 0,027 ± 0,022	
132 - 173	0,680 ± 0,029 ± 0,020	0,706 ± 0,035 ± 0,033	
173 - 253	0,728 ± 0,044 ± 0,029	0,774 ± 0,056 ± 0,051	
253 - 600	0,761 ± 0,074 ± 0,046	0,831 ± 0,096 ± 0,082	

Таблица 20 — Результаты измерения углового коэффициента A_3 в зависимости от p_T^Z в интервалах по y^Z. Показаны статистическая и систематическая ошибки измерения $\pm\delta_{\text{стат.}} \pm \delta_{\text{сист.}}$.

в интервалах по $\lvert y^Z\rvert$ A_3			
p_T^Z [ГэВ]	$0 < \lvert y^Z\rvert < 1$	$1 < \lvert y^Z\rvert < 2$	$2 < \lvert y^Z\rvert < 3,5$
0,0 - 2,5	-0,007 ± 0,004 ± 0,002	0,001 ± 0,006 ± 0,003	0,004 ± 0,064 ± 0,020
2,5 - 5,0	-0,006 ± 0,002 ± 0,001	0,004 ± 0,002 ± 0,001	0,020 ± 0,029 ± 0,009
5,0 - 8,0	-0,005 ± 0,001 ± 0,001	0,005 ± 0,002 ± 0,001	0,005 ± 0,019 ± 0,006
8,0 - 11,4	-0,004 ± 0,001 ± 0,001	0,005 ± 0,002 ± 0,001	0,003 ± 0,015 ± 0,005
11,4 - 14,9	-0,003 ± 0,001 ± 0,001	0,005 ± 0,002 ± 0,001	0,012 ± 0,015 ± 0,004
14,9 - 18,5	-0,003 ± 0,001 ± 0,001	0,005 ± 0,002 ± 0,001	0,009 ± 0,016 ± 0,005
18,5 - 22,0	-0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,005 ± 0,002 ± 0,001	0,008 ± 0,018 ± 0,005
22,0 - 25,5	-0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,005 ± 0,002 ± 0,001	0,029 ± 0,022 ± 0,006
25,5 - 29,0	-0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,005 ± 0,002 ± 0,001	0,015 ± 0,023 ± 0,006
29,0 - 32,6	-0,002 ± 0,002 ± 0,001	0,005 ± 0,003 ± 0,001	0,026 ± 0,025 ± 0,007
32,6 - 36,4	-0,001 ± 0,002 ± 0,001	0,006 ± 0,003 ± 0,001	0,026 ± 0,026 ± 0,008
36,4 - 40,4	-0,001 ± 0,003 ± 0,001	0,007 ± 0,003 ± 0,002	0,031 ± 0,027 ± 0,008
40,4 - 44,9	0,000 ± 0,003 ± 0,002	0,009 ± 0,004 ± 0,002	0,052 ± 0,026 ± 0,008
44,9 - 50,2	0,002 ± 0,003 ± 0,002	0,012 ± 0,004 ± 0,002	0,040 ± 0,024 ± 0,009
50,2 - 56,4	0,005 ± 0,004 ± 0,002	0,016 ± 0,004 ± 0,002	0,072 ± 0,025 ± 0,010
56,4 - 63,9	0,007 ± 0,004 ± 0,002	0,021 ± 0,005 ± 0,002	0,075 ± 0,027 ± 0,012
63,9 - 73,4	0,010 ± 0,005 ± 0,003	0,027 ± 0,006 ± 0,003	0,092 ± 0,029 ± 0,013
73,4 - 85,4	0,013 ± 0,006 ± 0,003	0,035 ± 0,007 ± 0,004	0,119 ± 0,034 ± 0,016
85,4 - 105	0,016 ± 0,007 ± 0,003	0,045 ± 0,008 ± 0,004	0,140 ± 0,053 ± 0,030
105 - 132	0,018 ± 0,008 ± 0,004	0,058 ± 0,009 ± 0,004	
132 - 173	0,019 ± 0,010 ± 0,004	0,075 ± 0,012 ± 0,006	
173 - 253	0,019 ± 0,016 ± 0,007	0,096 ± 0,020 ± 0,009	
253 - 600	0,017 ± 0,028 ± 0,012	0,121 ± 0,036 ± 0,016	

Таблица 21 — Результаты измерения углового коэффициента A_4 в зависимости от p_T^Z в интервалах по y^Z. Показаны статистическая и систематическая ошибки измерения $\pm\delta_{\text{стат.}} \pm \delta_{\text{сист.}}$.

в интервалах по $\lvert y^Z\rvert$ A_4			
p_T^Z [ГэВ]	$0 < \lvert y^Z\rvert < 1$	$1 < \lvert y^Z\rvert < 2$	$2 < \lvert y^Z\rvert < 3,5$
0,0 - 2,5	0,019 ± 0,004 ± 0,002	0,048 ± 0,005 ± 0,003	0,095 ± 0,014 ± 0,007
2,5 - 5,0	0,023 ± 0,002 ± 0,001	0,060 ± 0,002 ± 0,001	0,139 ± 0,010 ± 0,004
5,0 - 8,0	0,023 ± 0,002 ± 0,001	0,065 ± 0,002 ± 0,001	0,142 ± 0,009 ± 0,004
8,0 - 11,4	0,022 ± 0,002 ± 0,001	0,066 ± 0,002 ± 0,001	0,140 ± 0,008 ± 0,004
11,4 - 14,9	0,020 ± 0,002 ± 0,001	0,064 ± 0,002 ± 0,001	0,127 ± 0,009 ± 0,004
14,9 - 18,5	0,018 ± 0,002 ± 0,001	0,061 ± 0,003 ± 0,001	0,123 ± 0,010 ± 0,004
18,5 - 22,0	0,017 ± 0,002 ± 0,001	0,059 ± 0,003 ± 0,002	0,118 ± 0,012 ± 0,005
22,0 - 25,5	0,016 ± 0,003 ± 0,001	0,057 ± 0,003 ± 0,002	0,116 ± 0,014 ± 0,005
25,5 - 29,0	0,016 ± 0,003 ± 0,001	0,056 ± 0,003 ± 0,002	0,115 ± 0,016 ± 0,005
29,0 - 32,6	0,016 ± 0,003 ± 0,001	0,056 ± 0,004 ± 0,002	0,128 ± 0,017 ± 0,006
32,6 - 36,4	0,018 ± 0,003 ± 0,002	0,056 ± 0,004 ± 0,002	0,130 ± 0,019 ± 0,006
36,4 - 40,4	0,019 ± 0,004 ± 0,002	0,056 ± 0,004 ± 0,002	0,143 ± 0,020 ± 0,007
40,4 - 44,9	0,020 ± 0,004 ± 0,002	0,056 ± 0,005 ± 0,002	0,132 ± 0,020 ± 0,007
44,9 - 50,2	0,020 ± 0,004 ± 0,002	0,055 ± 0,005 ± 0,003	0,124 ± 0,018 ± 0,007
50,2 - 56,4	0,020 ± 0,004 ± 0,002	0,052 ± 0,005 ± 0,003	0,109 ± 0,019 ± 0,008
56,4 - 63,9	0,020 ± 0,004 ± 0,002	0,048 ± 0,005 ± 0,003	0,091 ± 0,019 ± 0,008
63,9 - 73,4	0,019 ± 0,004 ± 0,002	0,044 ± 0,005 ± 0,003	0,093 ± 0,019 ± 0,009
73,4 - 85,4	0,018 ± 0,004 ± 0,002	0,038 ± 0,006 ± 0,003	0,089 ± 0,019 ± 0,009
85,4 - 105	0,016 ± 0,005 ± 0,002	0,034 ± 0,006 ± 0,003	0,122 ± 0,026 ± 0,015
105 - 132	0,014 ± 0,005 ± 0,003	0,031 ± 0,007 ± 0,003	
132 - 173	0,014 ± 0,006 ± 0,003	0,033 ± 0,008 ± 0,004	
173 - 253	0,015 ± 0,010 ± 0,004	0,042 ± 0,013 ± 0,006	
253 - 600	0,020 ± 0,020 ± 0,008	0,063 ± 0,026 ± 0,011	

Таблица 22 — Результаты измерения углового коэффициента A_5 в зависимости от p_T^Z в интервалах по y^Z. Показаны статистическая и систематическая ошибки измерения $\pm\delta_{\text{стат.}} \pm \delta_{\text{сист.}}$.

	в интервалах по $\lvert y^Z\rvert$ A_5		
p_T^Z [ГэВ]	$0 < \lvert y^Z\rvert < 1$	$1 < \lvert y^Z\rvert < 2$	$2 < \lvert y^Z\rvert < 3,5$
0,0 - 2,5	-0,002 ± 0,005 ± 0,003	0,000 ± 0,007 ± 0,004	-0,030 ± 0,072 ± 0,025
2,5 - 5,0	-0,003 ± 0,002 ± 0,001	-0,002 ± 0,003 ± 0,002	0,012 ± 0,026 ± 0,009
5,0 - 8,0	-0,003 ± 0,002 ± 0,001	-0,001 ± 0,002 ± 0,001	0,013 ± 0,015 ± 0,005
8,0 - 11,4	-0,002 ± 0,002 ± 0,001	0,000 ± 0,002 ± 0,001	0,006 ± 0,013 ± 0,005
11,4 - 14,9	0,000 ± 0,002 ± 0,001	0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,004 ± 0,013 ± 0,005
14,9 - 18,5	0,000 ± 0,002 ± 0,001	0,004 ± 0,002 ± 0,001	0,000 ± 0,014 ± 0,005
18,5 - 22,0	0,002 ± 0,002 ± 0,001	0,005 ± 0,002 ± 0,001	0,004 ± 0,016 ± 0,005
22,0 - 25,5	0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,005 ± 0,002 ± 0,001	0,013 ± 0,018 ± 0,006
25,5 - 29,0	0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,004 ± 0,003 ± 0,001	0,012 ± 0,020 ± 0,006
29,0 - 32,6	0,004 ± 0,002 ± 0,001	0,003 ± 0,003 ± 0,001	0,025 ± 0,022 ± 0,007
32,6 - 36,4	0,004 ± 0,002 ± 0,001	0,002 ± 0,003 ± 0,001	0,026 ± 0,023 ± 0,008
36,4 - 40,4	0,003 ± 0,003 ± 0,001	0,001 ± 0,003 ± 0,002	0,041 ± 0,025 ± 0,008
40,4 - 44,9	0,002 ± 0,003 ± 0,002	0,001 ± 0,004 ± 0,002	0,030 ± 0,025 ± 0,008
44,9 - 50,2	0,002 ± 0,003 ± 0,002	0,002 ± 0,004 ± 0,002	0,025 ± 0,023 ± 0,009
50,2 - 56,4	0,001 ± 0,003 ± 0,002	0,004 ± 0,004 ± 0,002	0,002 ± 0,025 ± 0,010
56,4 - 63,9	0,001 ± 0,003 ± 0,002	0,006 ± 0,004 ± 0,002	-0,014 ± 0,026 ± 0,011
63,9 - 73,4	0,001 ± 0,004 ± 0,002	0,009 ± 0,005 ± 0,002	-0,010 ± 0,028 ± 0,012
73,4 - 85,4	0,003 ± 0,005 ± 0,002	0,011 ± 0,005 ± 0,003	-0,052 ± 0,032 ± 0,014
85,4 - 105	0,006 ± 0,005 ± 0,003	0,010 ± 0,006 ± 0,003	0,005 ± 0,049 ± 0,026
105 - 132	0,011 ± 0,006 ± 0,003	0,006 ± 0,007 ± 0,004	
132 - 173	0,018 ± 0,008 ± 0,004	-0,004 ± 0,010 ± 0,005	
173 - 253	0,030 ± 0,014 ± 0,007	-0,023 ± 0,017 ± 0,008	
253 - 600	0,045 ± 0,025 ± 0,012	-0,055 ± 0,031 ± 0,014	

Таблица 23 — Результаты измерения углового коэффициента A_6 в зависимости от p_T^Z в интервалах по y^Z. Показаны статистическая и систематическая ошибки измерения $\pm\delta_{\text{стат.}} \pm \delta_{\text{сист.}}$. Измерения в интервале $2 < |y^Z| < 3.5$ не выполнялись, так как в канале ee_{CF}, который использовался для измерения в этом диапазоне по y^Z, не хватало статистики для измерения угловых распределений в двумерном пространстве по угловым переменным.

$\|y^Z\|$-binned A_6			
p_T^Z [ГэВ]	$0 < \|y^Z\| < 1$	$1 < \|y^Z\| < 2$	$2 < \|y^Z\| < 3,5$
0,0 - 2,5	0,008 ± 0,004 ± 0,003	0,003 ± 0,005 ± 0,003	
2,5 - 5,0	0,000 ± 0,002 ± 0,001	0,000 ± 0,002 ± 0,001	
5,0 - 8,0	-0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,000 ± 0,002 ± 0,001	
8,0 - 11,4	-0,003 ± 0,002 ± 0,001	0,000 ± 0,002 ± 0,001	
11,4 - 14,9	-0,002 ± 0,002 ± 0,001	0,001 ± 0,002 ± 0,001	
14,9 - 18,5	-0,002 ± 0,002 ± 0,001	0,002 ± 0,002 ± 0,001	
18,5 - 22,0	-0,001 ± 0,002 ± 0,001	0,002 ± 0,002 ± 0,001	
22,0 - 25,5	-0,001 ± 0,002 ± 0,001	0,003 ± 0,003 ± 0,001	
25,5 - 29,0	-0,001 ± 0,002 ± 0,002	0,003 ± 0,003 ± 0,001	
29,0 - 32,6	-0,002 ± 0,002 ± 0,002	0,004 ± 0,003 ± 0,001	
32,6 - 36,4	-0,003 ± 0,003 ± 0,002	0,004 ± 0,003 ± 0,001	
36,4 - 40,4	-0,003 ± 0,003 ± 0,002	0,005 ± 0,003 ± 0,002	
40,4 - 44,9	-0,003 ± 0,003 ± 0,002	0,006 ± 0,004 ± 0,002	
44,9 - 50,2	-0,002 ± 0,003 ± 0,002	0,008 ± 0,004 ± 0,002	
50,2 - 56,4	0,000 ± 0,003 ± 0,002	0,011 ± 0,004 ± 0,002	
56,4 - 63,9	0,002 ± 0,003 ± 0,002	0,013 ± 0,004 ± 0,002	
63,9 - 73,4	0,005 ± 0,004 ± 0,002	0,017 ± 0,004 ± 0,002	
73,4 - 85,4	0,007 ± 0,004 ± 0,002	0,019 ± 0,005 ± 0,002	
85,4 - 105	0,008 ± 0,005 ± 0,003	0,020 ± 0,005 ± 0,003	
105 - 132	0,006 ± 0,005 ± 0,003	0,019 ± 0,006 ± 0,003	
132 - 173	-0,001 ± 0,007 ± 0,004	0,013 ± 0,008 ± 0,004	
173 - 253	-0,018 ± 0,011 ± 0,007	0,002 ± 0,014 ± 0,006	
253 - 600	-0,047 ± 0,021 ± 0,013	-0,017 ± 0,027 ± 0,011	

Таблица 24 — Результаты измерения углового коэффициента A_7 в зависимости от p_T^Z в интервалах по y^Z. Показаны статистическая и систематическая ошибки измерения $\pm\delta_{\text{стат.}} \pm \delta_{\text{сист.}}$.

в интервалах по $\lvert y^Z\rvert$ A_7			
p_T^Z [ГэВ]	$0 < \lvert y^Z\rvert < 1$	$1 < \lvert y^Z\rvert < 2$	$2 < \lvert y^Z\rvert < 3,5$
0,0 - 2,5	0,004 ± 0,003 ± 0,002	0,001 ± 0,003 ± 0,002	-0,023 ± 0,013 ± 0,007
2,5 - 5,0	0,001 ± 0,001 ± 0,001	0,001 ± 0,002 ± 0,001	-0,005 ± 0,006 ± 0,003
5,0 - 8,0	0,000 ± 0,001 ± 0,001	0,000 ± 0,001 ± 0,001	-0,004 ± 0,006 ± 0,003
8,0 - 11,4	0,000 ± 0,001 ± 0,001	0,000 ± 0,001 ± 0,001	0,007 ± 0,006 ± 0,002
11,4 - 14,9	0,001 ± 0,001 ± 0,001	-0,001 ± 0,001 ± 0,001	0,006 ± 0,006 ± 0,002
14,9 - 18,5	0,002 ± 0,001 ± 0,001	-0,001 ± 0,001 ± 0,001	0,008 ± 0,007 ± 0,003
18,5 - 22,0	0,002 ± 0,002 ± 0,001	-0,001 ± 0,002 ± 0,001	0,006 ± 0,009 ± 0,003
22,0 - 25,5	0,002 ± 0,002 ± 0,001	0,000 ± 0,002 ± 0,001	0,010 ± 0,010 ± 0,004
25,5 - 29,0	0,001 ± 0,002 ± 0,001	0,000 ± 0,002 ± 0,001	0,005 ± 0,011 ± 0,004
29,0 - 32,6	0,000 ± 0,002 ± 0,001	0,001 ± 0,002 ± 0,001	0,010 ± 0,013 ± 0,004
32,6 - 36,4	0,000 ± 0,002 ± 0,001	0,002 ± 0,002 ± 0,001	0,011 ± 0,014 ± 0,005
36,4 - 40,4	-0,001 ± 0,002 ± 0,001	0,004 ± 0,003 ± 0,001	0,007 ± 0,016 ± 0,005
40,4 - 44,9	-0,001 ± 0,002 ± 0,001	0,006 ± 0,003 ± 0,002	0,011 ± 0,016 ± 0,005
44,9 - 50,2	-0,001 ± 0,002 ± 0,001	0,007 ± 0,003 ± 0,002	0,009 ± 0,015 ± 0,006
50,2 - 56,4	0,000 ± 0,003 ± 0,001	0,008 ± 0,003 ± 0,002	0,005 ± 0,017 ± 0,007
56,4 - 63,9	0,002 ± 0,003 ± 0,001	0,009 ± 0,003 ± 0,002	0,004 ± 0,018 ± 0,008
63,9 - 73,4	0,004 ± 0,003 ± 0,001	0,009 ± 0,003 ± 0,002	0,011 ± 0,019 ± 0,008
73,4 - 85,4	0,006 ± 0,003 ± 0,002	0,009 ± 0,004 ± 0,002	0,006 ± 0,021 ± 0,009
85,4 - 105	0,007 ± 0,004 ± 0,002	0,008 ± 0,004 ± 0,002	-0,005 ± 0,032 ± 0,017
105 - 132	0,006 ± 0,004 ± 0,002	0,005 ± 0,005 ± 0,003	
132 - 173	0,003 ± 0,006 ± 0,003	0,001 ± 0,007 ± 0,004	
173 - 253	-0,006 ± 0,010 ± 0,004	-0,003 ± 0,013 ± 0,007	
253 - 600	-0,022 ± 0,018 ± 0,007	-0,010 ± 0,023 ± 0,012	

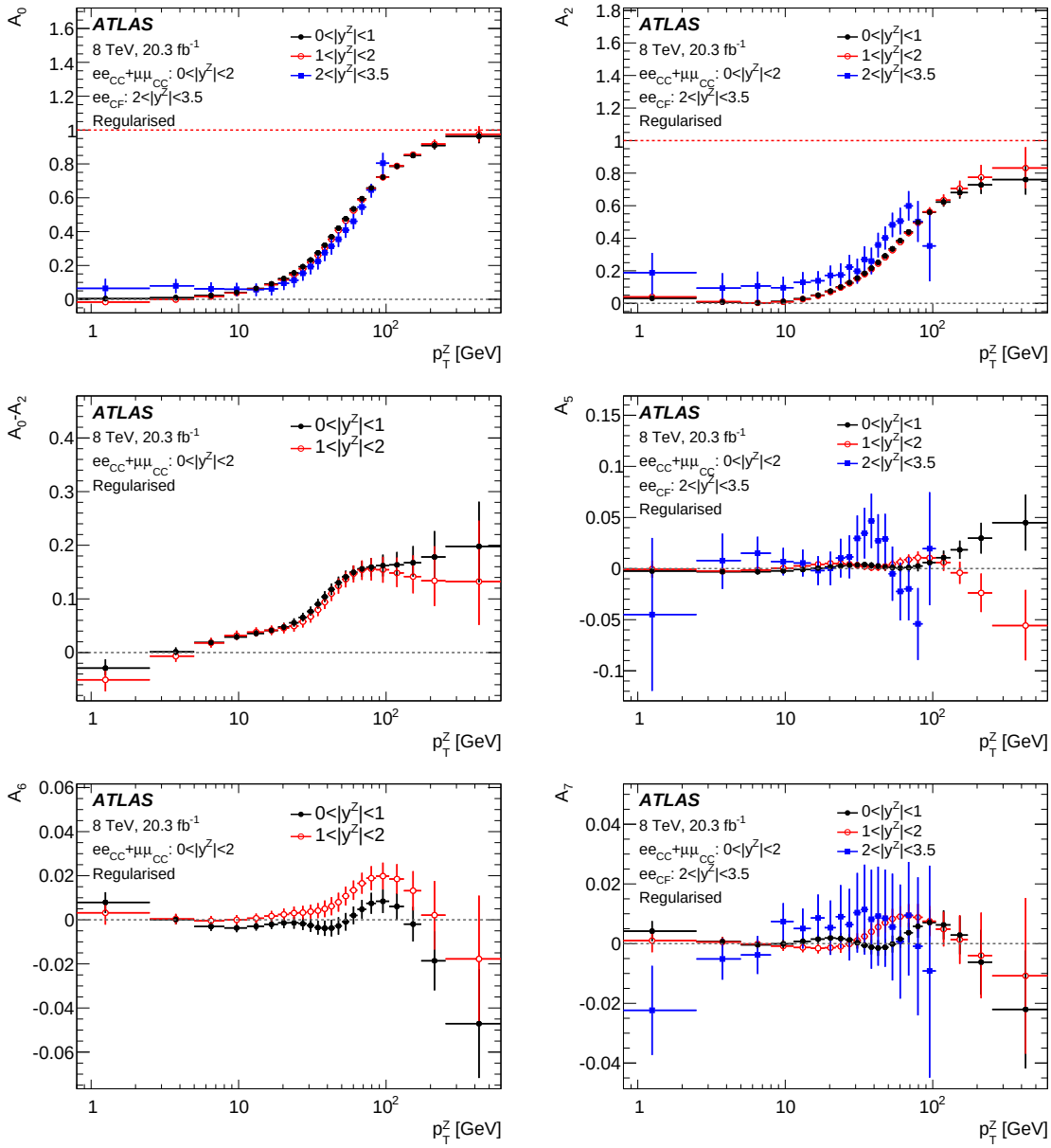

Рисунок 57 — Измеренные коэффициенты A_0, A_2, $A_0 - A_2$, A_5, A_6, и A_7 в зависимости от p_T^Z в интервалах по y^Z.

C Результаты расчета угловых коэффициентов для генератора POWHEG

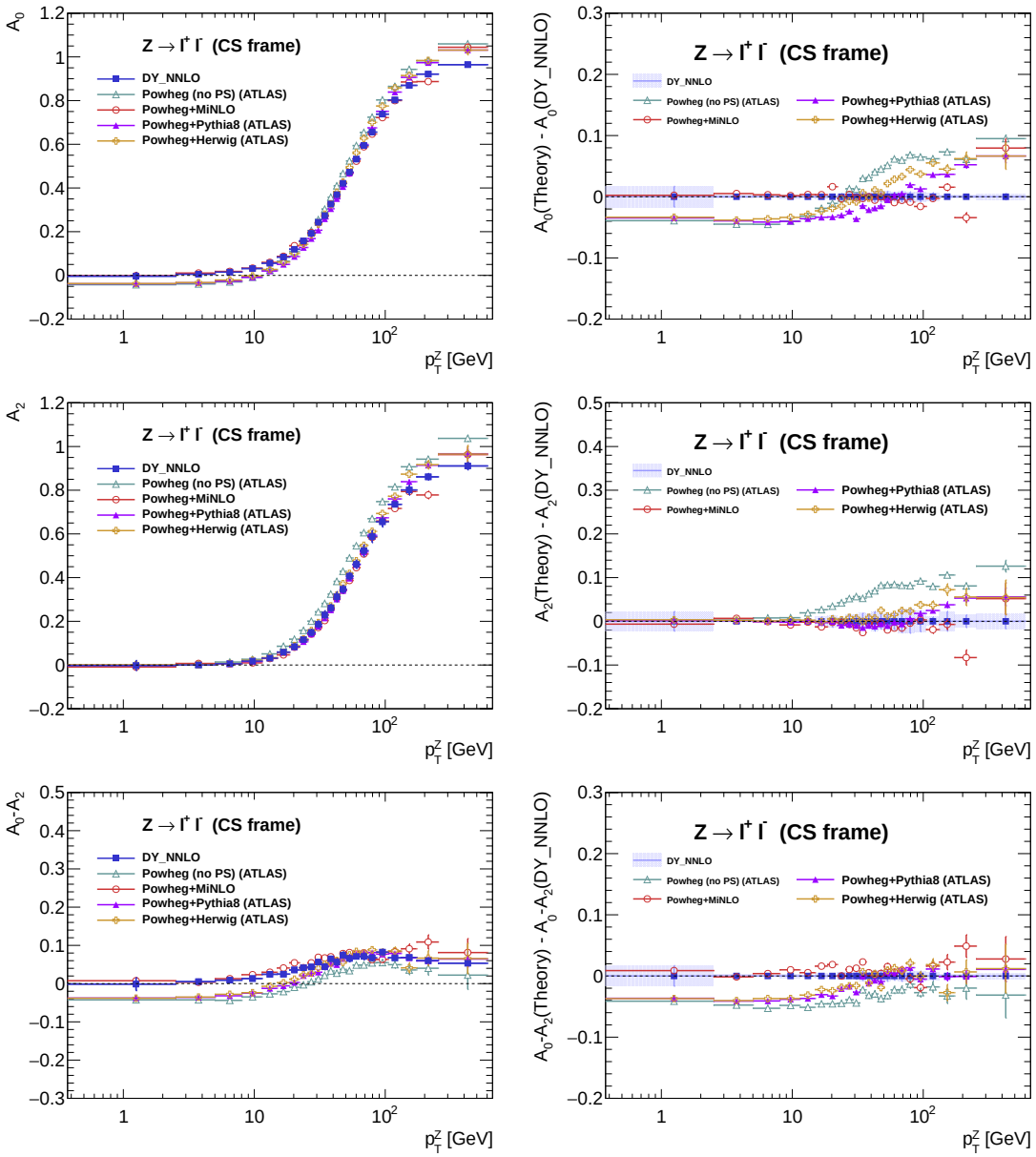

Рисунок 58 — Угловые поляризационные коэффициенты A_0, A_2, а также разность коэффициентов $A_0 - A_2$ как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора POWHEG, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора POWHEG и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора POWHEG.

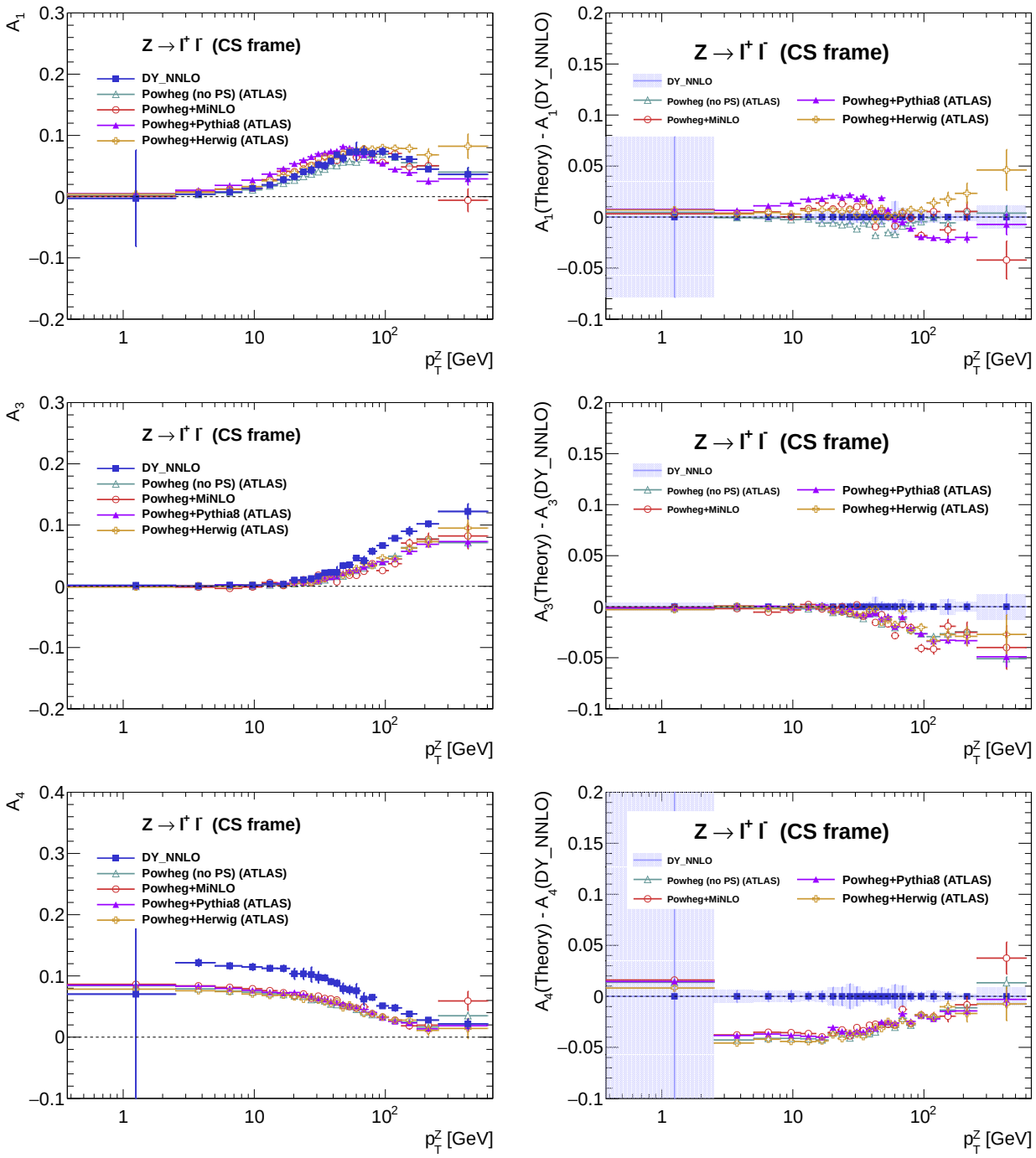

Рисунок 59 — Угловые поляризационные коэффициенты A_1, A_3 и A_4 как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора POWHEG, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора POWHEG и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора POWHEG.

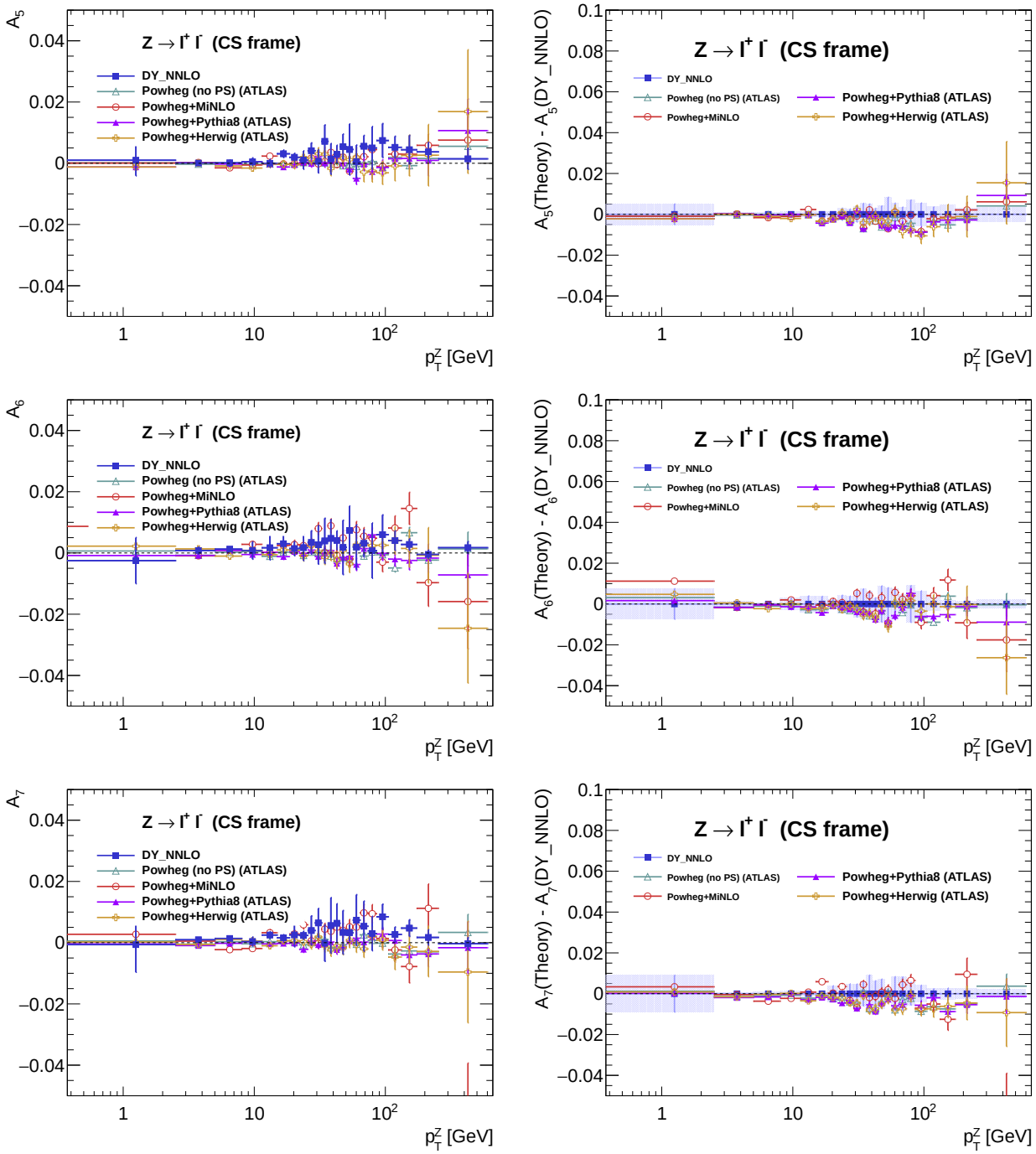

Рисунок 60 — Угловые поляризационные коэффициенты A_5, A_6 и A_7 как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора POWHEG, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора POWHEG и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора POWHEG.

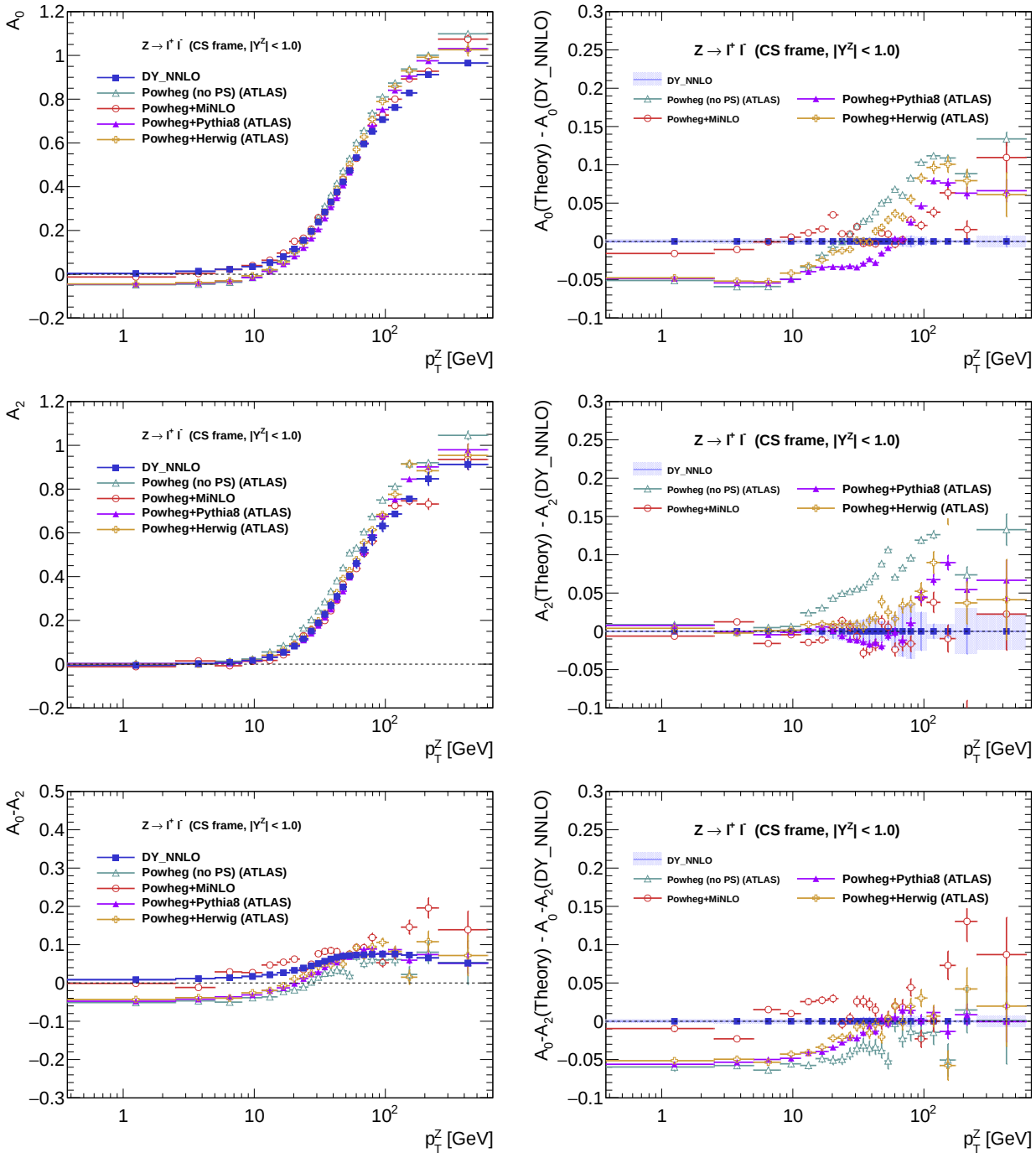

Рисунок 61 — Угловые поляризационные коэффициенты A_0, A_2, а также разность коэффициентов $A_0 - A_2$ как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора POWHEG, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений в диапазоне быстроты Z-бозона $|y^Z| < 1,0$. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора POWHEG и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора POWHEG.

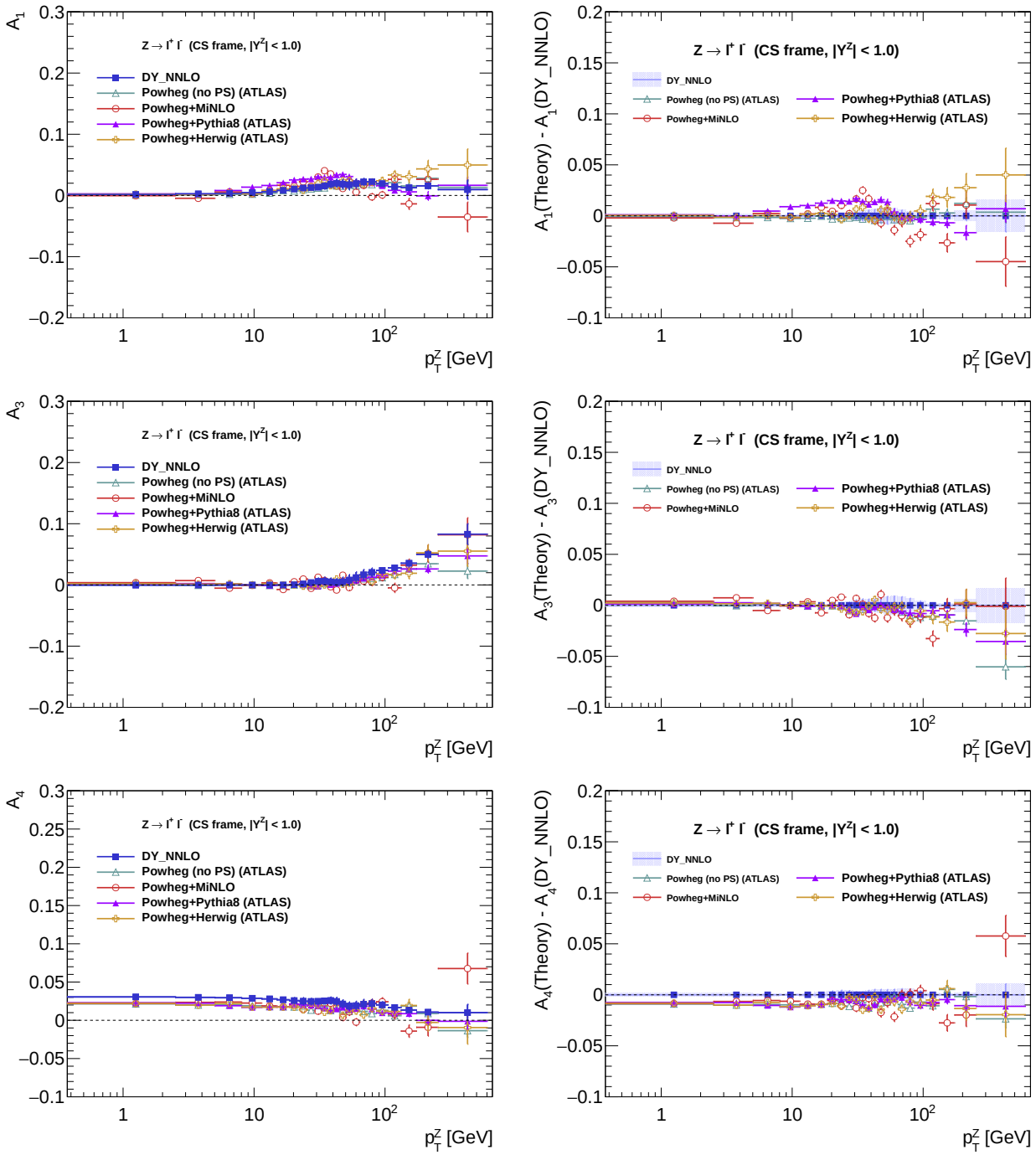

Рисунок 62 — Угловые поляризационные коэффициенты A_1, A_3 и A_4 как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора POWHEG, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений в диапазоне быстроты Z-бозона $|y^Z| < 1,0$. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора POWHEG и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора POWHEG.

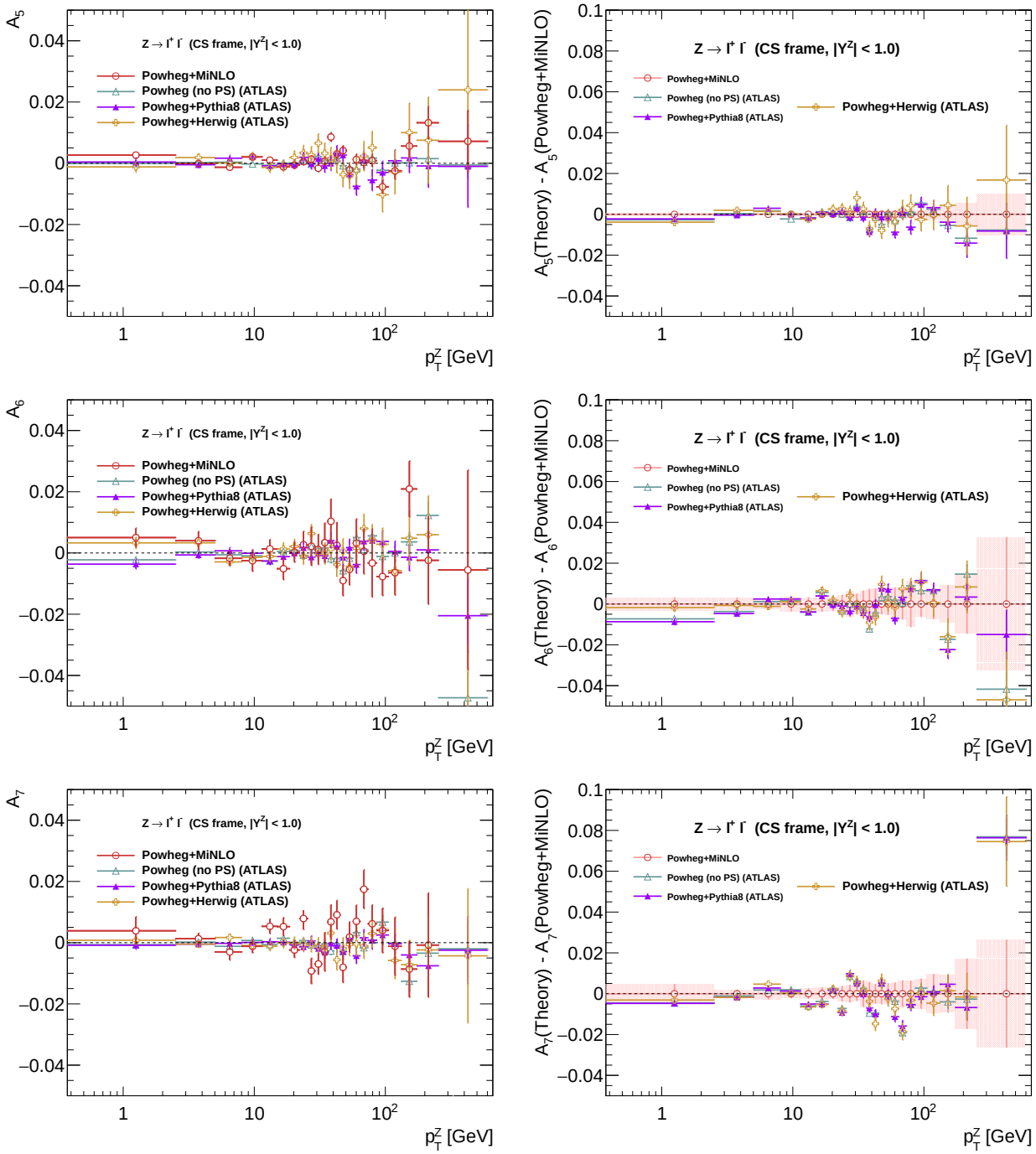

Рисунок 63 — Угловые поляризационные коэффициенты A_5, A_6 и A_7 как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора POWHEG, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений в диапазоне быстроты Z-бозона $|y^Z| < 1,0$. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора POWHEG и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора POWHEG.

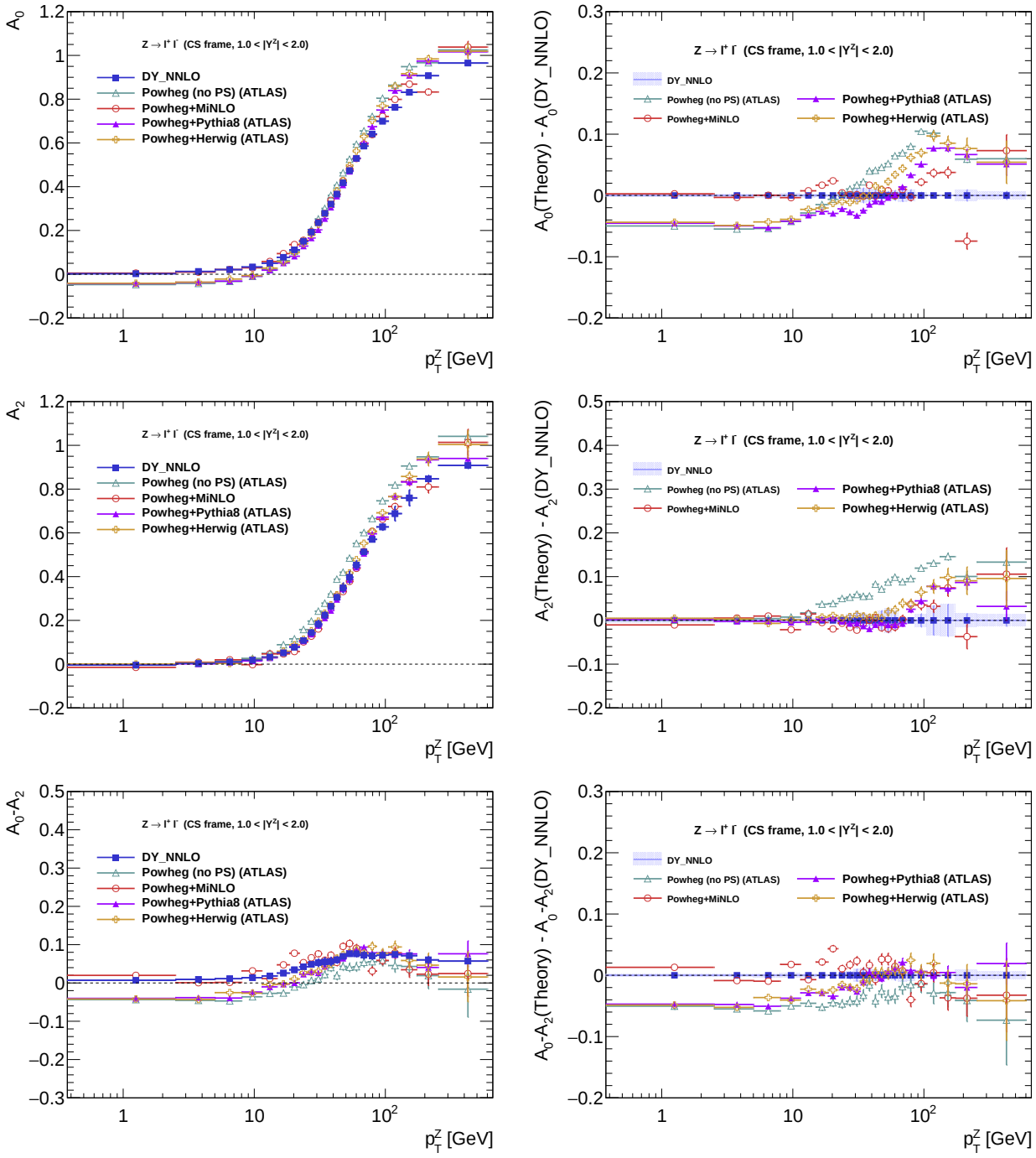

Рисунок 64 — Угловые поляризационные коэффициенты A_0, A_2, а также разность коэффициентов $A_0 - A_2$ как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора POWHEG, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений в диапазоне быстроты Z-бозона $1,0 < |y^Z| < 2,0$. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора POWHEG и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора POWHEG.

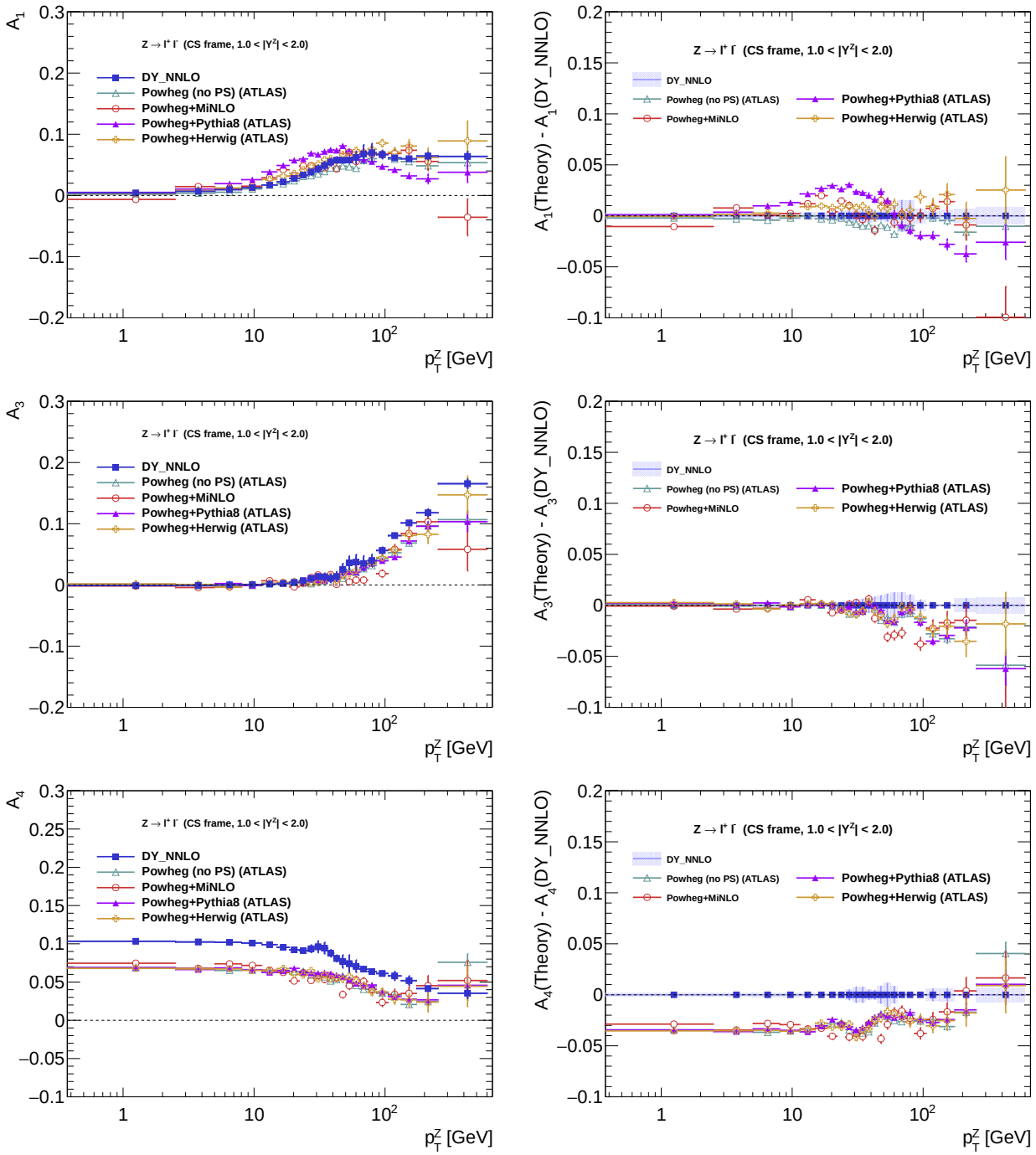

Рисунок 65 — Угловые поляризационные коэффициенты A_1, A_3 и A_4 как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора POWHEG, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений в диапазоне быстроты Z-бозона $1,0 < |y^Z| < 2,0$. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора POWHEG и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора POWHEG.

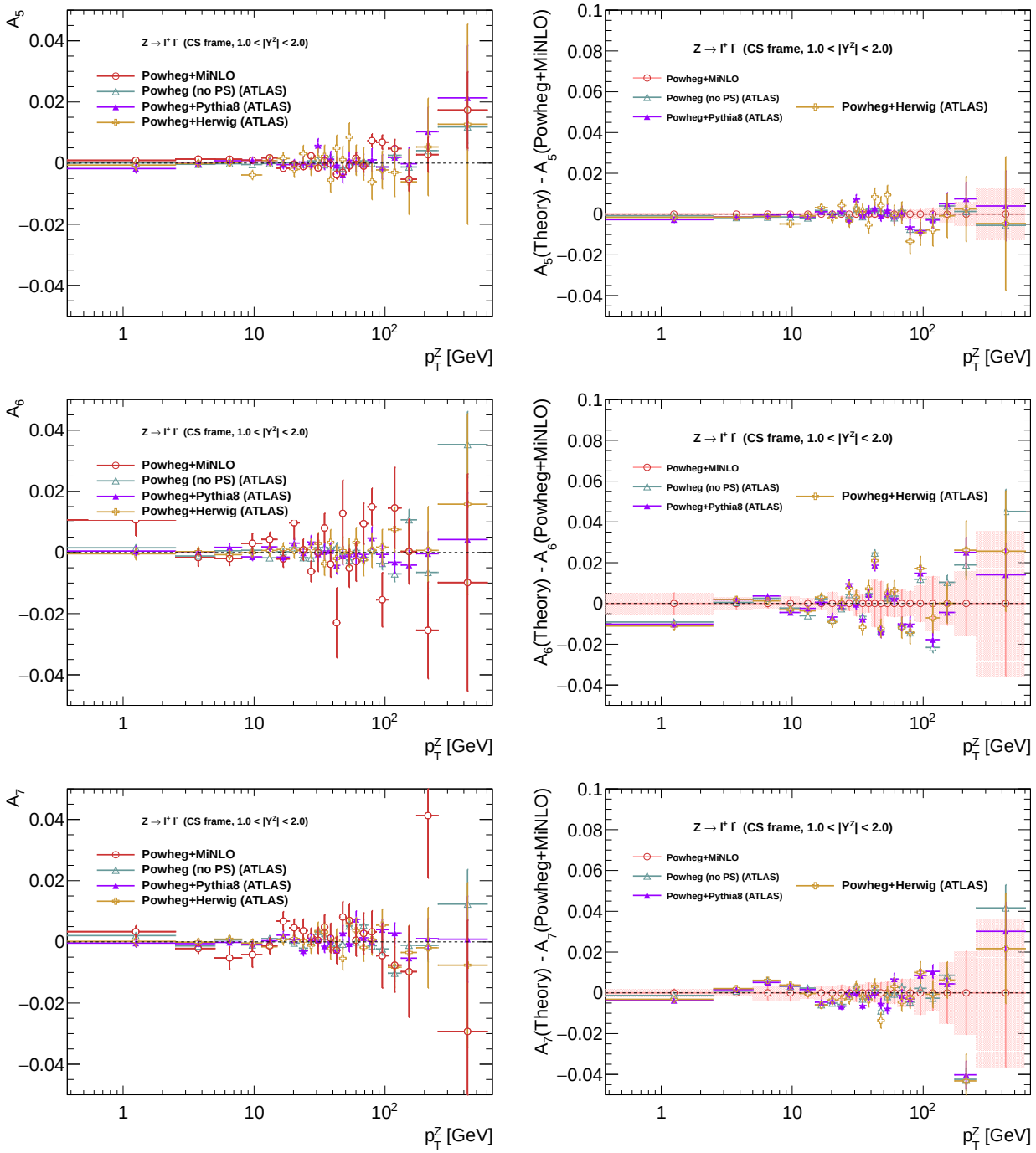

Рисунок 66 — Угловые поляризационные коэффициенты A_5, A_6 и A_7 как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора POWHEG, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений в диапазоне быстроты Z-бозона $1,0 < |y^Z| < 2,0$. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора POWHEG и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора POWHEG.

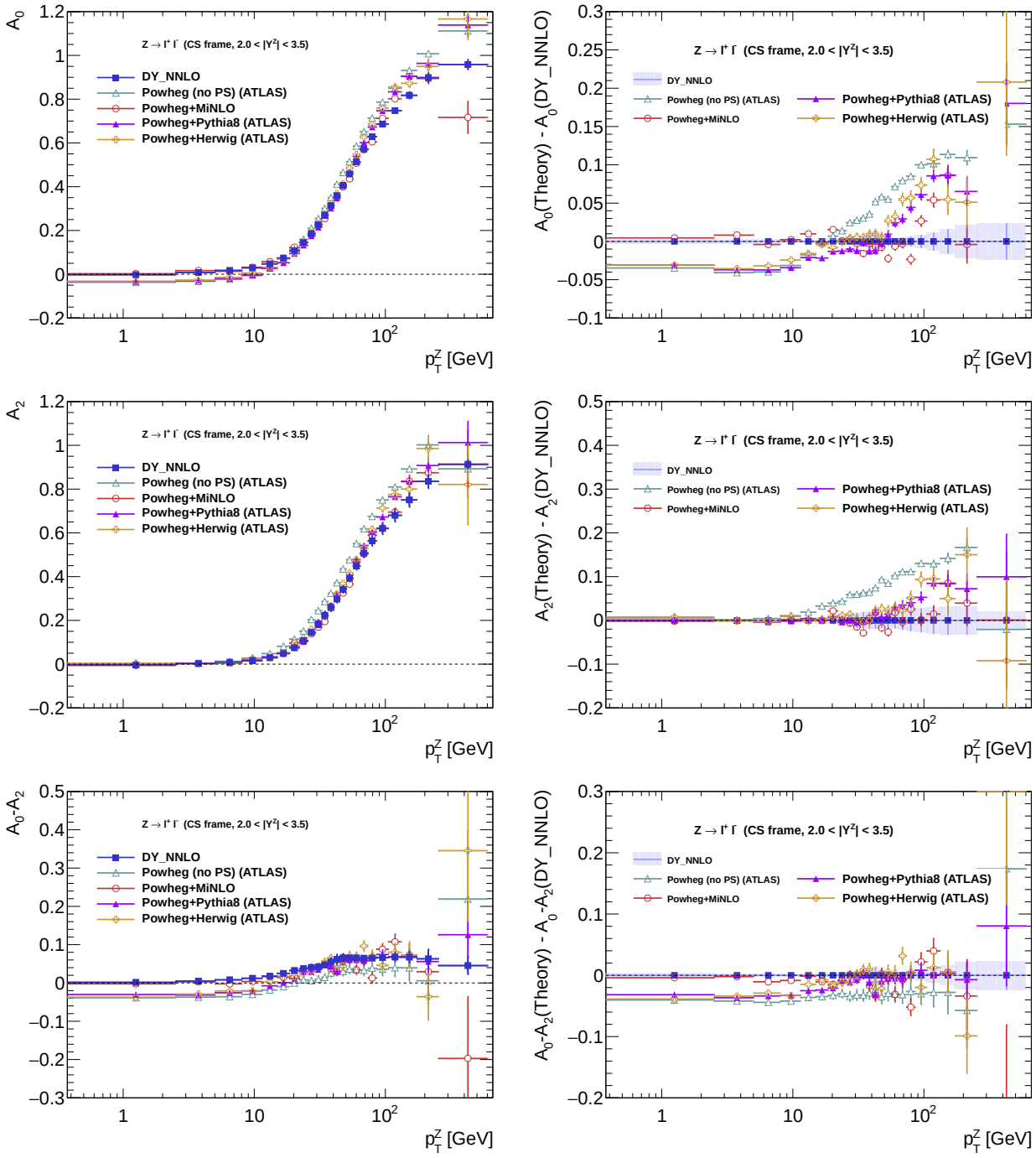

Рисунок 67 — Угловые поляризационные коэффициенты A_0, A_2, а также разность коэффициентов $A_0 - A_2$ как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора POWHEG, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений в диапазоне быстроты Z-бозона $2,0 < |y^Z| < 3,5$. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора POWHEG и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора POWHEG.

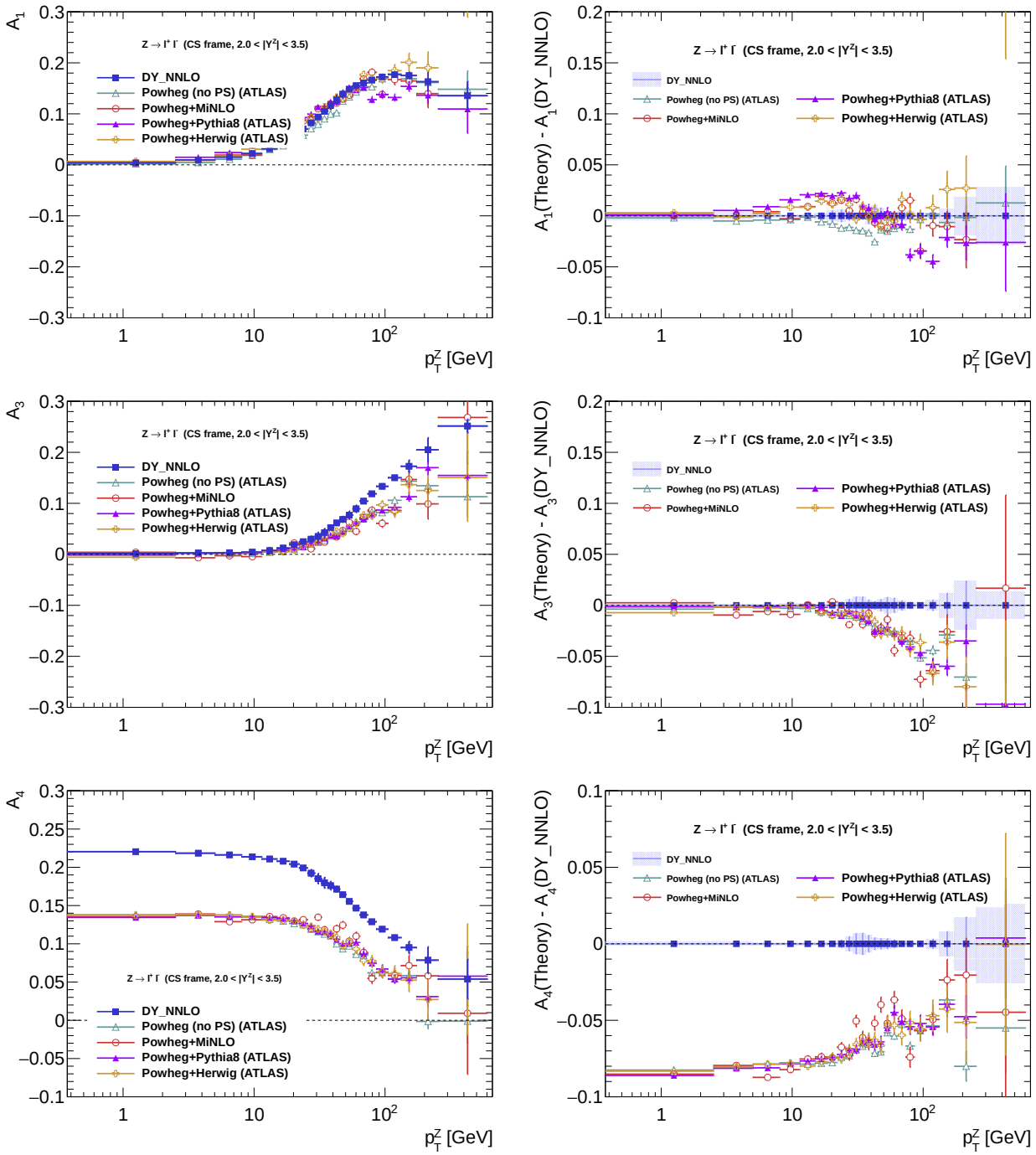

Рисунок 68 — Угловые поляризационные коэффициенты A_1, A_3 и A_4 как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора POWHEG, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений в диапазоне быстроты Z-бозона $2,0 < |y^Z| < 3,5$. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора POWHEG и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора POWHEG.

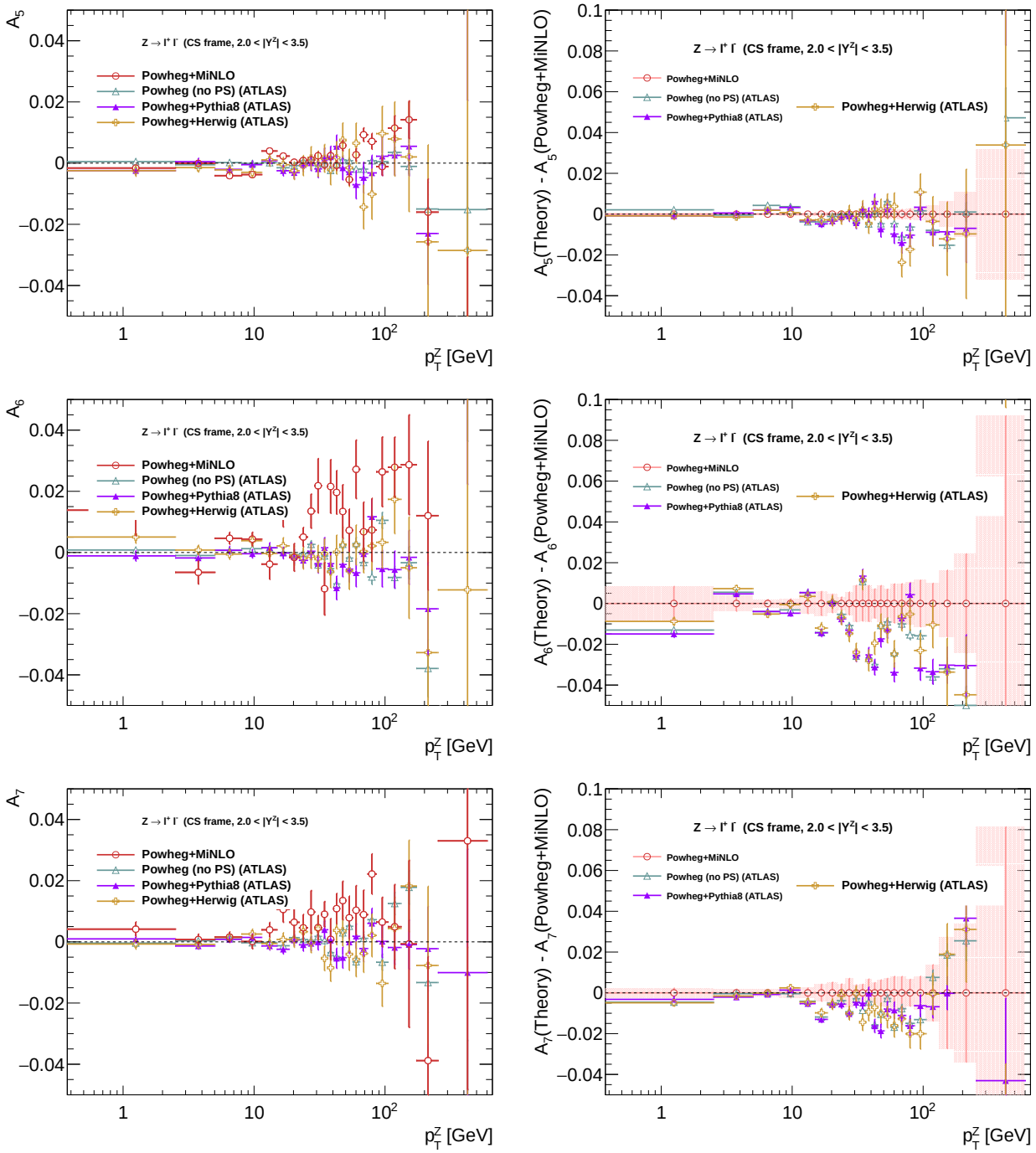

Рисунок 69 — Угловые поляризационные коэффициенты A_5, A_6 и A_7 как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора POWHEG, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений в диапазоне быстроты Z-бозона $2,0 < |y^Z| < 3,5$. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора POWHEG и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора POWHEG.

D Результаты расчета угловых коэффициентов для генератора Sherpa

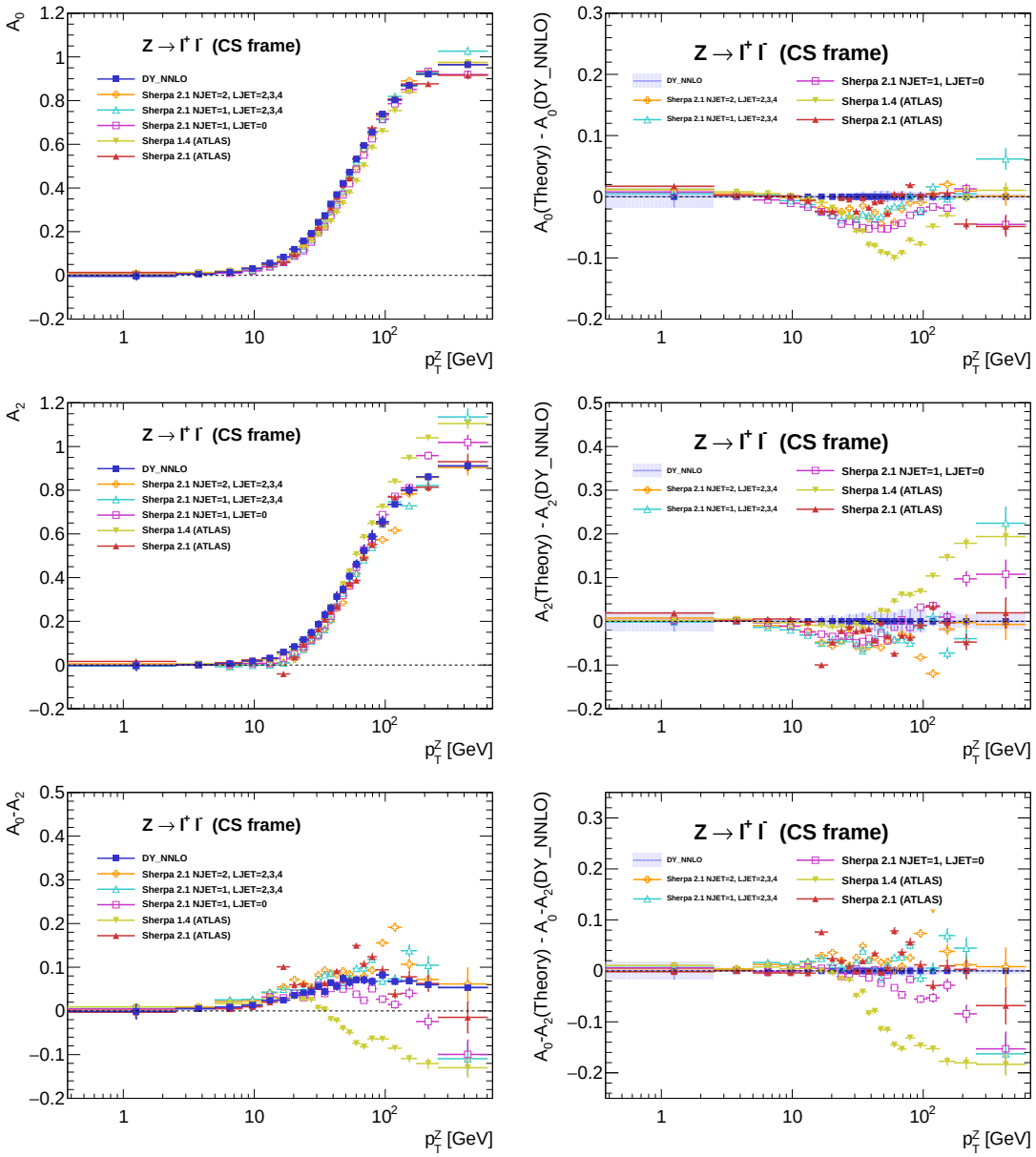

Рисунок 70 — Угловые поляризационные коэффициенты A_0, A_2, а также разность коэффициентов $A_0 - A_2$ как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора Sherpa, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора Sherpa и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора Sherpa.

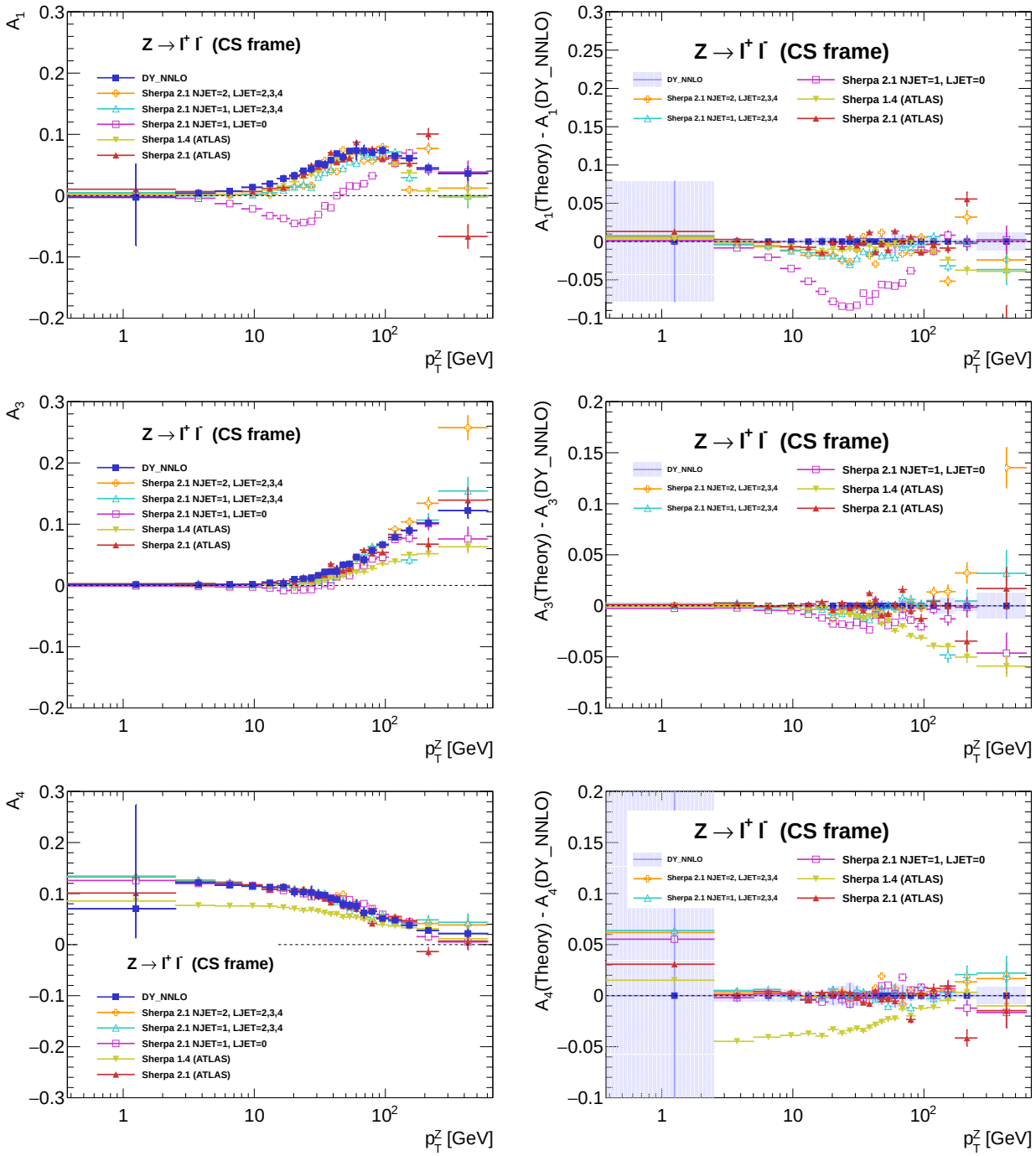

Рисунок 71 — Угловые поляризационные коэффициенты A_1, A_3 и A_4 как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора SHERPA, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора SHERPA и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора SHERPA.

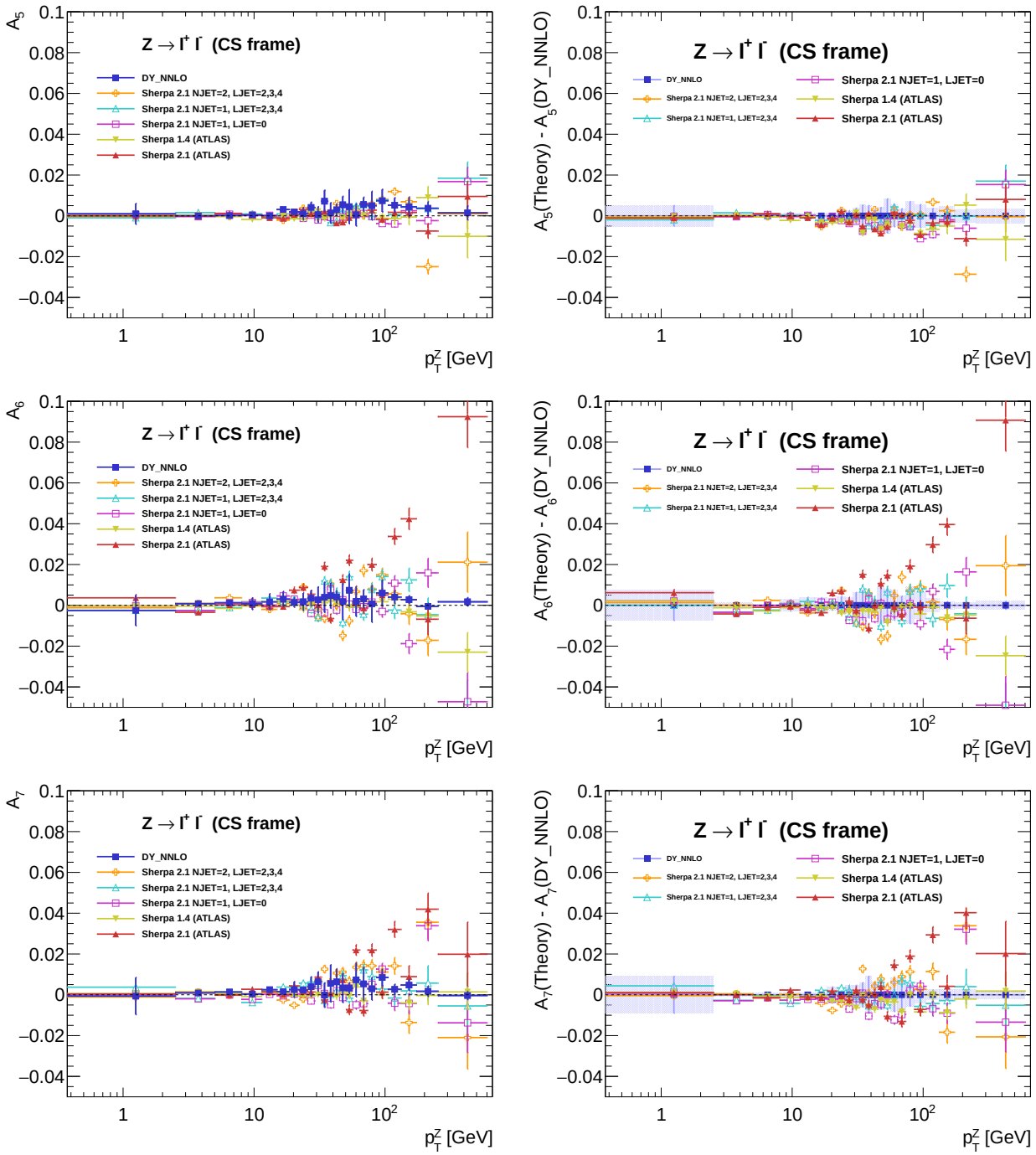

Рисунок 72 — Угловые поляризационные коэффициенты A_5, A_6 и A_7 как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора SHERPA, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора SHERPA и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора SHERPA.

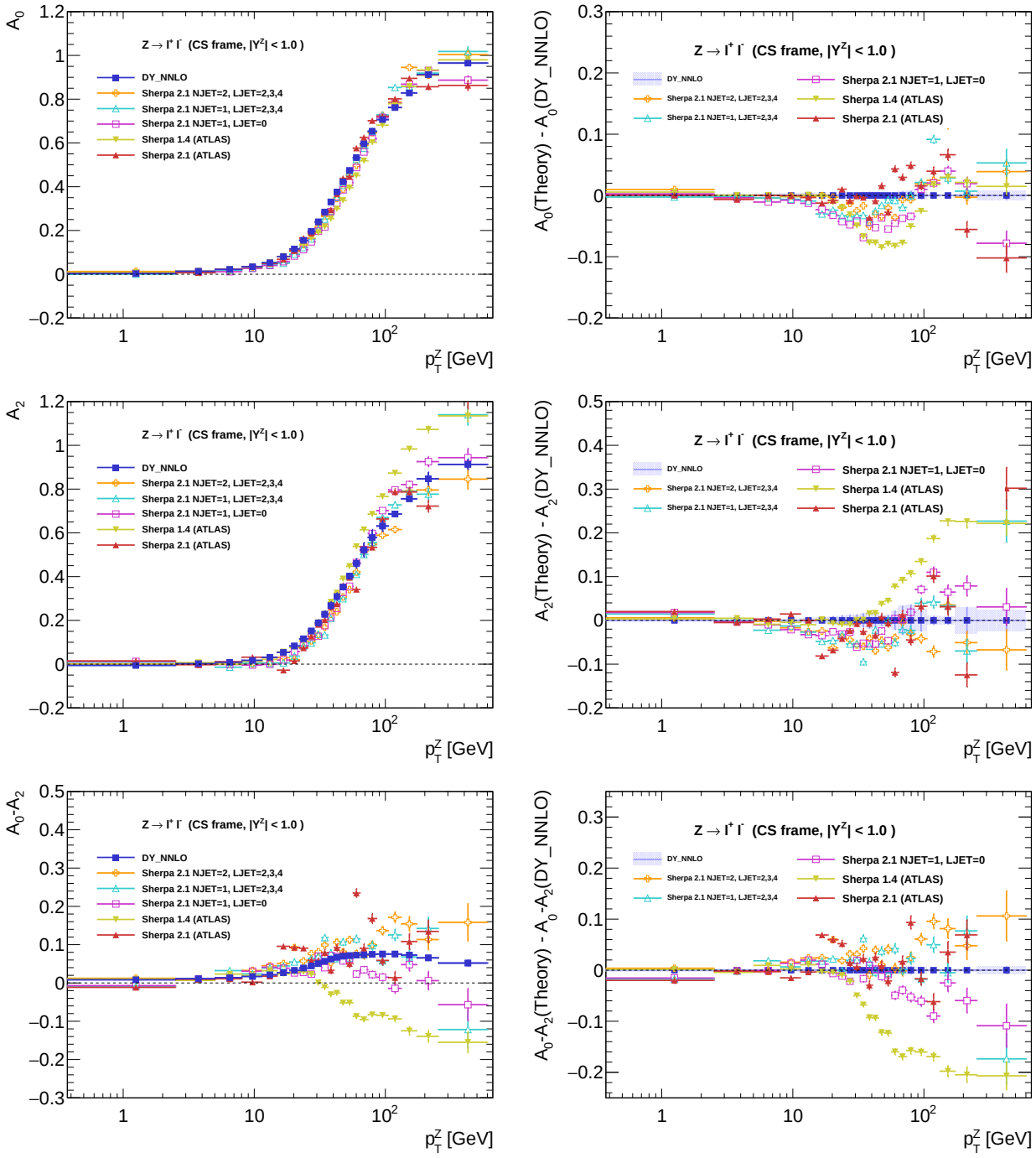

Рисунок 73 — Угловые поляризационные коэффициенты A_0, A_2, а также разность коэффициентов $A_0 - A_2$ как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора Sherpa, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений, в диапазоне быстроты Z-бозона $|y^Z| < 1,0$. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора Sherpa и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора Sherpa.

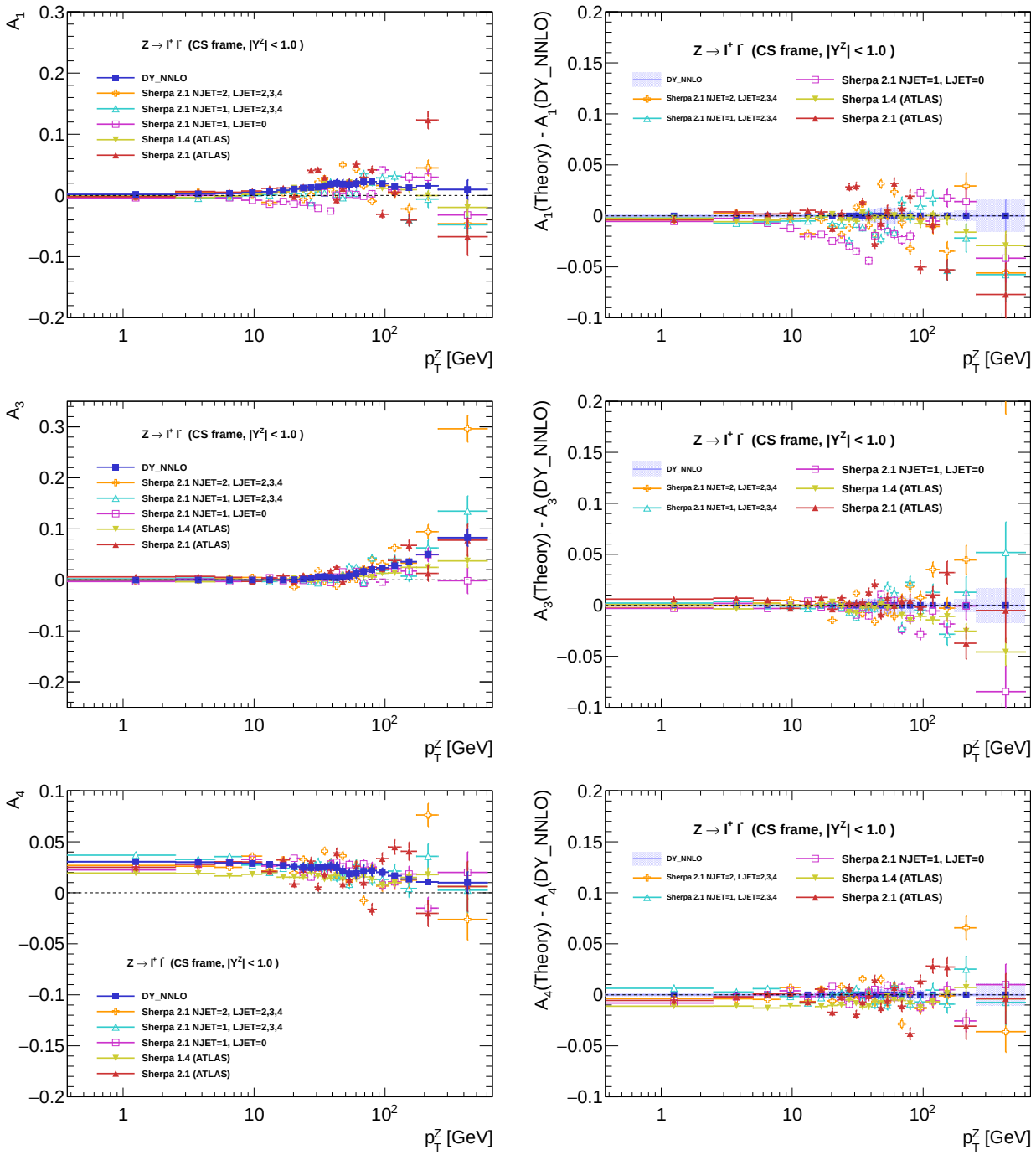

Рисунок 74 — Угловые поляризационные коэффициенты A_1, A_3 и A_4 как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора SHERPA, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений в диапазоне быстроты Z-бозона $|y^Z| < 1,0$. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора SHERPA и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора SHERPA.

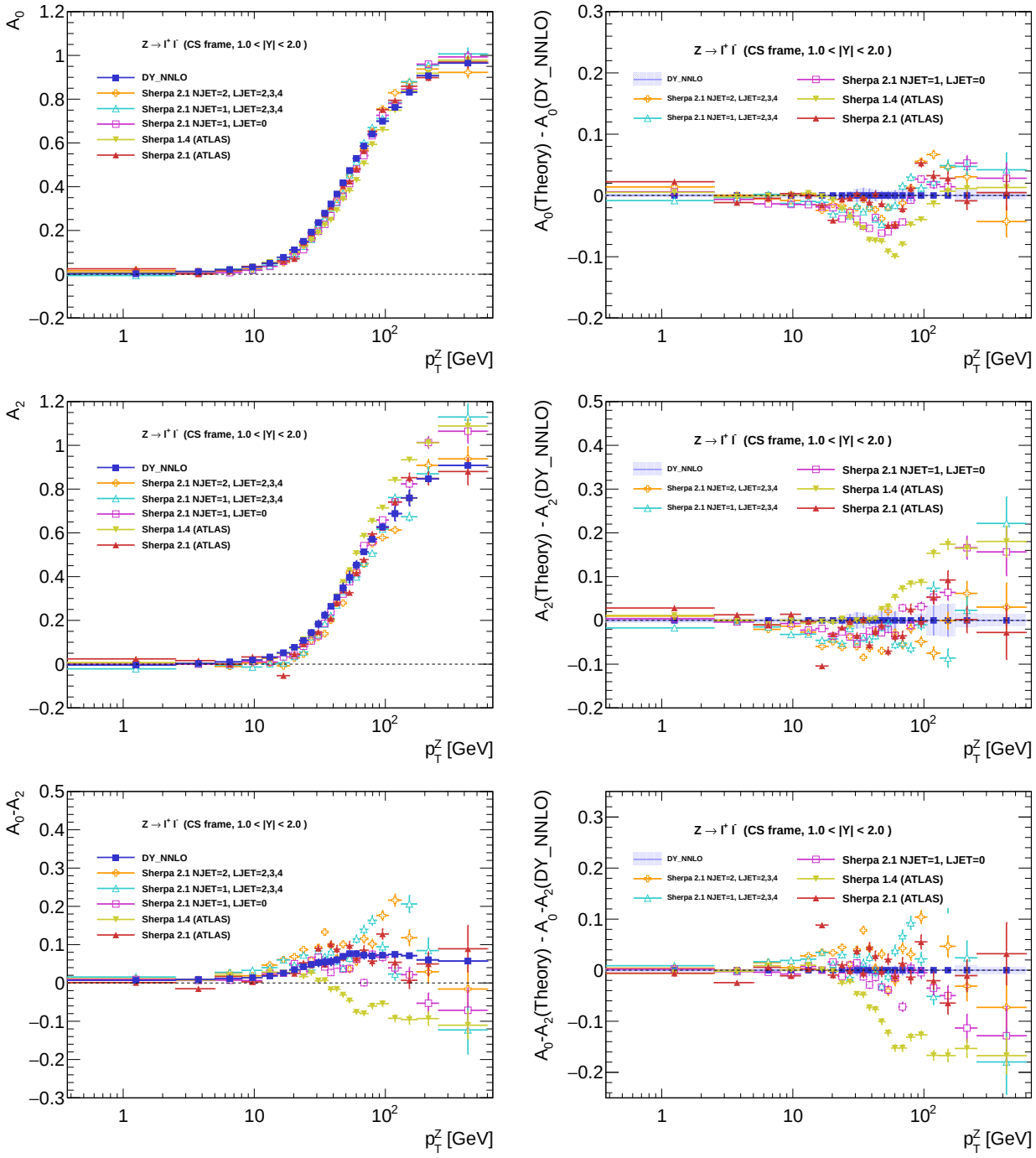

Рисунок 75 — Угловые поляризационные коэффициенты A_0, A_2, а также разность коэффициентов $A_0 - A_2$ как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора SHERPA, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений в диапазоне быстроты Z-бозона $1,0 < |y^Z| < 2,0$. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора SHERPA и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора SHERPA.

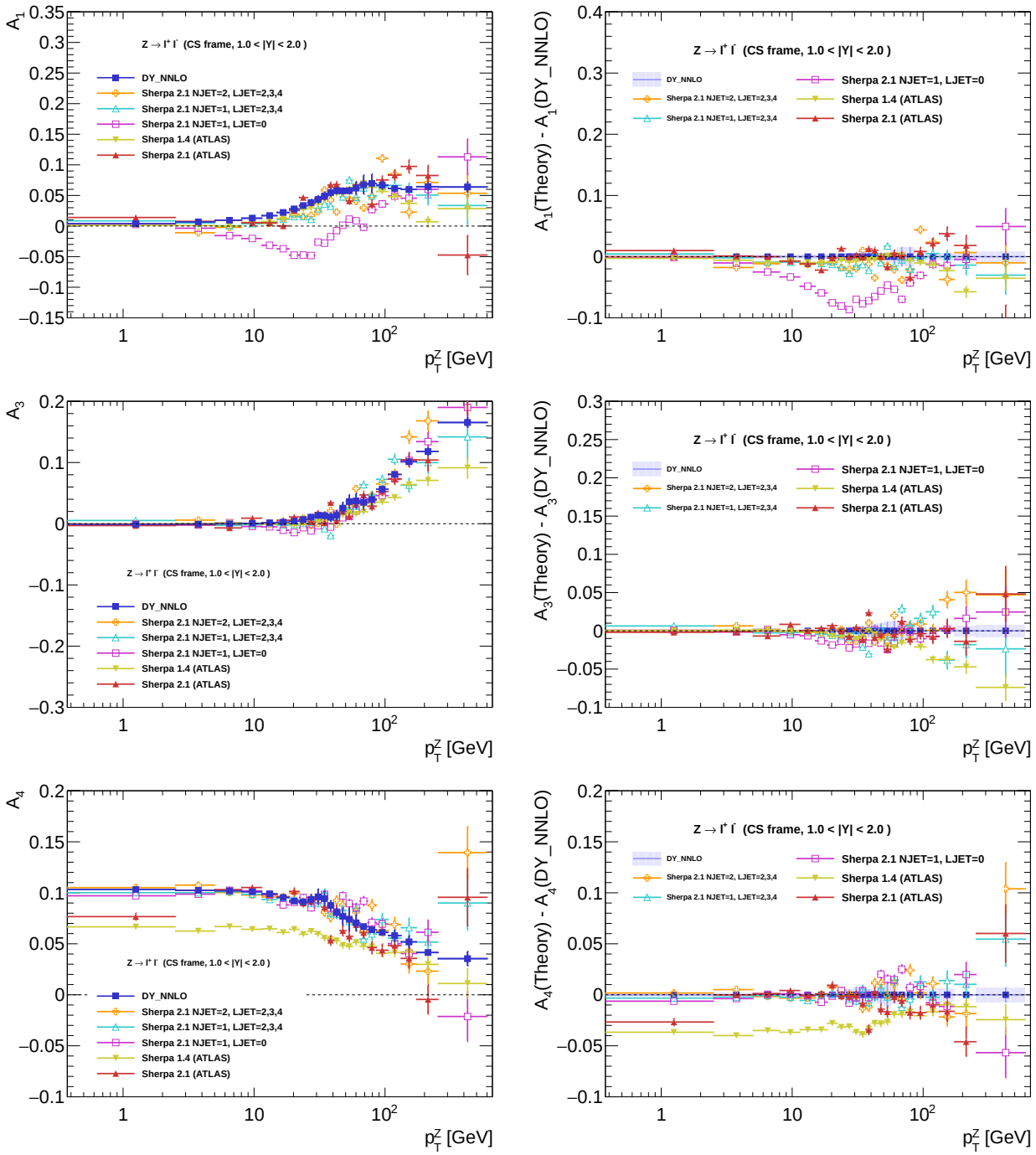

Рисунок 76 — Угловые поляризационные коэффициенты A_1, A_3 и A_4 как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора SHERPA, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений в диапазоне быстроты Z-бозона $1,0 < |y^Z| < 2,0$. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора SHERPA и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора SHERPA.

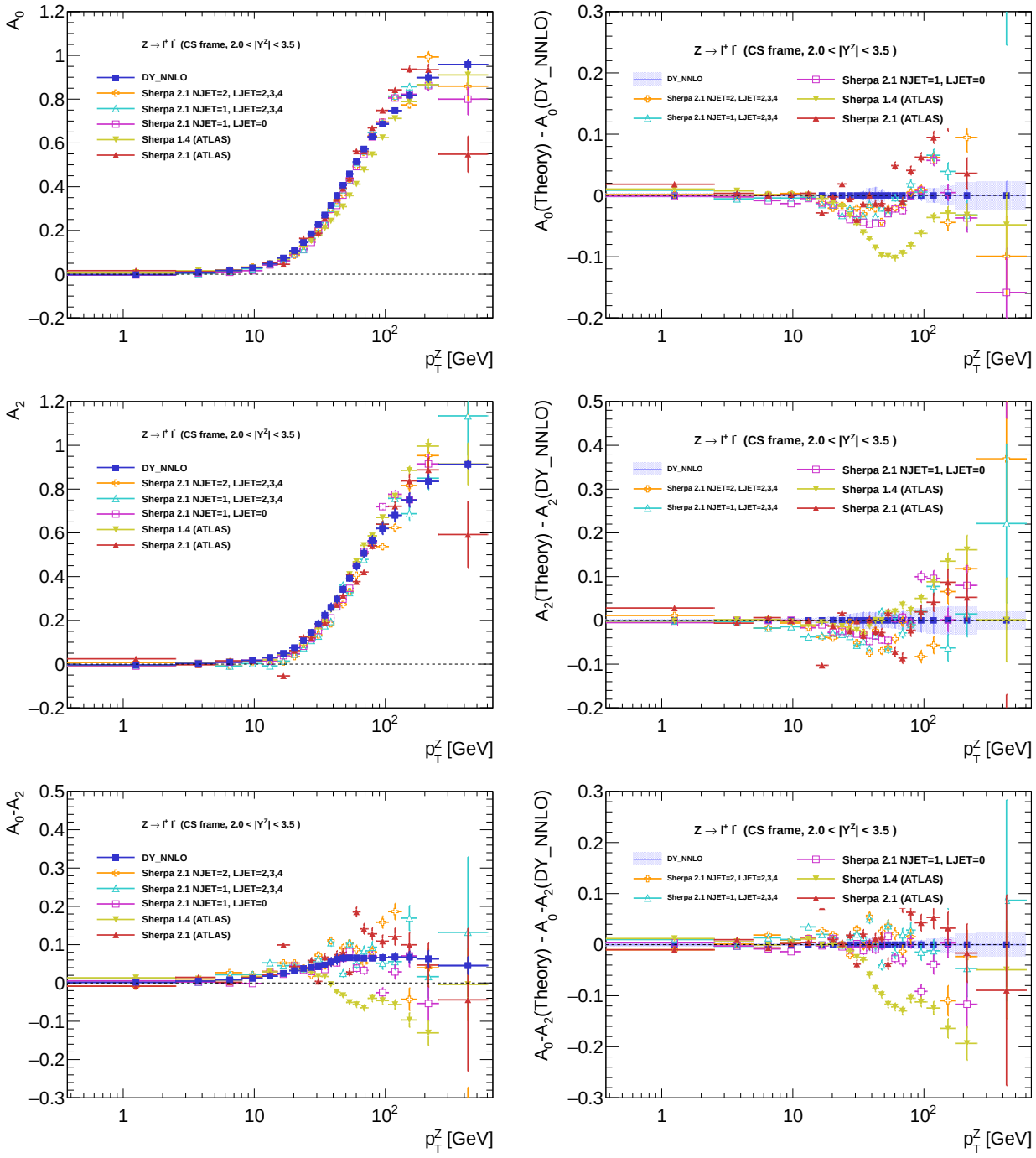

Рисунок 77 — Угловые поляризационные коэффициенты A_0, A_2, а также разность коэффициентов $A_0 - A_2$ как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора SHERPA, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений в диапазоне быстроты Z-бозона $2,0 < |y^Z| < 3,5$. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора SHERPA и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора SHERPA.

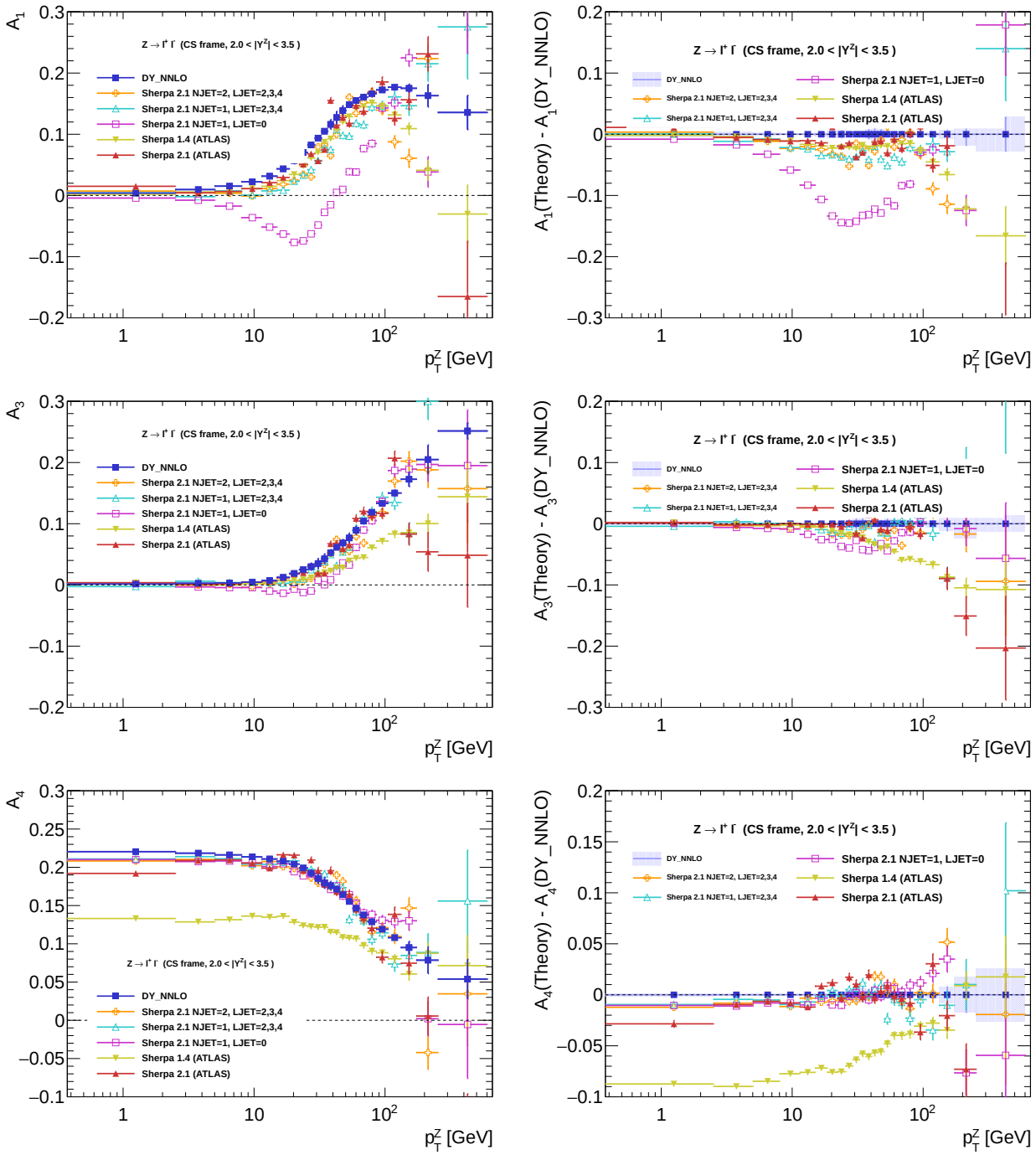

Рисунок 78 — Угловые поляризационные коэффициенты A_1, A_3 и A_4 как функции p_T^Z, вычисленные с помощью разных версий генератора SHERPA, а также с помощью программы DYNNLO в $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ NNLO приближении КХД теории возмущений в диапазоне быстроты Z-бозона $2,0 < |y^Z| < 3,5$. Справа на графиках показана разность между результатами, полученными с помощью генератора SHERPA и с помощью программы DYNNLO. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку вычислений для программы DYNNLO. Черточками показана полная ошибка вычислений, которая включает систематическую и статистическую ошибки для генератора SHERPA.

Список работ, опубликованных автором по теме диссертации

1. Aad G... Fedin O... et al., ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08003.

2. Федин О. Л. Прецизионные измерения в электрослабом секторе стандартной модели в эксперименте ATLAS // Ядерная физика. — 2013. — Vol. 76. — P. 31.

3. Aad G... Fedin O... et al., ATLAS Collaboration. Measurement of the forward-backward asymmetry of electron and muon pair-production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\ TeV$ with the ATLAS detector // JHEP. — 2015. — Vol. 09. — P. 049. — arXiv : hep-ex/1503.03709.

4. Aad G... Fedin O... et al., ATLAS Collaboration. Measurement of the transverse momentum and ϕ^*_η distributions of Drell–Yan lepton pairs in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8\ TeV$ with the ATLAS detector // Eur. Phys. J. C. — 2016. — Vol. 76. — P. 1. — arXiv : hep-ex/1512.02192.

5. Aad G... Fedin O... et al., ATLAS Collaboration. Measurement of the Z/γ^*-boson transverse momentum distribution in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\ TeV$ with the ATLAS detector // JHEP. — 2014. — Vol. 09. — P. 145. — arXiv : hep-ex/1406.3660.

6. Aad G... Fedin O... et al., ATLAS Collaboration. 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 // JHEP. — 2016. — Vol. 08. — P. 159. — arXiv : hep-ex/1606.00689.

7. Федин О. Измерение поляризационных угловых коэффициентов в процессах лептонного распада Z-бозона в эксперименте ATLAS на LHC // Физика элементарных частиц и атомного ядра — 2017 — т. 48 — вып. 5 — стр. 649—652.

8. Ezhilov A., Fedin O. Precision studies of Drell -–Ẏan transverse momentum distributions and the polarisation angular coefficients in Z-boson decays with the ATLAS detector // Proceedings of Science. — 2016. — Vol. DIS2016. — P. 121.

9. Aad G... Fedin O... et al., ATLAS Collaboration. Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton-proton collision data recorded with the ATLAS detector. — ATLAS-CONF-2011-063, 2011.

10. Aad G... Fedin O... et al., ATLAS Collaboration. Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton-proton collision data // Eur. Phys. J. C. — 2014. — Vol. 74. — P. 3130. — arXiv : hep-ex/1407.3935.

11. Aad G... Fedin O... et al., ATLAS Collaboration. Muon reconstruction efficiency and momentum resolution of the ATLAS experiment in proton-proton collisions at $\sqrt{s} =$

7 TeV in 2010 // Eur. Phys. J. — 2014. — Vol. C74. — P. 3034. — arXiv : hep-ex/1404.4562.

12. Aad G... Fedin O... et al., ATLAS Collaboration. Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data // Eur. Phys. J. C. — 2014. — Vol. 74.— P. 2941. — arXiv : hep-ex/1404.2240.

13. Aad G... Fedin O... et al., ATLAS Collaboration. Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2012 LHC proton–proton collision data // Eur. Phys. J. — 2017. — Vol. 77. — P. 195. — arXiv : hep-ex/1612.01456.

14. Aad G... Fedin O... et al., ATLAS Collaboration. Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2012 LHC proton-proton collision data. — ATLAS-CONF-2014-032, 2014.

15. Aad G... Fedin O... et al., ATLAS Collaboration. Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data // Eur. Phys. J. C. — 2012. — Vol. 72. — P. 1909. — arXiv : hep-ex/1110.3174.

16. Aad G... Fedin O... et al., ATLAS Collaboration. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data // Eur. Phys. J. C. — 2014. — Vol. 74.— P. 3071. — arXiv : hep-ex/1407.5063.

17. Abat E... Fedin O... et al., TRT Collaboration. The ATLAS TRT end-cap detectors // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. P10003.

18. Fedin O. Reconstruction and identification of photons and electrons with the ATLAS detector // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. — 2010. — Vol. 623. — P. 306.

Благодарности

Список литературы

[1] Aad G. et al., ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // Phys. Lett. B. — 2012. — Vol. 176. — P. 1. — arXiv : hep-ex/1207.7214.

[2] Chatrchyan S. et al., CMS Collaboration. Observation of a new boson at mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // Phys. Lett. B. — 2012. — Vol. 176. — P. 30. — arXiv : hep-ex/1207.7235.

[3] LHC Collaboration. LHC Machine // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08001.

[4] Aad G. et al., ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08003.

[5] Федин О. Л. Прецизионные измерения в электрослабом секторе стандартной модели в эксперименте ATLAS // Ядерная физика. — 2013. — Vol. 76. — P. 31.

[6] LEP Collaborations: ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and the LEP Electroweak Working Group. A combination of preliminary LEP electroweak measurements and constraints on the Standard Model. — CERN-PPE/95-172, 1995. — arXiv : hep-ex/0412015.

[7] Abe F. et al., CDF Collaboration. Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions // Phys. Rev. Lett. — 1995. — Vol. 74. — P. 2626. — arXiv : hep-ph/9503002.

[8] Abachi S. et al., D0 Collaboration. Observation of the Top Quark // Phys. Rev. Lett. — 1995. — Vol. 74. — P. 2632. — arXiv : hep-ph/9503003.

[9] Collins J. C., Soper D. E., Sterman G. Factorization of Hard Processes in QCD // Adv. Ser. on Dir. in High Energy Phys. — 1988. — Vol. 5. — P. 1. — arXiv : hep-ph/0409313.

[10] Drell S. D., Yan T.-M. Massive lepton-pair production in hadron-hadron collisions at high energies // Phys. Rev. Lett. — 1970. — June. — Vol. 25. — P. 316.

[11] Nason P., Dawson S., Ellis R. K. The Total Cross-Section for the Production of Heavy Quarks in Hadronic Collisions // Nucl. Phys. B. — 1988. — Vol. B303. — P. 607.

[12] Altarelli G., Diemoz M., Martinelli G., Nason P. Total cross sections for heavy flavour production in hadronic collisions and QCD // Nucl. Phys. B. — 1988. — Vol. B308. — P. 724.

[13] Beenakker W., Kuijf H., van Neerven W. L., Smith J. QCD corrections to heavy-quark production in $p\bar{p}$ collisions // Phys. Rev. D. — 1989. — Vol. D40. — P. 54.

[14] Collins J. C., Soper D. E., Sterman G. Does the Drell – Yan cross section factorize? // Phys. Lett. B. — 1982. — Vol. 109. — P. 388.

[15] Collins J. C., Soper D. E., Sterman G. All-order factorization for Drell – Yan cross sections // Phys. Lett. B. — 1984. — Vol. 134. — P. 263.

[16] Collins J. C., Soper D. E., Sterman G. Factorization for short distance hadron-hadron scattering // Nucl. Phys. B. — 1985. — Vol. 261. — P. 104.

[17] Collins J. C., Soper D. E., Sterman G. Soft gluons and factorization // Nucl. Phys. B. — 1988. — Vol. 308. — P. 833.

[18] Altarelli G., Ellis R. K., Martinelli G. Leptoproduction and Drell – Yan processes beyond the leading approximation in chromodynamics // Nucl. Phys. B. — 1978. — Vol. B143. — P. 521.

[19] Altarelli G., Ellis R. K., Martinelli G. Large perturbative corrections to the Drell – Yan process in QCD // Nucl. Phys. B. — 1979. — Vol. B157. — P. 461.

[20] Matsuura T., van der Marck S.C., van Neerven W.L. The calculation of the second order soft and virtual contributions to the Drell – Yan cross section // Nucl. Phys. B. — 1989. — Vol. B319. — P. 570.

[21] Hamberg R., van Neerven W. L., Matsuura T. A complete calculation of the order $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ correction to the Drell – Yan K-factor // Nucl. Phys. B. — 1991. — Vol. 359. — P. 343.

[22] Melnikov K., Petriello F. W Boson Production Cross Section at the Large Hadron Collider with $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ Corrections // Phys. Rev. Lett. — 2006. — Vol. 96. — P. 231803.

[23] Melnikov K., Petriello F. Electroweak gauge boson production at hadron colliders through $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ // Phys. Rev. D. — 2006. — Vol. 74. — P. 114017. — arXiv : hep-ex/0609070.

[24] Catani S., Cieri, L., Ferrera G., de Florian D., Grazzini, M. Vector boson production at hadron colliders: A Fully exclusive QCD calculation at NNLO // Phys. Rev. Lett. — 2009. — Vol. 103. — P. 082001. — arXiv : hep-ph/0903.2120.

[25] Ellis R. K., Veseli S. W and Z transverse momentum distributions: resummation in qT-space // Nucl. Phys. B. — 1998. — Vol. 511. — P. 649. — arXiv : hep-ex/9706526.

[26] Balazs C., Yuan C. P. Soft gluon effects on lepton pairs at hadron colliders // Phys. Rev. D. — 1997. — Vol. 56. — P. 5558. — arXiv : hep-ex/9704258.

[27] Natchmann O., Reiter A. The vacuum structure in QCD and hadron-hadron scattering // Z. Phys. C. — 1970. — Vol. 24. — P. 283.

[28] Brandenburg A., Natchmann O., Mirkes E. Spin effects and factorisation in the Drell–Yan process // Z. Phys. C. — 1993. — Vol. 60. — P. 697.

[29] O. Natchmann. Spin correlations in the Drell–Yan process, parton entanglement, and other unconventional QCD effects // Annals of Phys. — 2014. — Vol. 350. — P. 347. — arXiv : hep-ph/1401.7587.

[30] Gavin R., Li Y., Petriello, F., Quackenbush S. FEWZ 2.0: A code for hadronic Z production at next-to-next-to-leading order // Comput. Phys. Commun. — 2011. — Vol. 182. — P. 2388. — arXiv : hep-ph/1011.3540.

[31] Gavin R., Li Y., Petriello F., Quackenbush S. W Physics at the LHC with FEWZ 2.1 // Comput. Phys. Commun. — 2013. — Vol. 184. — P. 208. — arXiv : hep-ph/1201.5896.

[32] Li Y., Petriello F. Combining QCD and electroweak corrections to dilepton production in FEWZ // Phys. Rev. — 2012. — Vol. D86. — P. 094034. — arXiv : hep-ph/1208.5967.

[33] Mirkes E. Angular decay distributions of lepton from W-bosons at NLO in hadron colliders // Nucl. Phys. B. — 1992. — Vol. 387. — P. 3.

[34] Mirkes E., Ohnemus J. W and Z Polarization Effects in Hadronic Collisions // Phys. Rev. D. — 1994. — Vol. 50. — P. 5692. — arXiv : hep-ph/9406381.

[35] Mirkes E., Ohnemus J. Angular distributions of Drell–Yan lepton pairs at the Tevatron: order α_s^2 corrections and Monte Carlo studies. // Phys. Rev. D. — 1995. — Vol. 51. — P. 4891. — arXiv : hep-ex/9412289.

[36] Mirkes E. Ohnemus J. Polarisation effects in Drell–Yan type processes $h_1 + h_2 \to (W, Z, \gamma^*, J/\Psi) + X$. — 1994. — arXiv : hep-ex/9408402.

[37] Aaltonen T. et al., CDF collaboration. First Measurement of the Angular Coefficients of Drell–Yan e^+e^- Pairs in the Z Mass Region from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$TeV // Phys. Rev. Lett. — 2011. — June. — Vol. 106. — P. 241801. — arXiv : hep-ex/1103.5699.

[38] A. Sirlin. Universal Renormalization in Leptonic and Semileptonic Amplitudes // Phys. Rev. D. — 1980. — Vol. 22. — P. 971.

[39] T. Aaltonen et al., CDF Collaboration. Indirect measurement of $sin\theta_W^2$ using e^+e^- pairs from γ^*/Z bosons produced in $p\bar{p}$ collisions at a centre-of-momentum energy of 1.96 TeV // Phys. Rev. D. — 2013. — Vol. 88. — P. 072002. — arXiv : hep-ex/1402.2239.

[40] T. Aaltonen et al., CDF Collaboration. Indirect measurement of $sin\theta^2_W$ using $\mu^+\mu^-$ pairs from γ^*/Z bosons produced in $p\bar{p}$ collisions at a centre-of-momentum energy of 1.96 TeV // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 89. — P. 072005. — arXiv : hep-ex/1402.2239.

[41] Aad G. et al., ATLAS Collaboration. Measurement of the forward-backward asymmetry of electron and muon pair-production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // JHEP. — 2015. — Vol. 09. — P. 049. — arXiv : hep-ex/1503.03709.

[42] Z. Bern et al. Left-handed W bosons at the LHC // Phys. Rev. D. — 2011. — Vol. 84. — P. 034008. — arXiv : hep-ex/1103.5445.

[43] Karlberg A., Re E., Zanderighi G. NNLOPS accurate Drell – Yan production // JHEP. — 2014. — Vol. 09. — P. 134. — arXiv : hep-ph/1407.2940.

[44] Aad G. et al., ATLAS Collaboration. Measurement of the transverse momentum and ϕ^*_η distributions of Drell–Yan lepton pairs in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector // Eur. Phys. J. C. — 2016. — Vol. 76. — P. 1. — arXiv : hep-ex/1512.02192.

[45] Aad G. et al., ATLAS Collaboration. Measurement of the Z/γ^* boson transverse momentum distribution in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // JHEP. — 2014. — Vol. 09. — P. 145. — arXiv : hep-ex/1406.3660.

[46] Khachatryan V. et al., CMS Collaboration. Angular coefficients of Z bosons produced in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV and decaying to $\mu^+\mu^-$ as a function of transverse momentum and rapidity // Phys. Lett. B. — 2015. — Vol. 750. — P. 154. — arXiv : hep-ex/1504.03512.

[47] Lam C.S., Tung W-K. A Systematic Approach to Inclusive Lepton Pair Production in Hadronic Collisions // Phys. Rev. — 1978. — Vol. D18. — P. 2447.

[48] Hagiwara K., Hikasa K., Kai N. Parity-Odd Asymmetries in W-Jet Events at Hadron Colliders // Phys. Rev. Lett. — 1984. — Vol. 52. — P. 1076.

[49] Jadach S., Was Z. Suppression of QED interference contributions to the charge asymmetry at the Z resonance // Phys. Lett. B. — 1989. — Vol. 219. — P. 103.

[50] Jadach S., Pietrzyk B. et al. Initial final state interference in the Z line shape // Phys. Lett. B. — 1999. — Vol. 465. — P. 254. — arXiv : hep-ph/9907547.

[51] Collins J. C., Soper D. E. Angular distribution of dileptons in high-energy hadron collisions // Phys. Rev. D. — 1977. — Vol. 16. — P. 2219.

[52] Gottfried K., Jackson J. D. On the connection between production mechanism and decay of resonances at high energies // Nuovo Cim. — 1964. — Vol. 33. — P. 309.

[53] Stirling W., Vryonidou E. Electroweak gauge boson polarisation at the LHC // JHEP. — 2012. — Vol. 07. — P. 124. — arXiv : hep-ph/1204.6427.

[54] Gao J., Guzzi M. et al. CT10 next-to-next-to-leading order global analysis of QCD // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 89, no. 3. — P. 033009. — arXiv : hep-ph/1302.6246.

[55] Dittmaier S., Kramer M. Electroweak radiative corrections to W-boson production at hadron colliders // Phys. Rev. D. — 2002. — Vol. 65. — P. 073007. — arXiv : hep-ph/0109062.

[56] Olive K. A. et al., Particle Data Group. Review of Particle Physics // Chin. Phys. — 2014. — Vol. C38. — P. 090001.

[57] 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.

[58] Lam C. S., Tung W-K. A Parton Model Relation Sans QCD Modifications in Lepton Pair Productions // Phys. Rev. D. — 1980. — Vol. 21. — P. 2712.

[59] Nason P. A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms // JHEP. — 2004. — Vol. 11. — P. 040. — arXiv : hep-ph/0409146.

[60] Alioli S. et al. A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX // JHEP. — 2010. — Vol. 06. — P. 043. — arXiv : hep-ph/1002.2581.

[61] Hamilton K., Nason P., Zanderighi G. MiNLO: Multi-Scale Improved NLO // JHEP. — 2012. — Vol. 10. — P. 155. — arXiv : hep-ph/1206.3572.

[62] Hamilton K., Nason P., Oleari C., Zanderighi G. Merging H/W/Z + 0 and 1 jet at NLO with no merging scale: a path to parton shower + NNLO matching // JHEP. — 2013. — Vol. 05. — P. 082. — arXiv : hep-ex/1212.4504.

[63] Martin A. D., Stirling W. J., Thorne R. S., Watt G. Parton distributions for the LHC // Eur. Phys. J. — 2009. — Vol. C63. — P. 189. — arXiv : hep-ph/0901.0002.

[64] Ball R. D., Bertone V., Cerutti F., et al. Impact of Heavy Quark Masses on Parton Distributions and LHC // Nucl. Phys. B. — 2011. — Vol. 849. — P. 296. — arXiv : hep-ph/1101.1300.

[65] Sjostrand T., Mrenna S., Skands P. Z. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 // Comput. Phys. Commun. — 2008. — Vol. 178. — P. 852. — arXiv : hep-ph/0710.3820.

[66] Corcella G. et al. HERWIG 6: An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes) // JHEP. — 2001. — Vol. 0101. — P. 010. — arXiv : hep-ph/hep-ph/0011363.

[67] Gleisberg T. et. al. Event generation with SHERPA 1.1 // JHEP. — 2009. — Vol. 02. — P. 007. — arXiv : hep-ph/0811.4622.

[68] Catani S., Krauss F., Kuhn R., Webber B. R. QCD Matrix Elements + Parton Showers // JHEP. — 2001. — Vol. 11. — P. 063. — arXiv : hep-ph/0109231.

[69] Hoeche S., Krauss F., Schumann S., Siegert F. QCD matrix elements and truncated showers // JHEP. — 2009. — Vol. 05. — P. 053. — arXiv : hep-ph/0903.1219.

[70] Hoeche S., Krauss F., Siegert F. NLO matrix elements and truncated showers // JHEP. — 2011. — Vol. 08. — P. 123. — arXiv : hep-ph/1009.1127.

[71] Gleisberg T., Hoeche S. Comix, a new matrix element generator // JHEP. — 2008. — Vol. 0812. — P. 039. — arXiv : hep-ph/0808.3674.

[72] Gleisberg T., Hoeche S. Automating dipole subtraction for QCD NLO calculations // Eur. Phys. J. C. — 2008. — Vol. 53. — P. 502. — arXiv : hep-ph/0709.2881.

[73] Gottschalk T. D. A realistic model for $\ell^+\ell^-$ annihilation including parton bremsstrahlung effects // Nucl. Phys. B. — 1983. — Vol. 214. — P. 201.

[74] Gottschalk T. D. An improved description of hadronization in the QCD cluster model for $\ell^+\ell^-$ annihilation // Nucl. Phys. B. — 1984. — Vol. 239. — P. 349.

[75] Webber B. R. A QCD model for jet fragmentation including soft gluon interference // Nucl. Phys. B. — 1984. — Vol. 238. — P. 492.

[76] Gottschalk T. D., Morris D. A. A new model for hadronization and $\ell^+\ell^-$ annihilation // Nucl. Phys. B. — 1987. — Vol. 288. — P. 729.

[77] Hoche S., Krauss F., Schonherr M., Siegert F. A critical appraisal of NLO+PS matching methods // JHEP. — 2012. — Vol. 09. — P. 49. — arXiv : hep-ex/111.1220.

[78] Hoche S., Krauss F., Schonherr M., Siegert F. QCD matrix elements + parton showers: The NLO case // JHEP. — 2013. — Vol. 04. — P. 027. — arXiv : hep-ex/1207.5030.

[79] Hoche S., Krauss F., Schonherr M., Siegert F. NLO QCD matrix elements + parton showers in e^+e^- $\rightarrow$hadrons // JHEP. — 2013. — Vol. 01. — P. 144. — arXiv : hep-ex/1207.5031.

[80] Abat E. et al., TRT Collaborations. The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube: design and performance // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. P02013.

[81] Akesson T. et al. Operation of the ATLAS transition radiation tracker under very high irradiation at the CERN LHC // Nucl. Instrum. Meth. — 2005. — Vol. A522. — P. 1185.

[82] Capeans M. et al. Recent ageing studies for the ATLAS transition radiation detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci. — 2004. — Vol. 51. — P. 960.

[83] Sprachmann G. et al. Ageing effects in the ATLAS transition radiation tracker and gas filtration studies // IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec. — 2005. — Vol. 2. — P. 1185.

[84] E. Abat et al., TRT Collaboration. The ATLAS TRT barrel detector // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. P20014.

[85] Abat E. et al., TRT Collaboration. The ATLAS TRT end-cap detectors // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. P10003.

[86] Fedin O. Reconstruction and identification of photons and electrons with the ATLAS detector // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. — 2010. — Vol. 623. — P. 306.

[87] Lampl W. et al. Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance. — ATL-LARG-PUB-2008-002, 2008. — URL: http://cdsweb.cern.ch/record/1099735.

[88] Cornelissen T. et al. Concepts, design and implementation of the ATLAS new tracking (NEWT). — ATL-SOFT-PUB-2007-007, 2007. — URL: https://cds.cern.ch/record/1020106.

[89] Cornelissen T. et al. The global χ^2 track fitter in ATLAS // J. Phys. Conf. Ser. — 2008. — Vol. 119. — P. 032013. — URL: http://iopscience.iop.org/1742-6596/119/3/03201.

[90] Aad G. et al., ATLAS Collaboration. Improved electron reconstruction in ATLAS using the Gaussian Sum Filter-based model for bremsstrahlung. — ATLAS-CONF-2012-047, 2012. — URL: http://cdsweb.cern.ch/record/1449796.

[91] Aad G. et al., ATLAS Collaboration. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data // Eur. Phys. J. C. — 2014. — Vol. 74. — P. 3071. — arXiv : hep-ex/1407.5063.

[92] Aad G. et al., ATLAS Collaboration. Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data // Eur. Phys. J. C. — 2014. — Vol. 74. — P. 2941. — arXiv : hep-ex/1404.2240.

[93] Aad G. et al., ATLAS Collaboration. Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2012 LHC proton–proton collision data // Eur. Phys. J. — 2017. — Vol. 77. — P. 195. — arXiv : hep-ex/1612.01456.

[94] Aad G. et al., ATLAS Collaboration. Expected electron performance in the ATLAS experiment. — ATL-PHYS-PUB-2011-006, 2011. — URL: https://cds.cern.ch/record/1345327/files/ATL-PHYS-PUB-2011-006.pdf.

[95] G. Aad et al., ATLAS Collaboration. Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data // Eur. Phys. J. C. — 2012. — Vol. 72. — P. 1909. — arXiv : hep-ex/1110.3174.

[96] Aad G. et al., ATLAS Collaboration. Expected Performance of the ATLAS Experiment — Detector, Trigger and Physics. — 2008. — arXiv : hep-ex/0901.0512.

[97] Aad G. et al., ATLAS Collaboration. Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton-proton collision data recorded with the ATLAS detector. — ATLAS-CONF-2011-063, 2011. — URL: https://cds.cern.ch/record/1345743.

[98] Aad G. et al, ATLAS Collaboration. Muon reconstruction efficiency and momentum resolution of the ATLAS experiment in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in 2010 // Eur. Phys. J. — 2014. — Vol. C74. — P. 3034. — arXiv : hep-ex/1404.4562.

[99] Aad G. et al., ATLAS Collaboration. Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton-proton collision data // Eur. Phys. J. C. — 2014. — Vol. 74. — P. 3130. — arXiv : hep-ex/1407.3935.

[100] Agostinelli, S. et al., GEANT4 Collaboration. GEANT4: A simulation toolkit // Nucl. Instr. Meth. A. — 2003. — Vol. 506. — P. 250.

[101] ATLAS Collaboration. The ATLAS Simulation Infrastructure // Eur. Phys. J. C. — 2010. — Vol. 70. — P. 823. — arXiv : hep-ex/1005.4568.

[102] Frixione S., Nason P., Oleari C. Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method // JHEP. — 2007. — Vol. 0711. — P. 070. — arXiv : hep-ph/0709.2092.

[103] Alioli S. et al. NLO vector-boson production matched with shower in POWHEG // JHEP. — 2008. — Vol. 0807. — P. 060. — arXiv : hep-ph/0805.4802.

[104] Lai H. L., Guzzi M., Huston J., Li Z., Nadolsky P. M. et al. New parton distributions for collider physics // Phys. Rev. — 2010. — Vol. D82. — P. 074024. — arXiv : hep-ph/1007.2241.

[105] ATLAS Collaboration. Summary of ATLAS Pythia 8 tunes. — ATL-PHYS-PUB-2012-003, 2012. — URL: https://cds.cern.ch/record/1474107.

[106] Golonka P., Was Z. PHOTOS Monte Carlo: A Precision tool for QED corrections in Z and W decays // Eur. Phys. J. — 2006. — Vol. C45. — P. 97. — arXiv : hep-ph/hep-ph/0506026.

[107] Butterworth J. M., Forshaw J. R., Seymour M. H. Multiparton interactions in photoproduction at HERA // Z. Phys. — 1996. — Vol. C72. — P. 637. — arXiv : hep-ph/hep-ph/9601371.

[108] Gleisberg T., Hoeche S., Krauss F. et al. Event generation with SHERPA 1.1 // JHEP. — 2009. — Vol. 0902. — P. 007. — arXiv : hep-ph/0811.4622.

[109] Hoeche S., Krauss F., Schumann S., Siegert F. QCD matrix elements and truncated showers // JHEP. — 2009. — Vol. 0905. — P. 053. — arXiv : hep-ph/0903.1219.

[110] Schumann S., Krauss F. A Parton shower algorithm based on Catani – Seymour dipole factorisation // JHEP. — 2008. — Vol. 0803. — P. 038. — arXiv : hep-ph/0709.1027.

[111] Frixione S., Webber B. R. Matching NLO QCD computations and parton shower simulations // JHEP. — 2002. — Vol. 06. — P. 029. — arXiv : hep-ph/0204244.

[112] Kersevan B. P., Richter – Was E. The Monte Carlo event generator AcerMC versions 2.0 to 3.8 with interfaces to PYTHIA 6.4, HERWIG 6.5 and ARIADNE 4.1 // Comput. Phys. Commun. — 2013. — Vol. 184. — P. 919. — arXiv : hep-ph/0405247.

[113] Pumplin J. et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis // JHEP. — 2002. — Vol. 07. — P. 012. — arXiv : hep-ph/0201195.

[114] Martin A. D., Roberts R. G., Stirling W. J.,Thorne R. S. Parton distributions incorporating QED contributions // Eur. Phys. J. — 2005. — Vol. C39. — P. 155. — arXiv : hep-ph/0411040.

[115] ATLAS Collaboration. Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2012 LHC proton-proton collision data. — ATLAS-CONF-2014-032, 2014. — URL: https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CONFNOTES/ATLAS-CONF-2014-032.

[116] James F., Roos M. Minuit: A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations // Comput. Phys. Commun. — 1975. — Vol. 10. — P. 343.

[117] Cowan G., Cranmer K., Gross E., Vitells O. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics // Eur. Phys. J. — 2011. — Vol. C71. — P. 1554. — [Erratum: Eur. Phys. J. C73, 2501(2013)]. arXiv : physics.data-an/1007.1727.

[118] Choudalakis G. Fully Bayesian Unfolding. — 2012. — arXiv : physics.data-an/1201.4612.

[119] ATLAS Collaboration. Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC // Eur. Phys. J. — 2013. — Vol. C73. — P. 2518. — arXiv : hep-ex/1302.4393.

[120] Ball R. D. et al. Parton distributions with LHC data // Nucl. Phys. B. — 2013. — Vol. 867. — P. 244. — arXiv : hep-ph/1207.1303.

[121] Jadach S., Was Z. Suppression of QED Interference Contributions to the Charge Asymmetry at the Z0 Resonance // Phys. Lett. B. — 1989. — Vol. 219. — P. 103.

[122] Jadach S. et al. Initial final state interference in the Z line shape // Phys. Lett. B. — 1999. — Vol. 465. — P. 254. — arXiv : hep-ph/9907547.

[123] Was Z., Jadach S. First- and higher-order non-interference QED radiative corrections to the charge asymmetry at the Z resonance // Phys. Rev. — 1990. — Vol. D41. — P. 1425.

[124] Aad G. et al., ATLAS Collaboration. 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 // JHEP. — 2016. — Vol. 08. — P. 159. — arXiv : hep-ex/1606.00689.

[125] Ezhilov A., Fedin O. Precision studies of Drell–Yan transverse momentum distributions and the polarisation angular coefficients in Z-boson decays with the ATLAS detector // Proceedings of Science. — 2016. — Vol. DIS2016. — P. 121. — URL: https://pos.sissa.it/archive/conferences/265/121/DIS2016_121.pdf.

Список сокращений и условных обозначений

ATLAS	–	**A** **T**oroidal **L**HC **A**pparatu**S**
ALEPH	–	**A**pparatus for **LEP** **PH**ysics at CERN
DELPHI	–	**DE**tector with **L**epton, **P**hoton and **H**adron **I**dentification
CMS	–	**C**ompact **M**uon **S**olenoid
DGLAP	–	Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi
HERA	–	Hadron-Elektron-Ring-Anlage
ISR	–	Initial State Radiation
FSR	–	Final State Radiation
LHC	–	**L**arge **H**adron **C**ollider
LEP	–	**L**arge **E**lectron **P**ositron Collider
NLO	–	Next Leading Order
NNLO	–	Next-to-Next Leading Order
NNLOPS	–	Next-to-Next Leading Order and Parton Showering
OPAL	—	**O**mni- **P**urpose **A**pparatus for LEP
SLC	–	Stanford Linear Collider
SCT	–	Semi-Conductor Tracker
TRT	–	Transition Radiation Tracker

БАК	–	Большой адронный коллайдер
ВД	–	Внутренний детектор
КХД	–	Квантовая хромодинамика
КЭД	–	Квантовая электродинамика
МС	–	Мюонный спектрометр
ПФР	–	Функции распределения партонов
ОПФР	–	Обобщенные функции распределения партонов
СМ	–	Стандартная модель электрослабых взаимодействий