

на правах рукописи

Федин Олег Львович

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

Специальность 01.04.23 — физика высоких энергий

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург

2018

Работа выполнена в Петербургском институте ядерной физики им. Б. П. Константинова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт".

Официальные оппоненты:

Баранов Сергей Павлович доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник физического
института им. П. Н. Лебедева РАН, г Москва.

Ющенко Олег Петрович доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник института физики
высоких энергий им. А. А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт», г Протвино.

Просин Василий Владимирович доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник
научно-исследовательского института
ядерной физики им. Д. В. Скобельцина,
Московского государственного университета, г. Москва

Ведущая организация: Институт ядерных исследований РАН, г. Москва

Защита состоится " 21 " июня 2018 г. в 11:00 часов на заседании дис-
сертационного совета Д 212.232.16 при Санкт-Петербургском государственном универ-
ситете по адресу: 199004, Россия, Санкт-Петербург, Средний проспект В. О., д. 41/43,
Институт наук о Земле, ауд. 304.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте СПбГУ, <http://disser.spb.ru>.

Автореферат разослан " _____ " _____ 2018 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

Власников Александр Константинович

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Сегодня можно смело утверждать, что открытие бозона Хиггса на ускорителе ЛHC оправдало его неофициальное название «машины открытий». Однако коллайдер ЛHC иногда ещё называют «фабрикой» W- и Z-бозонов. Действительно, при энергии столкновений протонов в системе центра масс 8 ТэВ на коллайдере ЛHC в эксперименте ATLAS на 1 фбн^{-1} набранной интегральной светимости регистрируется¹ порядка $\sim 4 \times 10^6$ распадов $W \rightarrow e\nu_e, \mu\nu_\mu$ и порядка $\sim 4 \times 10^5$ распадов $Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$. В 2010–2012 годах ускоритель ЛHC 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 20×10^6 Z-бозонов и 2×10^5 пар W^+W^- бозонов.

Существует ряд причин, по которым следует изучать электрослабые процессы на ускорителе ЛHC. 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, вследствие чего в нем наблюдается недостающая энергия. Такая простая сигнатура событий обеспечивает высокую эффективность регистрации W- и Z-бозонов наряду с сильным подавлением фона, возникающего вследствие 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 извлекать 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. Затем, спустя

¹Цифры приведены с учетом акцептанса детектора и эффективности регистрации.

некоторое время, он был открыт на ускорителе Tevatron на установках CDF и D0.

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 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 Яна² реакции типа $h_1 + h_2 \rightarrow V + X$, 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, основанный на хорошо известной коллинеарной теореме о факторизации, был строго доказан. 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 Вейцеккера-Вильямса в квантовой электродинамике. Используя этот подход, сперва были вычислены инклюзивные сечения в NLO (англ., Next Leading Order) приближении пертурбативной теории КХД, а затем и в NNLO (англ., Next-to-Next Leading Order) приближении. Недавно стали доступны результаты вычислений в NNLO приближении полностью эксклюзивных сечений процессов Дрелла – Яна, включая лептонный распад Z-бозона. 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

²Drell S. D., Yan T.-M. // Phys. Rev. Lett. — 1970. — June. — Vol. 25. — P. 316

глюонов выполняется либо в поперечном импульсном пространстве, либо в пространстве сопряженных прицельных параметров. Обычно вычисления в фиксированных порядках теории возмущений комбинируют с аналитическим ресуммированием.

Для расчета сечений жестких процессов при энергиях ускорителя ЛНС 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 ЛНС. 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 DGLAP³. 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 ЛНС. 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 движущемся адроне, а также для 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

³По именам Докшицер – Грибов – Липатов – Альтарелли – Паризи.

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 TMD из процессов глубоко неупругого рассеяния (англ., Deep Inelastic Scattering, DIS). Процесс рождения лептонных пар на адронных коллайдерах также может быть использован для определения TMD 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 работах⁴ и⁵. Недавний обзор прошлых и нынешних представлений о нетривиальной структуре КХД вакуума можно найти в работе⁶. 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 работе⁵ 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) $A_0 = A_2$, где A_0 и A_2 угловые поляризационные коэффициенты. 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 моделирования, крайне важны для поиска процессов, которые не описываются СМ.

Изучение лептонных распадов W- и Z-бозонов позволяет выполнить прецизионные

⁴Natchmann O., Reiter A. // Z. Phys. C. — 1970. — Vol. 24. — P. 283.

⁵Brandenburg A., Natchmann O., Mirkes E. // Z. Phys. C. — 1993. — Vol. 60. — P. 697.

⁶O. Natchmann. // Annals of Phys. — 2014. — Vol. 350. — P. 347. — arXiv : hep-ph/1401.7587.

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.

Цели работы. Основная цель диссертационной работы состоит в получении и интерпретации новых экспериментальных данных о электрослабых процессах на ускорителе ЛНС и исследовании влияния КХД на эти процессы путем изучения поляризационных угловых коэффициентов в распадах калибровочных Z -бозонов. Данная цель включает в себя:

1. Разработку методики измерения полного набора поляризационных угловых коэффициентов A_{0-7} , которая позволяет минимизировать систематические ошибки измерения.
2. Измерение 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. Расчеты поляризационных угловых коэффициентов 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. Сравнение угловых коэффициентов, рассчитанных в фиксированных порядках теории возмущений и полученных из разных генераторов Монте-Карло, с измеренными значениями.
5. Разработку, создание и запуск в эксплуатацию торцевых частей 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. Разработку и проверку алгоритмов идентификации электронов, которые используют информацию с созданного детектора переходного излучения.

Научная новизна работы. 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 ЛНС.

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 ЛHC, 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 ЛHC. 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 ценность работы. Достигнутая точность измерений угловых поляризационных коэффициентов стимулирует дальнейшее проведение их расчетов в более высоких порядках пертурбативной 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. Это важно для выполнения измерений массы W -бозона с точностью несколько МэВ, так как 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. Ожидается, что точность измерения спектра поперечных импульсов данным методом, при малых значениях импульса, будет лучше, чем при прямом измерении спектра, который восстанавливается методом обратной свертки.

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

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 быстройте 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.

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 быстройте 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 быстрой: $0 < |y^Z| < 1$, $1, 0 < |y^Z| < 2$, $0 < |y^Z| < 3, 5$. 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 $A_0 - A_2 = 0$, 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 ($\sim 100\%$), 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, полученных в диссертационной работе, обуславливается использованием современных экспериментальных методик физики высоких энергий и общепринятых методах математической статистики, а также на сопоставлении полученных результатов с данными других экспериментов и теоретическими расчетами. Достоверность результатов также подтверждается их апробацией на международных конференциях и публикациями в реферируемых научных изданиях.

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 Conductor 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 результатов работы. 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.).

Публикации. По результатам диссертации опубликовано 18 печатных работ в реферируемых журналах, перечень которых приведен в конце автореферата. В том числе 15 работ из Списка ВАК.

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.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ.

Введение посвящено выбору объекта исследования и актуальности темы диссертации. В нем сформулирована цель диссертационной работы и представлены основные результаты, выдвигаемые автором на защиту, обоснована их научная новизна и практическая ценность. Кратко изложено содержание основных разделов диссертации.

Первая глава посвящена теоретическому формализму решаемой задачи. Как известно дифференциального сечения процесса Дрелл–Яна: $p + p \rightarrow Z + X \rightarrow l + l + X$ можно записать в виде разложения по девяти гармоническим полиномам $P_i(\cos\theta, \phi)$, умноженным на безразмерные угловые коэффициенты A_i , которые представляют отношение дифференциальных сечений с заданной поляризацией к неполяризованному сечению:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^Z dy^Z dm^Z d\cos\theta d\phi} = \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma^{U+L}}{dp_T^Z dy^Z dm^Z} \sum_{i=0}^8 P_i(\cos\theta, \phi) A_i(p_T^Z, y^Z, m^Z), \quad (1)$$

где $A_8 \equiv 1$. Гармонические полиномы $P_i(\cos\theta, \phi)$ являются функциями азимутального ϕ и полярного θ , углов вылета отрицательного лептона в системе покоя Z-бозона. Угловые коэффициенты A_i являются функциями кинематических переменных Z-бозона:

p_T^Z — поперечного импульса, y^Z — быстроты и m^Z — массы. 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.

Зависимость угловых коэффициентов от p_T^Z и y^Z определяется выбором оси z системы покоя лептонной пары. Наиболее часто используемой в литературе является система покоя Коллинза–Сопера, которая также использовалась в этой работе, чтобы облегчить сравнение полученных результатов с другими экспериментами и расчетами.

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 для дифференциального сечения по переменным θ и ϕ обнуляет полиномы при всех коэффициентах A_i , оставляя лишь вклад от члена $P_8 = (1 + \cos^2\theta)$, 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.

В этой же главе обсуждается метод моментов, то есть метод оценки неизвестных параметров распределений, основанный на предполагаемых свойствах его моментов, который используется для вычисления угловых коэффициентов в событиях распада Z -бозона, генерированных методом Монте-Карло.

Приводятся результаты вычисления угловых коэффициентов в фиксированных порядках КХД теории возмущений NLO ($\sim \mathcal{O}(\alpha_s)$) и NNLO ($\sim \mathcal{O}(\alpha_s^2)$), которые были выполнены с помощью программы DYNNLO. Результаты расчетов с помощью программы DYNNLO были проверены с помощью другой программы — FEWZ. 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: $\mu_R = \mu_F = E_T^Z = \sqrt{((m_z)^2 + (p_T^Z)^2)}$. При расчетах в NLO приближении использовался набор функций партонных распределений CT10 NLO, а при расчетах в NNLO прибли-

жении — CT10 NNLO.

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. 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.

В данной главе также приведены результаты расчетов угловых коэффициентов, выполненных с помощью различных Монте-Карло генераторов событий. Для расчетов использовался генератор POWHEG, дополненный методом MiNLO для выбора шкал ренормализации и факторизации, а также учета форм-факторов Судакова, который позволяет выполнять расчеты матричных элементов в NLO приближении. 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 обработаны генераторами, которые моделируют процессы образования партонных ливней. В данной работе для этого использовались генераторы PyTHIA8 или Herwig.

Также для расчетов угловых коэффициентов использовался генератор SHERPA, который позволял вычислять матричные элементы событий с большой множественностью партонов. Генератор SHERPA использует собственный алгоритм для моделирования адронизации партонных ливней, основанный на идее фрагментации кластеров. В более новой версии генератора SHERPA сигнальные события рождения Z-бозонов генерировались с одной или двумя струями в NNLO приближении, используя рецепт MC@NLO. Дополнительно можно было генерировать еще несколько струй в NNLO и LO приближениях и добавить их в инклюзивный набор сигнальных событий, используя метод MEPS@NLO.

Во второй главе кратко представлены характеристики и состав детектора ATLAS, который является одним из двух детекторов общего назначения на коллайдере LHC. Рассмотрена конструкция и характеристики детектора переходного излучения (англ., Transition Radiation Tracker — TRT), который является частью внутреннего детектора эксперимента ATLAS. Внутренний детектор предназначен для высокоточного восстановления траекторий заряженных частиц в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2,5$. Внутрен-

ний детектор состоит из пиксельных кремниевых детекторов (англ., Pixel), кремниевых микростриповых детекторов (англ., Semi-Conductor Tracker — SCT) и детектора переходного излучения. Ключевая особенность детектора переходного излучения состоит в том, что, используя переходное излучение, детектор способен выполнять идентификацию электронов с энергиями от 0,5 до 100 ГэВ. Кроме того детектор переходного излучения обеспечивает в среднем 35 измерений координат на треке в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2,0$, что позволяет улучшить импульсное разрешение треков с $p_T \sim 100$ ГэВ примерно в три раза. В этой же главе рассмотрены алгоритмы реконструкции и идентификации электронов и мюонов, а также метод измерения эффективности их регистрации.

Третья глава посвящена измерению угловых распределений по переменным $\cos \theta_{CS}$ и ϕ_{CS} электронов и мюонов. 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 $2,5 < |\eta| < 3,2$. Так как измерение поляризационных угловых коэффициентов в данной работе выполняется в области полюса массы Z-бозона, то 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. В этой же главе обсуждается оценка фона в данных измерения. 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 в фон наблюдается так же от процессов распада Z-бозонов в тау-лептоны $Z \rightarrow \tau\tau$. 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 лептон (англ., fake), а адрон, который ошибочно был реконструирован как лептон. В случае электронов это может быть также электрон, образовавшийся 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.

В четвертой главе рассматривается методика измерения угловых коэффициентов и учета систематических и статистических ошибок. 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 дифференциального сечения. 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} . Параметры подгонки определялись в каждом интервале поперечного импульса Z -бозона интегрально для всего диапазона быстрот или для каждого измеряемого интервала быстроты.

Построение шаблонных гармонических полиномов начинается с вычисления методом моментов референсных поляризационных угловых коэффициентов A_i^{Ref} . Для этого используются моделированные выбранным Монте-Карло генератором 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, для каждого события вводился вес, который определяется следующей формулой: $w_k = \frac{1}{\sum_{i=0}^{i=8} \langle A_i^{Ref} \rangle P_i(\cos\theta_{CS}^k, \phi_{CS}^k)}$, где $k = 1, \dots, N$ — номер события, $\cos\theta_k$ и ϕ_k — значения угловых переменных лептона 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 $w_k \cdot P_i(\cos\theta_{CSk}, \phi_{CSk})$, 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 w_k , которые имеют равномерное распределение по угловым переменным $\cos\theta_{CS}$ и ϕ_{CS} , прошедшие отбор в соответствии с выработанными критериями. К отобранному событиям применяются все необходимые поправки в виде дополнительных весов для корректировки эффективностей реконструкции и идентификации лептонов и энергетических

калибровок. В результате определяются девять ($i = 0, \dots, 8$) 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 отобраным 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. 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. Число ожидаемых событий в измеряемом интервале $n = (m, k, l)$ реконструированных переменных $(\cos \theta_{CS}^{Reco}, \phi_{CS}^{Reco}, p_T^{Z,Reco})$, где $m = 0, \dots, 7, k = 0, \dots, 7, l = 0, \dots, 22$, может быть определено путем суммирования шаблонных распределений для событий сигнала и фона следующим образом:

$$N_{\text{exp}}^n(A, \sigma) = \left\{ \sum_{j=1}^{23} \sigma_j \times L \times \left[t_{8j}^n + \sum_{i=0}^7 A_{ij} \times t_{ij}^n \right] + \sum_B^{\text{bkg}} T_B^n \right\}, \quad (2)$$

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_{obs}^n событий при ожидаемом числе событий $N_{\text{exp}}^n(A, \sigma)$ по всем измеряемым интервалам n :

$$\mathcal{L}(A, \sigma | N_{\text{obs}}) = \prod_n^{N_{\text{bins}}} \{ P(N_{\text{obs}}^n | N_{\text{exp}}^n(A, \sigma)) \}. \quad (3)$$

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

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

Для учета систематических и статистических ошибок вводится набор мешающих параметров $\theta = \{\beta, \gamma\}$, где 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 (3) с учетом несущественных параметров можно записать в следующем виде:

$$\mathcal{L}(A, \sigma, \theta | N_{\text{obs}}) = \prod_n^{N_{\text{bins}}} \{P(N_{\text{obs}}^n | N_{\text{exp}}^n(A, \sigma, \theta))P(N_{\text{eff}}^n | \gamma^n N_{\text{eff}}^n)\} \times \prod_m^M G(0 | \beta^m, 1). \quad (4)$$

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

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

Для оценки ошибок параметров, то есть измеряемых коэффициентов A , выполняется сканирование функции правдоподобия. Для каждого параметра A_{ij} строится отношение функций правдоподобия:

$$\Lambda(A_{ij}) = \frac{\mathcal{L}(A_{ij}, \hat{A}(A_{ij}), \hat{\theta}(A_{ij}))}{\mathcal{L}(\hat{A}, \hat{\theta})}. \quad (5)$$

Для функции правдоподобия, которая стоит в знаменателе формулы (5), ищется глобальный максимум для всех измеряемых и мешающих параметров, то есть:

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

Для функции правдоподобия, которая стоит в числителе формулы (5), 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. Используя отношение функций правдоподобия, можно построить новую переменную (статистику):

$$q_{A_{ij}} = -2 \log \Lambda(A_{ij}). \quad (6)$$

По определению $q_{A_{ij}} \geq 0$. Функция плотности вероятности для этой переменной асимптотически имеет распределение такое же, как χ^2 — распределение с одной степенью свободы. 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 $A_{ij}^\pm \equiv \hat{A}_{ij} \pm \sigma^\pm$.

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 .

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.

Объединение результатов выполнялось для каналов $eeCC$ и $\mu\mu CC$ при интегральных измерениях по быстрой 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 быстрой $2, 0 < |y^Z| < 3, 5$, эти результаты объединялись с измерениями в канале $\mu\mu CC$.

В пятой главе рассматриваются ожидаемые статистические и систематические ошибки измеряемых угловых коэффициентов A_i . Статистические ошибки возникают из-за ограниченной статистики как для данных, так и для моделированных событий. Систематические ошибки можно разделить на экспериментальные, теоретические и ошибки связанные с методикой измерений угловых коэффициентов. 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.

Несмотря на то что гармонические полиномы в формуле (1) 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.

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.

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 определением КХД фона, фона от электрослабых процессов и рождения $t\bar{t}$ -кварков, также относятся 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 шаблонных распределений и на определение весов событий, которые применяются к моделированным событиям.

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 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 $eeSS$ и $\mu\mu SS$. Это позволяет учесть неопределенность в форме распределения фона.

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 $\pm 2,8\%$. Данная ошибка влияет только на нормировку фона, который определяется из моделирования, но это влияние также пренебрежимо мало.

Теоретические систематические ошибки 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.

Систематическая ошибка, связанная с выбором генератора сигнальных событий $p + p \rightarrow Z + \ell + \ell + X$, 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.

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. 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 состо-

янии могут нарушать сохранение спиральности, которое предполагается в уравнении (1) для дифференциального сечения, только на незначительном уровне, основано на исследованиях, проведенных на электрон-позитронном коллайдере LEP.

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.

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

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.

В шестой главе представлены экспериментальные результаты измерения полного набора поляризационных угловых коэффициентов A_i . Обсуждается совместимость полученных результатов между тремя каналами измерений $eeCC$, $\mu\mu CC$ и $eeCF$. Приведены результаты измерений коэффициентов A_i и оценка статистической значимости отклонения коэффициентов $A_{5,6,7}$ от нуля. Также представлены результаты различных перекрестных проверок, 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.

На рисунке 1 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. Также в этом интервале по y^Z не выполнялись

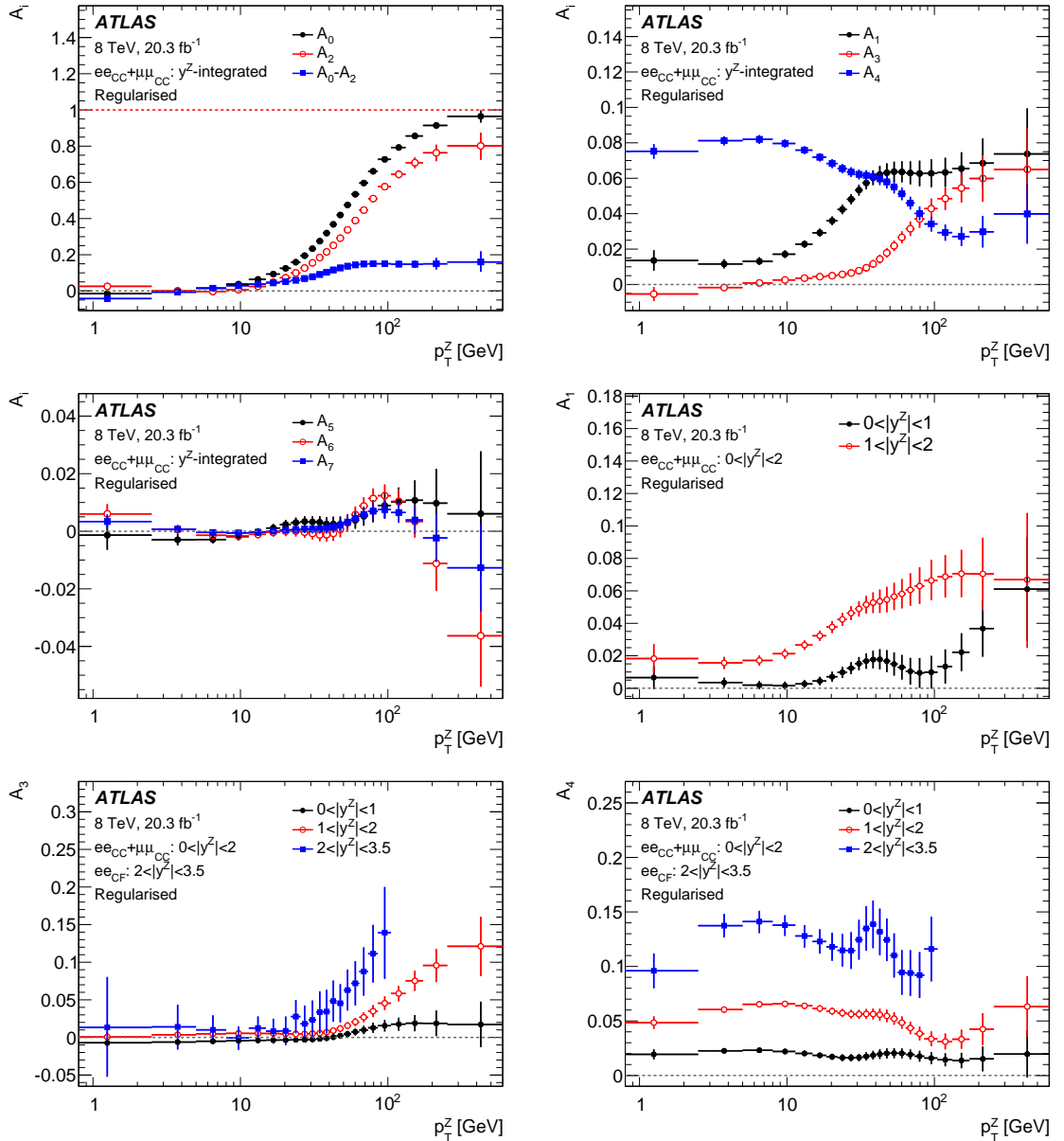


Рис. 1: Результаты измерений угловых коэффициентов в зависимости от p_T^Z для интегральных измерений по быстроте Z -бозона и в трех интервалах по y^Z . Для интегральных по y^Z измерений показаны зависимости от p_T^Z слева сверху для коэффициентов $A_{0,2}$ и разности коэффициентов $A_0 - A_2$, справа сверху — 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 $1, 0 < |y^Z| < 2$, слева внизу — для коэффициента A_3 и справа внизу — для коэффициента A_4 в трех интервалах по y^Z .

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} . 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 1, 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 1 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 .

В этой же главе представлено 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 $eeSS$ и $\mu\mu SS$ 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. 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 рисунке 2 в качестве примера показано сравнение результатов измерений угловых коэффициентов A_0, A_1, A_2 , и их разности $A_0 - A_2$, выполненных интегрально по всему диапазону быстрот y^Z , с теоретическими расчетами. Расчеты, выполненные с помощью программы DYNLO, представлены на рисунке 2 в NLO и 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. На этом же графике представлены расчеты, выполненные с помощью программы POWHEGBOX, без образования партонных ливней и с моделированием партонных ливней, выполненным с помощью генератора RUTHIA8 (POWHEGBOX+RUTHIA8) или HERWIG(POWHEGBOX+HERWIG). Графики на рисунке 2 демонстрируют эффекты, связанные с использованием разных моделей образования партонных ливней и использования разных схем связи партонов с вычислением матричных элементов. Расчеты, выполненные для коэффициентов A_1 и A_2 с помощью

программ DYNNO 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 DYNNO 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 DYNNO 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 + MiNLO [?, ?, ?, ?], эта проблема была устранена авторами программы POWHEGBOX. Расчеты коэффициента A_0 , выполненные с помощью программы DYNNO 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 RUTHIA8 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.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы работы

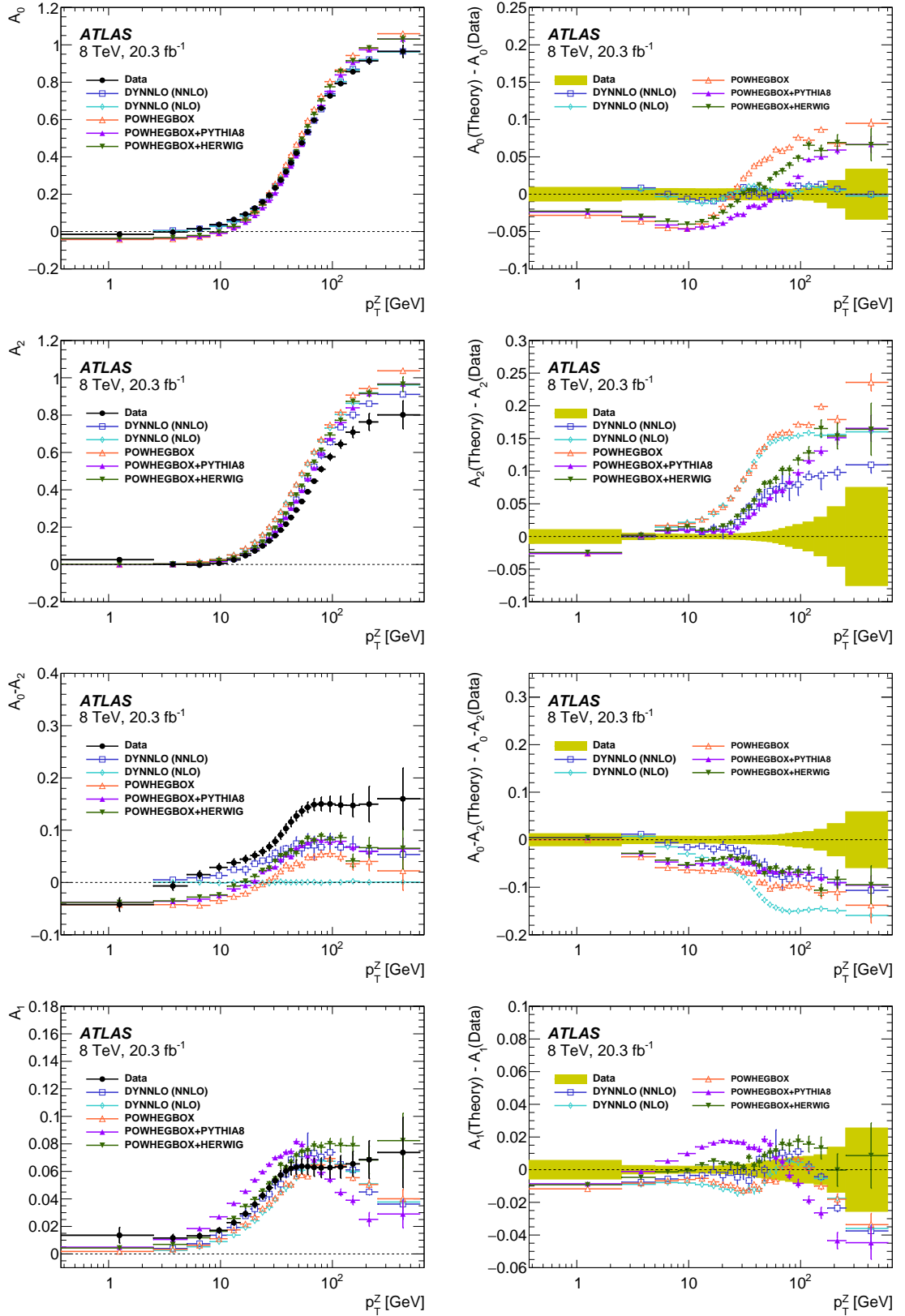


Рис. 2: Угловые коэффициенты A_0 , A_2 , $A_0 - A_2$ и A_1 как функции поперечного импульса Z -бозона p_T^Z , измеренные интегрально по y^Z . Результаты измерений сравниваются с расчетами, выполненными с помощью программ DYNNLO в NNLO и NLO приближениях, POWHEG + PYTHIA8 и POWHEGBOX + HERWIG. Заштрихованная область показывает полную ошибку измерений угловых коэффициентов. Для расчетов, выполненных с помощью программы DYNNLO, показана полная ошибка, а для POWHEGBOX показана только статистическая ошибка.

Основные публикации, содержащие результаты диссертационной работы:

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 $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ 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 $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ 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 $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ 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 $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ 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–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.
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 $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ 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.