

ИЗУЧЕНИЕ РАСПАДА Z -БОЗОНА НА ЛЕПТОННУЮ ПАРУ И ФОТОН ПО ДАННЫМ С ДЕТЕКТОРА ATLAS НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

*А. Г. Харламов**, *Т. А. Харламова*, *А. С. Купич*,
В. Н. Жабин

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

Представлено изучение распада Z -бозона на 2 лептона и фотон с рекордной точностью. Систематические неопределенности измерения дифференциальных распределений не превышают 0,6%. В целом предсказания последних версий современных генераторов PowHeg + PHOTOS, Sherpa 2.2.4 и KKMChh хорошо описывают экспериментальные данные, в то же время небольшие отклонения присутствуют вблизи границ фазового объема: $20 < M_{ll} < 45$ ГэВ, $\Delta R_{l\gamma} \approx 2,5$, $M_{l\gamma} \approx 80$ ГэВ. Значимость отклонения при $M_{l\gamma} \approx 80$ ГэВ превышает 3σ .

In this paper, we present the study of the Z -boson decay into two leptons and photon with world best accuracy. The systematic uncertainties for measured differential distributions do not exceed 0.6%. In general, the predictions of the latest versions of modern generators PowHeg + PHOTOS, Sherpa 2.2.4 and KKMChh describe the experimental data well. At the same time, small deviations are present near the phase volume boundaries: $20 < M_{ll} < 45$ GeV, $\Delta R_{l\gamma} \approx 2.5$, $M_{l\gamma} \approx 80$ MeV. The significance of the deviation at $M_{l\gamma} \approx 80$ GeV exceeds 3σ .

PACS: 14.70.Np; 12.15.-y; 12.15.Lk; 12.20.-m; 12.38.-t; 12.60.-I;
13.40.Ks

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель (СМ) физики частиц — прекрасно работающая теория, которая позволяет объяснить и предсказать практически все явления, наблюдаемые в экспериментах по физике высоких энергий [1]. Триумфом Стандартной модели было открытие Z - и W -бозонов с предсказанными массами [2, 3]. Открытие бозона Хиггса в 2012 г. на Большом адронном коллайдере стало завершающим кирпичиком в построении СМ [4]. Усилия физиков после открытия бозона Хиггса были перенесены на поиски новой физики — явлений за рамками Стандартной модели.

* E-mail: A.G.Kharlamov@inp.nsk.su

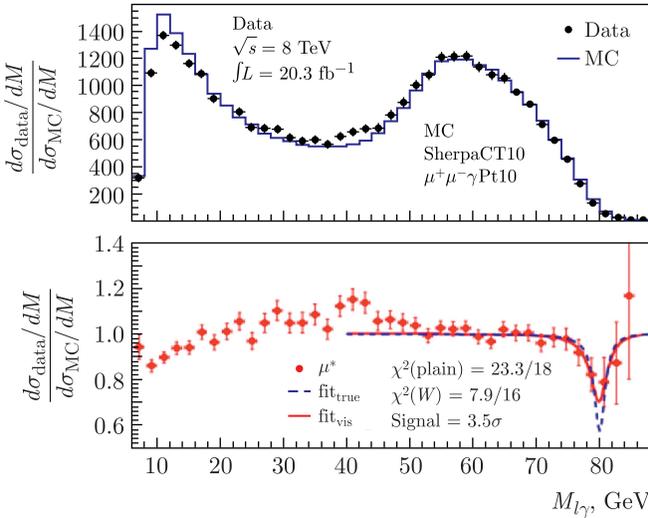


Рис. 1. Распределение по инвариантной массе лептона и фотона в процессе $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$ и его отношение к моделированию в древесном приближении. Линии на рисунке снизу — пример поиска резонансов, линии соответствуют резонансной формуле с массой M_W и шириной Γ_W для W -бозона, амплитуда резонанса определяется из аппроксимации. fit_{vis} — линия с учетом разрешения детектора, fit_{true} — истинное распределение

Нашей группой проведен анализ процесса $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$ на детекторе ATLAS. Измерено дифференциальное распределение по инвариантной массе лептона и фотона. Инвариантная масса лептона и фотона в наших условиях отбора распределена в интервале от 4 до 90 ГэВ, и основная статистика находится в диапазоне энергий 40–70 ГэВ (рис. 1).

Процесс распада $Z \rightarrow 2l\gamma$ впервые изучался на коллайдере LEP в эксперименте OPAL [5], где в электрон-позитронных столкновениях в области энергии рождения Z -бозона было измерено распределение по энергии фотонов с порогом 100 МэВ и наблюдалось примерно 300 событий во всех трех каналах распада ($Z \rightarrow e^+e^-\gamma$, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ и $Z \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$).

Результатом эксперимента OPAL на LEP в данном канале стал верхний предел на относительную вероятность распада $Z \rightarrow 2l\gamma$ в модели прямой вершины взаимодействия (рис. 2): $\text{Br}(Z \rightarrow 2l\gamma) < 5,6 \cdot 10^{-4}$.

Одной из важных задач является извлечение вероятности распада $\text{Br}(Z \rightarrow 2l\gamma)$ из экспериментально доступных распределений с использованием модели прямой вершины.

Изучение процесса $Z \rightarrow 2l\gamma$ на Большом адронном коллайдере проводилось с помощью детектора CMS [6], и точность измерений составила около 5%. Помимо распределения по поперечному импульсу фотонов

CMS измерил также распределение по эффективному углу, $\Delta R_{l\gamma}$, между лептоном и фотоном.

Выполненное нами измерение на детекторе ATLAS [7] имеет сравнительно высокую точность: средняя систематическая неопределенность составляет 0,6%. В эксперименте ATLAS было отобрано примерно по 30 000 событий в каждом из каналов распада Z-бозона (а именно — мюонном и электронном, распад на τ -лептоны не исследовался). Таким образом, современные экспериментальные данные имеют точность на порядок лучше, чем измерения на LEP.

Теоретическое описание распадов Z-бозона намного опередило экспериментальные возможности, доступные на LEP [8–13]. Расчеты для Большого адронного коллайдера отличаются тем, что в начальном состоянии имеются сильно взаимодействующие частицы и становятся важны поправки квантовой хромодинамики (КХД). При этом излучение из начального состояния не играет уже столь важной роли, как в e^+e^- -столкновениях. В работе [12] было показано, что поправки на излучение в конечном состоянии для процессов распада Z-бозона могут быть отделены от поправок КХД в начальном состоянии. Для описания поправок КЭД в конечном состоянии существуют несколько специализированных программ: PHOTOS [13–16], SANC [17] и PHOTONS++ [18]. Все три программы активно используются для моделирования процессов на LHC. Программа PHOTONS++ является частью генератора Sherpa и использует подход YFS [19] для учета инфракрасных расходимостей для излучения в конечном состоянии. PHOTOS использует собственный подход к ресуммированию и экспоненцированию [14]. Программа SANC содержит поправки КЭД и электрослабые поправки в следующем за главным приближении (NLO). В версии программы KKMC-hh присутствует процесс Дрелла–Яна $pp \rightarrow Z \rightarrow ll$ [20] и электрослабые поправки реализованы с помощью того же программного кода, что и в SANC.

Для описания проведенных измерений оказались важны петлевые поправки. Например, на рис. 3, а видно значительное отклонение в распределении по инвариантной массе лептона и фотона от предсказания генератора событий Sherpa 1.4 ME ($Z \rightarrow ll\gamma$) в ведущем приближении (так называемое древесное приближение). Для описания данных были использованы Монте-Карло генераторы событий, использующие расчет квантовой электродинамики (КЭД) в однопетлевом приближении PowHeg + PHOTOS и Sherpa 2.2, которые заметно лучше описывают экспериментальные данные (рис. 3, б).

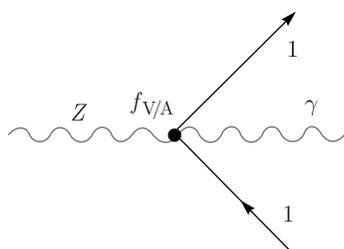


Рис. 2. Прямая вершина взаимодействия для процесса $Z \rightarrow 2l\gamma$. $f_{V/A}$ — константа взаимодействия с векторной/аксиальной частью тока

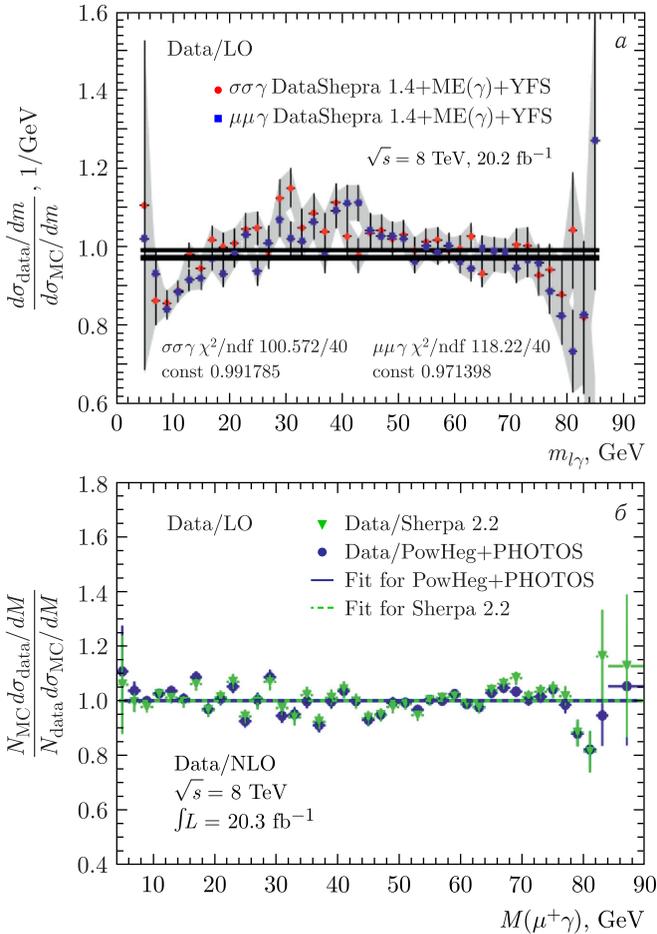


Рис. 3. Отношение распределения по инвариантной массе лептона и фотона в процессе $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$ к предсказаниям моделирования в древесном приближении (LO) (а) и моделирования в следующем за главным приближении (NLO) (б)

В основном результаты измерения согласуются с предсказаниями имеющих генераторов PowHeg + PHOTOS и Sherpa 2.2.4, но в некоторых областях на краях фазового пространства наблюдаются существенные отклонения. Например, если нарисовать зарядовую асимметрию между комбинациями инвариантных масс лептона с зарядом «плюс» и фотона, $l^+\gamma$, и лептона с зарядом «минус» и фотона, $l^-\gamma$, то при инвариантной массе лептона и фотона, равной массе W -бозона, наблюдается ненулевая асимметрия: локальное отклонение превышает 4 стандартных отклонения (рис. 4).

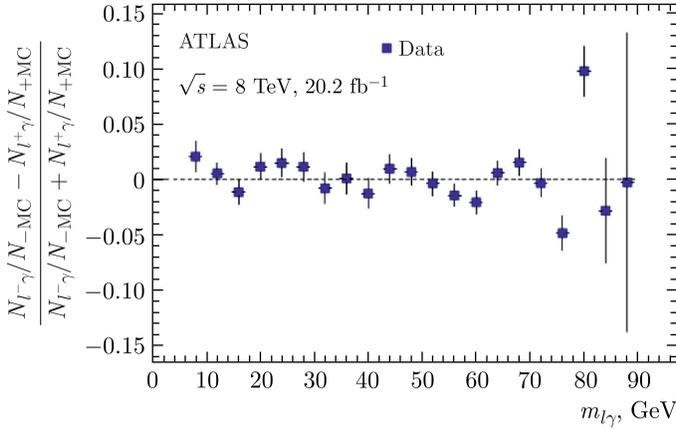


Рис. 4. Зарядовая асимметрия в процессе $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$, приведенная к одному фазовому объему для электронов и мюонов, число экспериментальных событий было поделено на число событий в моделировании [21]

Основной идеей анализа было измерение распределения по инвариантной массе лептона и фотона. Данная масса равна массе виртуального лептона, участвующего в процессе, и пробегает значения от 0 до M_Z . Дифференциальное сечение по массе лептона и фотона содержит информацию о зависимости формфакторов вершины взаимодействия Z-бозона с лептонами от инвариантной массы одного из лептонов. Зарядовая асимметрия, построенная из двух зарядовых комбинаций массы лептона и фотона, позволяет извлечь бегущий синус Вайнберга. Существуют модели новой физики, вклад которых растет с ростом инвариантной массы лептона и фотона и обращается в нуль при нулевой массе лептона и фотона [22].

ЭКСПЕРИМЕНТ ATLAS, ОТБОР СОБЫТИЙ И ОЦЕНКА ФОНА

Детектор ATLAS [23] — универсальный магнитный детектор, расположен на Большом адронном коллайдере. Основной особенностью детектора является наличие азимутального магнитного поля в мюонной системе [24], что позволяет измерять импульс мюонов по отклонению траектории.

Отбор событий $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$ проводился в несколько этапов. Предварительно отбирались события, прошедшие процедуру контроля данных на соответствие рабочему состоянию детектора, и требовалось наличие хотя бы одной первичной вершины с тремя и более треками. В события должен был сработать хотя бы один однолептонный или двухлептонный триггер. Однолептонные триггеры имели наименьший порог

по поперечному импульсу $p_T > 24$ ГэВ, а двухлептонные триггеры требовали наличия двух лептонов с поперечным импульсом $p_T > 12-13$ ГэВ.

Для отбора событий процесса $Z \rightarrow 2l\gamma$ необходимо наличие в событии не менее двух лептонов одного типа и противоположного знака, а также одного фотона. Требовалось, чтобы фотоны прошли жесткие идентификационные отборы (tight) [28], а электроны — мягкий отбор (loose). При этом выбирался фотон с максимальным поперечным импульсом p_T , а при наличии более двух лептонов выбиралась комбинация, ближайшая по инвариантной массе трех частиц к массе Z -бозона. Дополнительный лептон присутствовал всего в 2% событий. Наиболее энергичный лептон должен был иметь поперечный импульс $p_T > 25$ ГэВ, второй лептон — $p_T > 10$ ГэВ. Фотоны отбирались с поперечным импульсом $p_T > 15$ ГэВ.

Затем накладывались условия отбора на инвариантные массы двух лептонов и всех трех частиц. Ограничение на инвариантную массу двух лептонов $20 < M_{ll} < 80$ ГэВ, которое хорошо подавляет фон $Z + \text{jets}$. На массу всех трех частиц накладывалось условие $80 < M_{ll\gamma} < 100$ ГэВ. Более подробно с условиями отбора можно ознакомиться в табл. 1.

Таблица 1. Условия отбора для процесса $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$

Условие отбора	$Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	$Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$
Предварительные условия отбора	В событии сработал хотя бы один триггер. Триггер сработал по отобраным в анализ частицам. Применены списки хороших заходов. Удалены все события с порчей данных. Найдена реконструированная вершина с тремя и более треками	
Отборы на фотон	Фотон с наибольшим $p_T(\gamma) > 15$ ГэВ. Пройдена строгая идентификация (tight). $ \eta(\gamma) < 2,37$, исключая $1,37 < \eta(\gamma) < 1,52$; $\delta R(\gamma, l) > 0,4$; изоляция $\text{topoEtcone40}(\gamma) < 4$ ГэВ	
Отборы на лептоны	$p_T(e) > 10$ ГэВ; $ \eta(e) < 2,47$. Пройдена слабая идентификация e . Удалены электроны, найденные, как мюоны. Изоляция $\text{topoEtcone40}(e)/E_t < 0,3$	$p_T(\mu) > 10$ ГэВ; $ \eta(\mu) < 2,7$. Мюоны идентифицированы мюонной системой или калориметром. Изоляция $\text{topoEtcone40}(\mu)/E_t < 0,2$
Отборы на инвариантные массы	Не менее одного фотона и двух электронов с противоположным знаком. $\max(p_{T1}, p_{T2}) > 25$ ГэВ; $45 < M(ee) < 80$ ГэВ; $80 < M(ee\gamma) < 100$ ГэВ	Не менее одного фотона и двух мюонов с противоположным знаком. $\max(p_{T1}, p_{T2}) > 25$ ГэВ; $45 < M(\mu\mu) < 80$ ГэВ; $80 < M(\mu\mu\gamma) < 100$ ГэВ

После наложения условий отбора основной фон $Z + \text{jets}$ был сильно подавлен, и доминирующим оказался фон от рождения пары топ-кварк–антикварк (рис. 5). Также небольшой вклад вносят фоновые процессы WZ , $W\gamma$ и $\tau\tau\gamma$. Всего было отобрано 30 571 событие $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$, из них (810 ± 100) событий фона и 34 948 событий $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$, из них (790 ± 100) событий фона.

Для более точной оценки фона мы использовали два метода: аппроксимацию распределения по $M_{l\gamma}$ суммой распределений эффекта и фона и так называемый ABCD-метод — двумерный вариант sideband-метода. Оценки, полученные обоими методами, согласуются между собой (см. рис. 5).

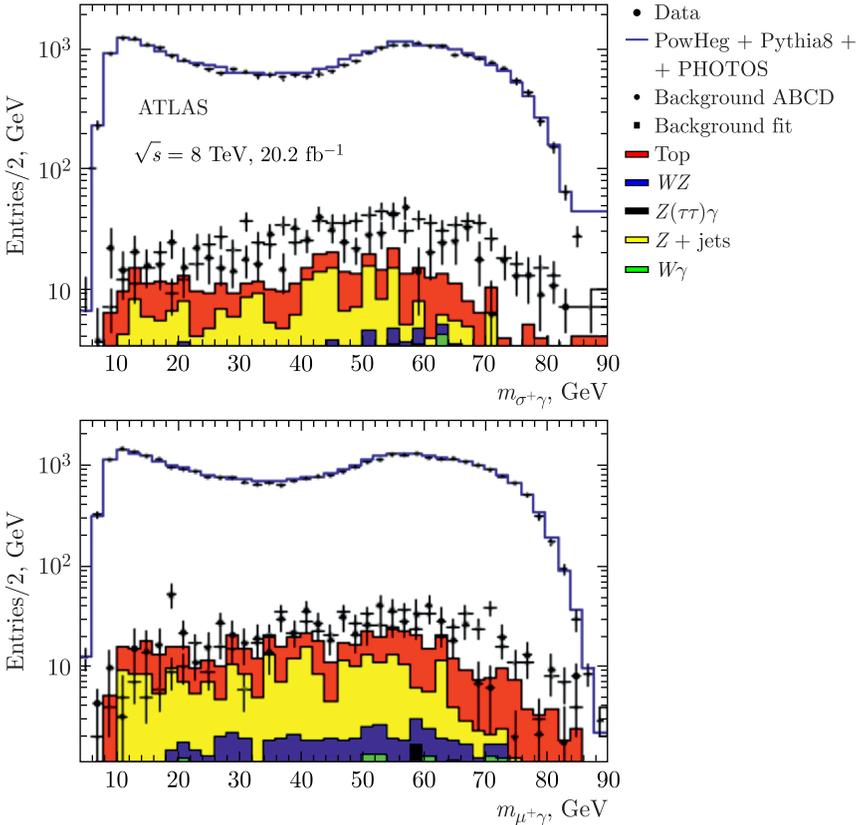


Рис. 5. Распределение по инвариантной массе положительно заряженного лептона и фотона. Показан вклад основных фоновых процессов, оцененный по экспериментальным данным, в сравнении с оценкой по моделированию методом Монте-Карло отдельных фоновых процессов. Оценка фоновых процессов по данным производилась подгонкой методом максимального правдоподобия и ABCD-методом [21]

Основным считался метод аппроксимации распределения по инвариантной массе трех частиц. Распределение по $M_{ll\gamma}$ аппроксимировалось в каждом бине по интересующей нас переменной, например, по массе лептона и фотона, $M_{l\gamma}$. Форма распределений сигнала и фона фиксировалась из моделирования. Для распределения фона по $M_{ll\gamma}$ были изучены различные варианты формы: форма из моделирования, форма распределения из данных для неизолированных слабо идентифицированных фотонов (*loose not isolated*), форма из данных для неизолированных средне идентифицированных фотонов (*medium not isolated*) и полиномы различной степени. Результаты вычитания фона с разными формами согласуются между собой. Аппроксимация распределения по $M_{ll\gamma}$ производилась в более широком диапазоне $60 < M_{ll\gamma} < 120$ ГэВ с последующей интерполяцией в сигнальную область.

Результаты измерений сравнивались с предсказаниями генераторов PowHeg, Pythia8 [25] + PHOTOS [26], Sherpa 2.2.4 [27] и ККМChh [20]. Сравнение проводилось на так называемом первичном (*truth*) уровне: использовались параметры частиц из генератора без моделирования отклика детектора. При этом применялись результаты измерений после процедуры обратной свертки (*unfolding*): были введены поправки на аппаратные эффекты в данных так, чтобы привести их к истинным значениям (уровню *truth*). В генераторе Sherpa 2.2.4 точность расчета сечений рождения Z -бозона соответствует однопетлевому приближению для эффектов как квантовой хромодинамики, так и квантовой электродинамики. Моделирование ККМChh эквивалентно моделированию PHOTOS в своей квантово-электродинамической части. При этом оно включает как однопетлевые электрослабые поправки, так и излучение из начального состояния (ISR) и интерференцию между излучением в начальном и конечном состояниях (IFI).

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Из измеренных дифференциальных распределений были восстановлены *истинные* распределения с учетом условий проведения эксперимента методом обратной свертки [29]. Для этого использовался итерационный байесовский метод, реализованный в программе RooUnfold [30]. Эта процедура позволяет исключить влияние детекторных эффектов и миграций из бина в бин, обусловленных дискретизацией распределений. Использование истинных распределений вместо измеренных позволяет сравнивать измерения, выполненные в различных экспериментах. Источники систематических неопределенностей перечислены в табл. 2.

Для проведения количественного сравнения согласия измеренных распределений с предсказаниями Стандартной модели был использован критерий хи-квадрат (χ^2). Для каждого генератора было вычислено значение χ^2 с учетом полной матрицы ошибок, и затем рассчитан уровень

Таблица 2. Основные источники систематических неопределенностей измеренных нормированных дифференциальных сечений. Приведенные значения соответствуют большей части области определения используемых кинематических переменных

Параметр	Источник неопределенности	
	Канал $Z \rightarrow ee\gamma$	Канал $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$
Экспериментальные		
Калибровка энергии и импульса, разрешение, %	0,2	0,2
Эффективность регистрации, %	0,3	0,3
Обратная сверка (unfolding), %	< 0,1	< 0,1
Вычитание фоновых процессов, %	0,3	0,3
Теоретические		
Партонные функции распределения, %	< 0,1	< 0,1
Изменение масштаба КХД, %	0,1	0,10
Моделирование эффектов КХД, %	0,3	0,3
Всего, %	0,6	0,6

значимости (p-value) согласия предсказаний генератора с экспериментальными данными. Результаты вычисления вероятности представлены в табл. 3 и 4.

Четыре из шести измеренных распределений с отбором $M_{ll} > 20$ ГэВ имеют уровень значимости согласия с предсказанием хотя бы одного генератора выше 0,28 %, что соответствует отсутствию разницы величиной

Таблица 3. Значение χ^2 с учетом полной матрицы ошибок и вероятность согласия предсказаний Стандартной модели с экспериментальными данными для фазового объема с условием $M_{ll} > 20$ ГэВ

Генератор, канал	$M_{l+\gamma}$		$\Delta R_{l\gamma}$		P_T^γ	
	χ^2/ndf	Prob	χ^2/ndf	Prob	χ^2/ndf	Prob
Sherpa 2.2 $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	78,0/41	4,4e-04	15,4/22	0,84	19,9/16	0,23
PowHeg + PHOTOS $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	70,8/41	2,6e-03	29,7/22	0,126	15,7/16	0,48
KKMChh $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	101,3/41	5,2e-07	17,8/22	0,72	19,7/16	0,23
Sherpa 2.2 $Z \rightarrow \mu + \mu^-\gamma$	46,3/41	0,26	23,2/22	0,39	59,5/16	6,3e-07
PowHeg + PHOTOS $Z \rightarrow \mu + \mu^-\gamma$	44,1/41	0,34	23,1/22	0,40	37,8/16	1,6e-03
KKMChh $Z \rightarrow \mu + \mu^-\gamma$	44,8/41	0,31	20,3/22	0,57	57,9/16	1,2e-06

Таблица 4. Значение χ^2 с учетом полной матрицы ошибок и вероятность согласия предсказаний Стандартной модели с экспериментальными данными для фазового объема с условием $M_{ll} > 45$ ГэВ

Генератор, канал	$M_{l+\gamma}$		$\Delta R_{l\gamma}$		P_T^γ	
	χ^2/ndf	Prob	χ^2/ndf	Prob	χ^2/ndf	Prob
Sherpa 1.4 (LO) $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	112,96/41	1,2e-08	47,01/12	4,6e-06	29,42/16	0,02
Sherpa 2.2 $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	87,71/41	3,0e-05	24,51/12	0,02	25,29/16	0,06
PowHeg + PHOTOS $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	66,37/41	7,3e-03	49,22/12	1,9e-06	16,91/16	0,39
Sherpa 1.4 (LO) $Z \rightarrow \mu + \mu^-\gamma$	109,04/41	4,3e-08	98,25/12	1,2e-15	49,71/16	2,5e-05
Sherpa 2.2 $Z \rightarrow \mu + \mu^-\gamma$	45,42/41	0,29	12,38/12	0,42	47,73/16	5,2e-05
PowHeg + PHOTOS $Z \rightarrow \mu + \mu^-\gamma$	44,80/41	0,32	14,12/12	0,29	32,96/16	7,5e-03

больше трех стандартных отклонений (3σ). Распределение по инвариантной массе положительного лептона и фотона для канала с электронами и распределение по поперечному импульсу фотона для канала с мюонами имеют вероятности 0,26 и 0,16 % для PowHeg + PHOTOS соответственно, что эквивалентно отклонению в 3σ .

Для тех же распределений с отбором $M_{ll} > 45$ ГэВ и генератора PowHeg + PHOTOS вероятность согласия улучшается и составляет 0,73 и 0,75 % соответственно. При отборе $M_{ll} > 45$ ГэВ все распределения описываются хотя бы одним генератором с отклонением менее 3σ . Тем не менее χ^2 , деленный на число степеней свободы, меньше единицы присутствует только для распределения $\Delta R_{l\gamma}$ в электронном канале с $M_{ll} > 20$ ГэВ для генератора Sherpa 2.2. То есть, несмотря на хорошее описание в целом, поведение χ^2 не является полностью статистическим, что может указывать на наличие отклонений от предсказания Стандартной модели на уровне порядка точности измерения.

В работе [31] мы проанализировали отклонения в данных от предсказаний Sherpa 2.2 и PowHeg + PHOTOS с помощью метода эффективного лагранжиана. К предсказаниям указанных генераторов добавлялся вклад эффективного взаимодействия Z -бозона с двумя лептонами и фотоном (прямая вершина). Величина дополнительного вклада определялась методом максимального правдоподобия. Значимость добавки прямой вершины оказалась равной 5 стандартным отклонениям для PowHeg + PHOTOS и 4,7 стандартным отклонениям для Sherpa 2.2, причем модель PowHeg + PHOTOS + прямая вершина имела наименьший χ^2 , и, следовательно, лучше всего описывает дан-

ные. Также из аппроксимации данных суммой древесного приближения SM и прямой вершины были определены вероятности распада Z -бозона на два лептона и фотон: $\text{Br}(Z \rightarrow e^+e^-\gamma) = (3,81 \pm 0,53) \cdot 10^{-5}$, $\text{Br}(Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma) = (3,99 \pm 0,47) \cdot 10^{-5}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При изучении процесса $pp \rightarrow Z + X \rightarrow 2l\gamma + X$ были с высокой точностью измерены дифференциальные распределения по поперечному импульсу фотонов, минимальному углу между лептоном и фотоном ($\Delta R_{l\gamma}$) и инвариантной массе лептона и фотона. Статистическая точность измерения составила 1–2 % при систематической неопределенности 0,6 %.

Измеренные распределения в целом близки к предсказаниям Стандартной модели, реализованным с помощью современных Монте-Карло генераторов: Sherpa 2.2, PowHeg + PHOTOS и KKMChh. Следует отметить, что предсказания, выполненные в древесном приближении квантовой электродинамики (LO QED), значительно отклоняются от экспериментальных результатов. Поскольку экспериментальные данные лучше согласуются с предсказаниями в однопетлевом приближении квантовой электродинамики, то можно сделать вывод о чувствительности измеренных распределений к петлевым поправкам. Максимальное отклонение на рис. 3, *a* составляет 15–20 % и находится в области масс 35–45 ГэВ, т. е. величина петлевых поправок в данном фазовом объеме может достигать 20 %. Более детальный анализ показал [31] наличие значимого вклада прямой вершины взаимодействия Z -бозона с двумя лептонами и фотоном.

Перечислим основные результаты нашей работы.

1. С высокой точностью измерены дифференциальные распределения по $M_{l\pm\gamma}$, $\Delta R_{l\gamma}$, p_T^γ . Средняя систематическая неопределенность 0,6 %. Показано, что для описания этих распределений важны однопетлевые поправки.

2. Результаты близки к предсказаниям последних версий современных генераторов PowHeg + Pythia8 + PHOTOS, Sherpa 2.2.4 и KKMChh. Небольшие отклонения в данных от предсказаний генераторов PowHeg + Pythia8 + PHOTOS, Sherpa 2.2.4 и KKMChh присутствуют вблизи границ фазового объема: $20 < M_{ll} < 45$ ГэВ, $\Delta R_{l\gamma} \approx 2,5$, $M_{l\gamma} \approx 80$ ГэВ.

3. Установлено, что добавление вклада эффективной вершины к предсказаниям генераторов PowHeg + PHOTOS и Sherpa 2.2 является статистически значимым на уровне достоверности 5 стандартных отклонений и 4,7 стандартных отклонения соответственно. Извлечен вклад прямой вершины взаимодействия Z -бозона с двумя лептонами и фотоном и интерпретирован как вероятность соответствующего распада.

4. Впервые наблюдался процесс $Z \rightarrow 2l2\gamma$, дифференциальные распределения для него согласуются с древесным приближением, и полное сечение совпадает с предсказанием Sherpa 2.2.4.

Финансирование. Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 23-22-00193).

Конфликт интересов. Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Quigg Ch.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2009. V. 59. P. 505–555.
2. *Arnison G. et al. (UA1 Collab.)* // Phys. Lett. B. 1983. V. 122. P. 103.
3. *Banner M. et al. (UA2 Collab.)* // Ibid. P. 476.
4. *Aad G. et al.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. P. 1–29;
Chatrchyan S. et al. // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. P. 30.
5. *Acton P. D. et al.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 273. P. 338–354.
6. *Khachatryan V. et al.* // Phys. Rev. D. 2015. V. 91. P. 092012.
7. *ATLAS Collab.* Study of $Z \rightarrow ll\gamma$ Decays at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector // Eur. Phys. J. C. 2024. V. 84. P. 195.
8. Report of the Working Group on Precision Calculations for the Z Resonance. CERN 95-03. 1995; <https://cds.cern.ch/record/280836/files/CERN-95-03.pdf>.
9. *Высоцкий М. И., Новиков В. А., Ожунь Л. Б., Розанов А. Н.* // УФН. 1996. Т. 166, № 5.
10. *Novikov V. A. et al.* // Rep. Prog. Phys. 1999. V. 62. P. 1275–1332.
11. *Bardin D. Y., Passarino G.* The Standard Model in the Making: Precision Study of the Electroweak Interactions. Intern. Ser. of Monogr. on Physics. Oxford: Clarendon, 1999. P. 104.
12. *Arbuzov A. B., Sadykov R. R., Was Z.* QED Bremsstrahlung in Decays of Electroweak Bosons // Eur. Phys. J. C. 2013. V. 73. P. 2625.
13. *Barberio E., van Eijk B., Was Z.* // Comput. Phys. Commun. 1991. V. 66. P. 115–128.
14. *Barberio E., Was Z.* // Comput. Phys. Commun. 1994. V. 79. P. 291–308.
15. *Golonka P., Was Z.* // Eur. Phys. J. C. 2006. V. 45. P. 97–107.
16. *Davidson N., Przedzinski T., Was Z.* arXiv:1011.0937 [hep-ph].
17. *Andonov A., Arbuzov A., Bardin D., Bondarenko S., Christova P. et al.* // Comput. Phys. Commun. 2006. V. 174. P. 481–517.
18. *Schoenherr M., Krauss F.* // JHEP. 2008. V. 12. P. 018; arXiv:0810.5071v2 [hep-ph].
19. *Yennie D. R., Frautschi S. C., Suura H.* The Infrared Divergence Phenomena and High-Energy Processes // Ann. Phys. 1961. V. 13. P. 379–452.
20. *Yost S., Ward B. F. L.* arXiv:1606.09032 [hep-ph].
21. *ATLAS Collab.* Study of $Z \rightarrow ll\gamma$ Decays at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PAPERS/STDM-2017-05/>.
22. *Bruss D., Nachtmann O., Overmann P.* // Eur. Phys. J. C. 1998. V. 1. P. 191.
23. *ATLAS Collab.* The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // J. Instrum. 2008. V. 3. P. S08003.
24. *ATLAS Collab.* // Eur. Phys. J. C. 2010. V. 70. P. 875–916.
25. *Sjöstrand T. et al.* // Comput. Phys. Commun. 2008. V. 178, No. 11. P. 852–867.
26. *Davidson N. et al.* // Comput. Phys. Commun. 2016. V. 199. P. 86–101.

27. *Bothmann E. et al.* // SciPost Phys. 2019. V. 7. P. 034.
28. *ATLAS Collab.* Measurement of the Photon Identification Efficiencies with the ATLAS Detector Using LHC Run-1 Data // Eur. Phys. J. C. 2016. V. 76. P. 666; arXiv:1606.01813 [hep-ex].
29. *Богомолов Ю. В. и др.* // УФН. 2023. Т. 193. С. 669–685.
30. *Adué T.* Unfolding Algorithms and Tests Using RooUnfold. 2011. P. 313; arXiv:1105.1160.
31. *Харламов А. Г., Харламова Т. А., Жабин В. Н., Купич А. С.* Вклад прямой вершины взаимодействия в процессе $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$ // Письма в ЭЧАЯ. 2024. Т. 21, № 4(255). С. 838.