

ВКЛАД ПРЯМОЙ ВЕРШИНЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПРОЦЕССЕ $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$

А. Г. Харламов, Т. А. Харламова, В. Н. Жабин, А. С. Кунич

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

Извлечен вклад прямой вершины взаимодействия в процессе $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$ на основе измерения дифференциальных распределений по инвариантной массе $l^\pm\gamma$ на детекторе ATLAS. Рассмотрены модели CP-нарушающего эффективного взаимодействия и CP-сохраняющего эффективного взаимодействия. Прямую вершину можно рассматривать как эффективное описание петлевых поправок в рамках Стандартной модели. Вклад прямой вершины в CP-сохраняющей модели составляет $\text{Br}(Z \rightarrow e^+e^-\gamma) = (3,81 \pm 0,53) \cdot 10^{-5}$, $\text{Br}(Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma) = (3,99 \pm 0,47) \cdot 10^{-5}$.

Добавка эффективной модели к предсказаниям современных генераторов PowHeg+PHOTOS и Sherpa 2.2 существенно улучшает их согласие с результатами эксперимента. Значимость добавки составила 5 стандартных отклонений и 4,7 стандартных отклонения для PowHeg+PHOTOS и Sherpa 2.2 соответственно. Генератор PowHeg+PHOTOS с добавкой эффективного взаимодействия описывает экспериментальные данные чуть лучше, чем другие генераторы с эффективной добавкой того же типа.

The direct interaction vertex contribution to the $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$ process is extracted based on the measurement of differential distributions of the $l^\pm\gamma$ invariant mass at the ATLAS detector. Models of CP-violating effective interaction and CP-preserving effective interaction are considered. The direct vertex could be considered as the effective description of the Standard Model loop corrections. The contribution of a direct vertex in the CP-preserving model is $\text{Br}(Z \rightarrow e^+e^-\gamma) = (3.81 \pm 0.53) \cdot 10^{-5}$, $\text{Br}(Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma) = (3.99 \pm 0.47) \cdot 10^{-5}$.

Adding an effective model to the predictions of PowHeg+PHOTOS and Sherpa 2.2 state of the art generators significantly improves agreement with experimental results. The significance of the addition has been 5 standard deviations and 4.7 standard deviations for PowHeg+PHOTOS and Sherpa 2.2 respectively. The PowHeg+PHOTOS generator with an effective interaction addition describes the experimental data slightly better than other generators with an effective addition of the same type.

PACS: 13.38.Dg; 12.60.-i; 29.40.-n

ВВЕДЕНИЕ

После открытия бозона Хиггса [1, 2] все внимание научного сообщества направлено на поиски новой физики — отклонений от предсказаний Стандартной модели физики элементарных частиц. В данной работе мы рассматриваем процесс распада Z -бозона на два лептона и фотон: $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$. Для сравнения различных моделей с экспериментальными данными были использованы недавно опубликованные результаты измерения [3] дифференциального распределения по инвариантной массе лептона и фотона $M(l^+\gamma)$ и $M(l^-\gamma)$ для этого процесса в каналах распада $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$

и $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$. Данный анализ был выполнен на Большом адронном коллайдере (LHC) с детектором ATLAS при энергии 8 ТэВ в системе центра масс. Распределение по $M(l^\pm\gamma)$ измерено в диапазоне от 4 до 87 ГэВ с высокой статистической точностью (1–2%) при систематической неопределенности ниже 1%. В работе [4] методом максимального правдоподобия проведен анализ согласия распределений для данного процесса с предсказаниями Стандартной модели, а также приводятся значения χ^2 и уровня значимости. Обнаружено, что уровни значимости невелики (табл. 1).

Таблица 1. Значение χ^2 с учетом полной матрицы ошибок и вероятность согласия предсказаний генераторов Монте-Карло с экспериментальными данными по распределению $M(l^\pm\gamma)$ из работы [3]

Генератор	χ^2/ndf	p -значение
Sherpa 1.4 (LO), $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	112,96/41	$1,2 \cdot 10^{-8}$
Sherpa 2.2, $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	87,71/41	$3,0 \cdot 10^{-5}$
PowHeg + PHOTOS, $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$	66,37/41	$7,3 \cdot 10^{-3}$
Sherpa 1.4 (LO), $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$	109,04/41	$4,3 \cdot 10^{-8}$
Sherpa 2.2, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$	45,42/41	0,29
PowHeg + PHOTOS, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$	44,80/41	0,32

Основным механизмом в процессе распада Z -бозона на два лептона и фотон является излучение в конечном состоянии (рис. 1, слева). Инфракрасная расходимость учитывается методами YFS [7] или вариантом метода YFS, реализованным в виде генератора Монте-Карло PHOTOS [8]. В работе [11] показано, что поправки на излучение в конечном состоянии для процесса распада Z -бозона могут быть отделены от поправок квантовой хромодинамики (КХД) в начальном состоянии. Для описания поправок квантовой электродинамики (КЭД) в конечном состоянии существует несколько специализированных программ: PHOTOS [8, 12–14], SANC [15] и PHOTONS++ [16]. Описание распадов Z -бозона было проделано с высокой точностью для интерпретации результатов работы коллайдера LEP [23–26], при этом экспериментально доступные точности были значительно ниже теоретических возможностей. Экспериментальная точность, доступная сегодня на LHC, для распадов Z -бозона позволяет впервые дотянуться до точности теоретических предсказаний [3].

В данной работе к древесному приближению Стандартной модели (Leading-Order Standard Model, LO SM) было добавлено эффективное прямое взаимодействие Z -бозона с двумя лептонами и фотоном (рис. 1, справа). Такое взаимодействие мож-

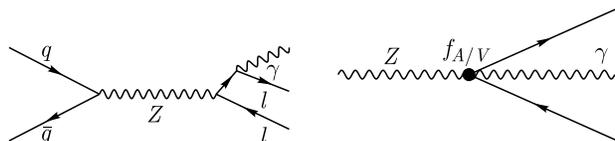


Рис. 1. Диаграммы для процесса $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$: излучение из конечного состояния (слева) и прямая вершина взаимодействия (справа)

но считать эффективным описанием петлевых радиационных поправок к процессу $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$ (см. рис. 9). Вклад эффективного прямого взаимодействия находится путем аппроксимации экспериментальных распределений по инвариантной массе лептона и фотона $M(l^+\gamma)$ и $M(l^-\gamma)$. Добавление такой поправки к предсказаниям LO SM позволяет значительно улучшить описание распределения по инвариантной массе лептона и фотона. Распределения для LO SM были построены с помощью генератора Sherpa 1.4 [21] с использованием матричного элемента процесса $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$ в древесном приближении. Сравнение экспериментальных данных с LO SM позволяет извлечь вклад прямой вершины взаимодействия $\text{Br}(Z \rightarrow l^+l^-\gamma)$. Все используемые в работе предсказания генераторов включают поправку на моделирование начального состояния Z -бозона, вычисленную в работе [3]. Поправка рассчитывалась перевзвешиванием распределения по поперечному импульсу Z -бозона и угловым переменным до согласия с экспериментом, и ее точность составила 0,3%.

Для предсказаний в следующем порядке (Next-to-Leading-Order Quantum Electrodynamics, NLO QED) с учетом квантово-электродинамических поправок в однопетлевом приближении, подобных представленной на рис. 9, добавление прямой вершины взаимодействия может использоваться для проверки точности предсказаний генераторов событий. В данном случае для построения распределений использовались генераторы Sherpa 2.2 [5] и PowHeg+PHOTOS [6]. Для канала распада $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$ статистическая значимость вклада прямой вершины взаимодействия превышает три стандартных отклонения (3σ) для обеих комбинаций инвариантной массы лептона и фотона: с положительным и отрицательным зарядом лептона. Для канала распада $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ значимость также превышает три стандартных отклонения для инвариантной массы лептона с отрицательным зарядом и фотона и находится в интервале $(2-3)\sigma$ для инвариантной массы лептона с положительным зарядом и фотона. Вероятность возникновения улучшения из-за случайной флуктуации числа событий (p -значение) для обоих каналов одновременно составляет $2,0 \cdot 10^{-7}$ для PowHeg+PHOTOS и $2,4 \cdot 10^{-6}$ для Sherpa 2.2, что эквивалентно значимости 5σ и $4,7\sigma$ соответственно. При этом PowHeg+PHOTOS с добавленным эффективным взаимодействием описывает экспериментальные данные чуть лучше других генераторов с добавлением того же эффективного взаимодействия.

Процесс распада $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$ впервые изучался на коллайдере LEP в эксперименте OPAL [17]. Результатом исследования стал верхний предел на вклад прямой вершины взаимодействия (см. рис. 1, справа): $\text{Br}(Z \rightarrow l^+l^-\gamma) < 5,6 \cdot 10^{-4}$. Данный верхний предел не был перекрыт до сих пор. В эксперименте OPAL вклад прямой вершины был получен путем сравнения измеренного распределения по энергии фотонов в процессе $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$ с расчетом КЭД в древесном приближении, к которому добавлялся вклад прямой вершины. Важной задачей является извлечение вероятности распада $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$ через прямую вершину взаимодействия.

Экспериментальные данные из статьи [3], которые используются в настоящей работе, получены для фазового объема:

- фотон с $p_T > 15$ ГэВ;
- $|\eta(\gamma)| < 2,37$, исключая $1,37 < |\eta(\gamma)| < 1,52$;
- два лептона с $p_T > 25$ и 10 ГэВ;
- $|\eta(\mu)| < 2,7$ или $|\eta(e)| < 2,47$;

- хотя бы один фотон и одна пара лептонов одного поколения с противоположными знаками заряда;
- $\Delta R(l\gamma) > 0,4$;
- $45 < M(l\bar{l}) < 80$ ГэВ;
- $80 < M(l\bar{l}\gamma) < 100$.

Для точного воспроизведения экспериментальных условий отбора была использована среда обработки Rivet. Программа Rivet (Robust Independent Validation of Experiment and Theory) [22] представляет собой инструмент для обработки данных в области физики высоких энергий и служит для надежной независимой проверки экспериментальных и теоретических данных. С помощью процедуры, написанной для программы Rivet, экспериментальные критерии отбора были применены к событиям, генерируемым генераторами Монте-Карло и записанным в формате HepMC, фазовый объем описан выше. Это позволяет сравнивать предсказания различных генераторов Монте-Карло с экспериментальными данными.

1. МОДЕЛЬ ПРЯМОЙ ВЕРШИНЫ

Для модели прямой вершины в работе [18] предложено взаимодействие, нарушающее CP-инвариантность:

$$[f_{Vl}\bar{l}(x)\gamma^\nu l(x) + f_{Al}\bar{l}(x)\gamma^\nu\gamma^5 l(x)] Z^\mu(x) [\partial_\mu A_\nu(x) - \partial_\nu A_\mu(x)], \quad (1)$$

где f_{Vl} и f_{Al} — векторная и аксиальная константы связи. В работе [19] предложен эффективный лагранжиан 8-го порядка по массовой размерности, описывающий прямую вершину взаимодействия Z -бозона с двумя лептонами и фотоном (см. рис. 1, справа):

$$\mathcal{L}_{\text{эф}} = \frac{1}{M_A^4} \{C_L(\bar{l}_L\gamma^\mu l_L + \bar{\nu}_L\gamma^\mu \nu_L) + C_R\bar{l}_R\gamma^\mu l_R\} \epsilon_{\mu\nu\sigma\tau} (\partial^\nu B^{\sigma\lambda}) B_\lambda^\tau,$$

где $C_{L,R}$ — безразмерные константы связи; M_A — массовый масштаб; B — напряженность поля гиперзаряда $U(1)$:

$$B_\mu = \cos\theta_W A_\mu - \sin\theta_W Z_\mu.$$

Этот лагранжиан соответствует симметриям Стандартной модели и не нарушает CP-инвариантность. Из него можно выделить взаимодействие Z -бозона с двумя лептонами и фотоном и с помощью уравнения движения Z -бозона (в предположении, что Z -бозон находится вблизи массовой поверхности) получить взаимодействие 6-го порядка по массовой размерности, аналогичное (1) и сохраняющее CP-инвариантность:

$$\epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} [f_{Vl}\bar{l}(x)\gamma^\nu l(x) + f_{Al}\bar{l}(x)\gamma^\nu\gamma^5 l(x)] Z^\mu(x) [\partial_\lambda A_\rho(x) - \partial_\rho A_\lambda(x)]. \quad (2)$$

С помощью генератора событий CompHEP [20] получены два распределения по инвариантной массе лептона и фотона для взаимодействия без CP-нарушения (2) и с CP-нарушением (1). При этом для взаимодействия (2) моделировался только член матричного элемента, соответствующий интерференции прямой вершины с излучением в конечном состоянии. Это было сделано в предположении, что вклад прямой вершины мал по сравнению с излучением в конечном состоянии. При этом считалось, что $f_{Vl} = 0$, так как из теории слабого взаимодействия можно ожидать $f_{Vl} \ll f_{Al}$ (или $g_V \ll g_A$). Также установлено, что форма распределений по инвариантным массам лептона и фотона не отличается для вклада f_{Vl} и f_{Al} . В случае CP-нарушающего

взаимодействия (1) моделирование проводилось только для члена, содержащего квадрат прямой вершины, так как было обнаружено, что интерференционный член, в отличие от первого случая, зануляется.

2. АППРОКСИМАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПО ИНВАРИАНТНОЙ МАССЕ ЛЕПТОНА И ФОТОНА

Нормированные дифференциальные распределения по инвариантной массе лептона и фотона хорошо описываются предсказаниями современных генераторов (рис. 2). Для поиска малых отклонений от предсказаний моделирования удобно использовать не сами распределения, а отношение экспериментального нормированного распределения к моделированному. В дальнейшем применяется следующее отношение:

$$F(M(l^+\gamma)) = \frac{N_{\text{MC}} \frac{dN_{\text{exp}}}{dM(l^+\gamma)}}{N_{\text{exp}} \frac{dN_{\text{MC}}}{dM(l^+\gamma)}}. \quad (3)$$

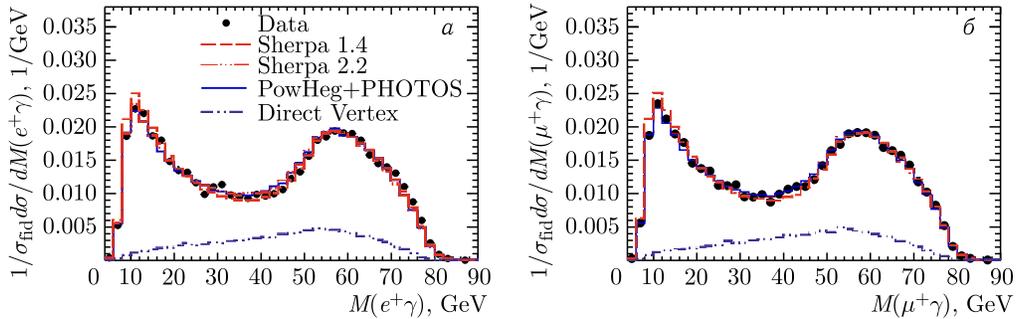


Рис. 2. Нормированное дифференциальное распределение по инвариантной массе лептона и фотона $M(l^+\gamma)$ из работы [3] в сравнении с предсказаниями современных генераторов событий: а) канал $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$; б) канал $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$. Также штрихпунктирной с двумя точками линией показан (не в масштабе) вклад прямой вершины взаимодействия (Direct Vertex)

Для построения моделей с учетом малых поправок используется следующий подход: $f_{\text{model}} = (1 - p)f_{\text{MC}} + pf_{\text{cor}}$, где f_{model} — нормированное распределение для модели с поправкой, f_{MC} — нормированное распределение исходного моделирования, f_{cor} — нормированное распределение для поправки, p — доля поправки в полном распределении.

Для предварительного тестирования моделей было использовано отношение измененного распределения по инвариантной массе положительно заряженного лептона и фотона к предсказанию генератора Sherpa 1.4 [21] с матричным элементом процесса $pp \rightarrow Z + X \rightarrow l^+l^-\gamma + X$ в древесном приближении КЭД. В качестве поправки к данному моделированию добавлялись вклады прямой вершины в модели, не содержащей CP-нарушение (2), и в модели, содержащей CP-нарушение (1). Экспериментальное

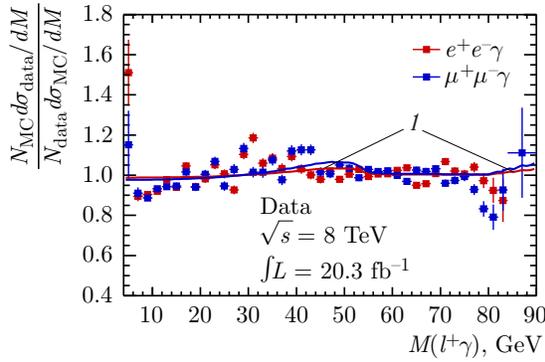


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Отношение экспериментальных данных к предсказанным LO SM генератором Sherpa 1.4 (3). Красная линия (1) — вклад CP-нарушающего эффективного лагранжиана (2), найденный аппроксимацией данного распределения

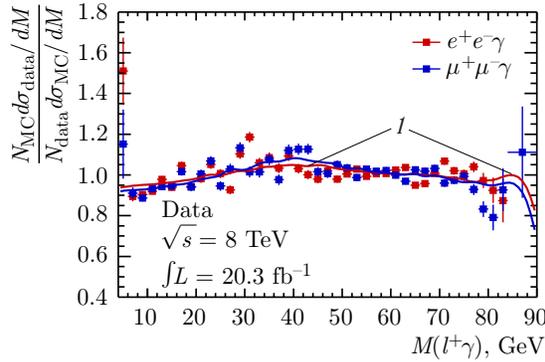


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Отношение экспериментальных данных к предсказанным LO SM генератором Sherpa 1.4 (3). Красная линия (1) — вклад CP-сохраняющего эффективного лагранжиана (2), найденный аппроксимацией данного распределения

распределение аппроксимировалось этими моделями, и извлекался вклад прямой вершины p , который был единственным неизвестным параметром. Максимальное отклонение на рис. 3 и 4 составляет 15–20% и находится в области масс 35–45 ГэВ, т. е. величина петлевых поправок в данном фазовом объеме может достигать 20%. Модель, содержащая CP-нарушение, имеет $\chi^2/\text{ndf} = 44/33$ (см. рис. 3), а модель, не содержащая CP-нарушения, имеет $\chi^2/\text{ndf} = 25/33$ (см. рис. 4). Для дальнейшего рассмотрения была использована только модель, не содержащая CP-нарушение (2), так как она лучше описывает экспериментальные данные и нет экспериментальных подтверждений CP-нарушения в распадах Z -бозона на два лептона и фотон. Результаты аппроксимации, выполненной для каналов $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ и $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$ и для двух возможных комбинаций массы лептона и фотона, $M(l^+\gamma)$ и $M(l^-\gamma)$, приведены в табл. 2.

Обнаружено, что экспериментальные данные согласуются с предсказаниями в однопетлевом приближении КЭД (NLO QED) заметно лучше, чем в древесном прибли-

Таблица 2. Результаты аппроксимации вклада прямой вершины взаимодействия для процесса $e^+e^- \gamma$ и $\mu^+\mu^- \gamma$ с использованием моделирования Sherpa 1.4 в древесном приближении по КЭД

Канал	Переменная	Вклад вершины	χ^2/ndf	χ_0^2/ndf	Статистическая значимость
$e^+e^- \gamma$	$M(l^+\gamma)$	$+0,093 \pm 0,012$	81,2/41	113,0/40	5,6
$\mu^+\mu^- \gamma$		$+0,111 \pm 0,010$	48,0/41	108,9/40	7,8
$e^+e^- \gamma$	$M(l^-\gamma)$	$+0,095 \pm 0,011$	59,7/41	96,3/40	6,1
$\mu^+\mu^- \gamma$		$+0,088 \pm 0,010$	63,6/41	101,6/40	6,2

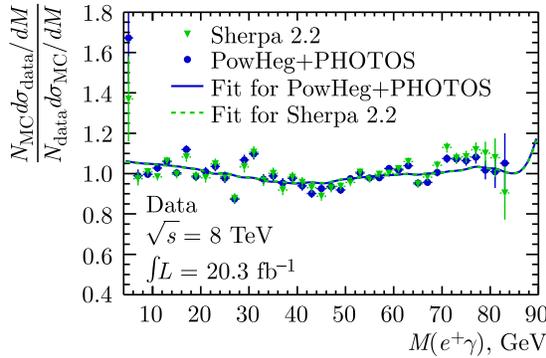


Рис. 5. Отношение экспериментальных данных к моделированному распределению по $M(l^+\gamma)$ для процесса $Z \rightarrow e^+e^- \gamma$

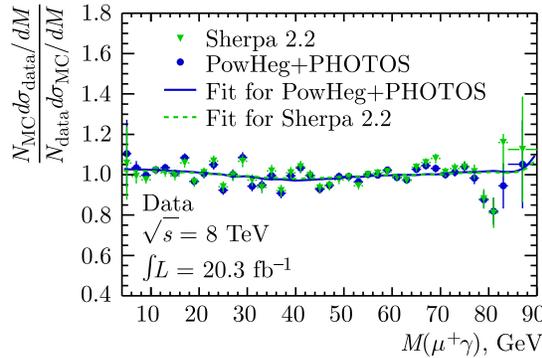


Рис. 6. Отношение экспериментальных данных к моделированному распределению по $M(l^+\gamma)$ для процесса $Z \rightarrow \mu^+\mu^- \gamma$

жении (LO SM). На рис. 5–8 представлены отношения экспериментальных данных к предсказанным генераторами Sherpa 2.2 и PowHeg + PHOTOS с содержанием поправок КЭД в однопетлевом приближении теории возмущений. Видно, что точки на этих рисунках располагаются значительно ближе к единице, чем в случае использования древесного приближения, т. е. предсказаний Sherpa 1.4. Для количественной

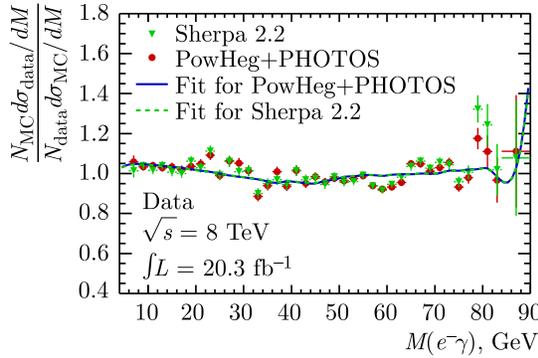


Рис. 7. Отношение экспериментальных данных к моделированному распределению по $M(l^-\gamma)$ для процесса $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$

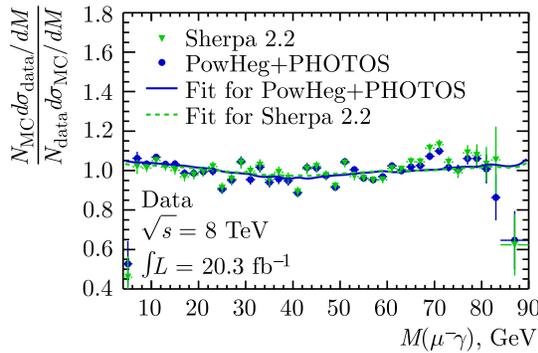


Рис. 8. Отношение экспериментальных данных к моделированному распределению по $M(l^-\gamma)$ для процесса $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$

оценки отклонений от предсказаний, полученных в однопетлевом приближении по КЭД, был использован тот же подход: добавили к предсказаниям указанных генераторов эффективное взаимодействие Z -бозона с двумя лептонами и фотоном (2). Для полученной таким образом модели было исследовано согласие с экспериментальными данными с использованием критерия χ^2 . Для этого применялись распределения по инвариантной массе как положительно заряженного лептона и фотона $M(l^+\gamma)$, так и отрицательно заряженного лептона и фотона $M(l^-\gamma)$. При вычислении величины χ^2 учитывалась полная матрица ошибок, которая включает как статистические, так и систематические неопределенности в данных, а также корреляции между бинами гистограмм.

Наименьшее значение χ^2 , а следовательно наилучшее описание, получилось для модели «PowHeg + PHOTOS + эффективное взаимодействие» (табл. 3). Это утверждение справедливо для обоих экспериментальных каналов — $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$ и $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$, а также для обеих комбинаций инвариантной массы с положительно и отрицательно заряженными лептонами. В табл. 2 и 3 также показан вклад прямой вершины взаимодействия, полученный из аппроксимации отношения данных к соответствующему моделированию. Его положительное значение показывает, что неучтенные

в данном генераторе поправки увеличивают число наблюдаемых событий, а отрицательное — уменьшают. Для PowHeg и Sherpa 2.2 вклад эффективной добавки отрицателен, т. е. эти генераторы предсказывают завышенный вклад однопетлевых поправок КЭД. Статистическая значимость вклада прямой вершины взаимодействия оказалась выше трех стандартных отклонений для всех комбинаций, кроме $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ для инвариантной массы положительно заряженного лептона и фотона, где значимость оказалась 2,7 стандартных отклонения для PowHeg + PHOTOS и 2,1 стандартных отклонения для Sherpa 2.2. Модель «PowHeg + PHOTOS + эффективное взаимодействие» имеет немного меньшее значение χ^2 и в этом случае.

Таблица 3. Результаты аппроксимации вклада прямой вершины взаимодействия для процесса $e^+e^-\gamma$ и $\mu^+\mu^-\gamma$ с использованием моделирования генераторами Sherpa 2.2 и PowHeg в однопетлевом приближении по КЭД

Канал	Переменная	Вклад вершины	χ^2/ndf	χ_0^2/ndf	Статистическая значимость
$e^+e^-\gamma$	$M(l^+\gamma)$	$-0,074 \pm 0,013$	72,1/41	87,7/40	4,0
		$-0,058 \pm 0,009$	46,6/41	66,4/40	4,4
$\mu^+\mu^-\gamma$		$-0,027 \pm 0,011$	42,2/41	45,4/40	1,8
		$-0,031 \pm 0,008$	37,4/41	44,8/40	2,7
$e^+e^-\gamma$	$M(l^-\gamma)$	$-0,046 \pm 0,012$	61,1/41	68,4/40	2,7
		$-0,056 \pm 0,009$	39,6/41	57,4/40	4,2
$\mu^+\mu^-\gamma$		$-0,049 \pm 0,011$	56,9/41	67,2/40	3,2
		$-0,048 \pm 0,008$	45,1/41	62,2/40	4,1

Распределения по инвариантным массам $M(l^+\gamma)$ и $M(l^-\gamma)$ не являются статистически независимыми, так как строятся по одним и тем же экспериментальным событиям. В свою очередь, распределения для каналов $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$ и $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ являются уже статистически независимыми и их статистику можно объединить. Сложность состоит в том, что фазовый объем, соответствующий экспериментальным условиям отбора событий, отличается для электронного и мюонного каналов распада в эксперименте ATLAS (эти различия вызваны особенностями регистрации электронов и мюонов в детекторе). Также для этих каналов различаются и однопетлевые поправки [3]. Таким образом, нельзя предполагать, что вклад эффективной прямой вершины взаимодействия будет одинаковым для $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$ и $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$. При расчете вероятности того, что уменьшение величины χ^2 возникло из-за случайной флуктуации в числе событий, для каналов $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$ и $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ одновременно были просуммированы χ^2 для распределения по $M(l^+\gamma)$ и учтено суммарное число степеней свободы с учетом независимости вклада прямой вершины в этих каналах. Полученная таким образом вероятность для обоих каналов одновременно составляет $2,0 \cdot 10^{-7}$ для модели с использованием генератора PowHeg и $2,4 \cdot 10^{-6}$ с генератором Sherpa 2.2, что эквивалентно значимости 5σ и $4,7\sigma$ соответственно. То есть можно сделать вывод, что дополнительный вклад эффективного взаимодействия является статистически значимым.

Используя величину эффективной добавки от прямой вершины взаимодействия к расчетному количеству событий в древесном приближении, можно определить отно-

сительную вероятность распада $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$, $\text{Br}(Z \rightarrow l^+l^-\gamma)$, соответствующую трехчастичному распаду, т. е. идущему через прямую вершину взаимодействия. Значение вероятности распада можно определить через относительный вклад прямой вершины p следующим образом:

$$\text{Br}(Z \rightarrow l^+l^-\gamma) = \frac{\sigma_{\text{3 body}}(Z \rightarrow 2l\gamma)}{\sigma(Z \rightarrow \text{all})} = \frac{p}{\varepsilon} \frac{\sigma_{\text{SM}}(Z \rightarrow 2l\gamma)}{\sigma(Z \rightarrow 2l)} \text{Br}(Z \rightarrow 2l), \quad (4)$$

где ε — полная вероятность регистрации событий вклада прямой вершины внутри экспериментального фазового объема; $\sigma(Z \rightarrow \text{all})$ — полное сечение процесса $pp \rightarrow Z$; $\sigma_{\text{3 body}}(Z \rightarrow 2l\gamma)$ — сечение, соответствующее прямой вершине взаимодействия. Построенная таким образом величина $\text{Br}(Z \rightarrow l^+l^-\gamma)$ соответствует подходу эксперимента OPAL [17] и может сравниваться с верхним пределом, полученным в этом эксперименте.

Полученные значения вероятности распада $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$ составили

$$\text{Br}(Z \rightarrow e^+e^-\gamma) = (3,81 \pm 0,53) \cdot 10^{-5}, \quad \text{Br}(Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma) = (3,99 \pm 0,47) \cdot 10^{-5},$$

что соответствует поправкам к парциальным ширинам распада:

$$\delta\Gamma(Z \rightarrow e^+e^-\gamma) = (95,1 \pm 13,1) \text{ кэВ}, \quad \delta\Gamma(Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma) = (99,5 \pm 11,7) \text{ кэВ}.$$

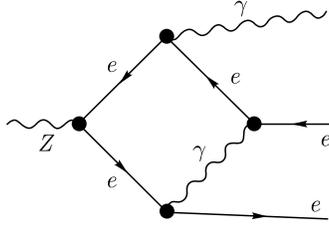


Рис. 9. Диаграмма однопетлевой поправки (NLO QED) в процессе $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$

Для канала $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$ генераторы PowHeg и Sherpa 2.2 предсказывают вклад прямой вершины

$$\text{Br}(Z \rightarrow e^+e^-\gamma) = (5,34 \pm 0,40) \cdot 10^{-5} \text{ и } (5,17 \pm 0,42) \cdot 10^{-5},$$

для канала $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$

$$\text{Br}(Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma) = (5,44 \pm 0,38) \cdot 10^{-5} \text{ и } (4,79 \pm 0,39) \cdot 10^{-5}.$$

То есть вклад петлевых поправок, предсказанный данными генераторами, примерно в 2 раза превосходит их вклад, наблюдаемый в эксперименте.

В генераторах PowHeg + PHOTOS и Sherpa 2.2 не учитывались электрослабые поправки. Генераторы, учитывающие петлевые электрослабые (EW) поправки к процессу $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$, нам не известны. Электрослабые поправки к процессу $Z \rightarrow l^+l^-$ хорошо изучены и реализованы в виде соответствующих программ, например DIZET [9]. Для оценки величины EW-поправок было использовано предсказание моделирования

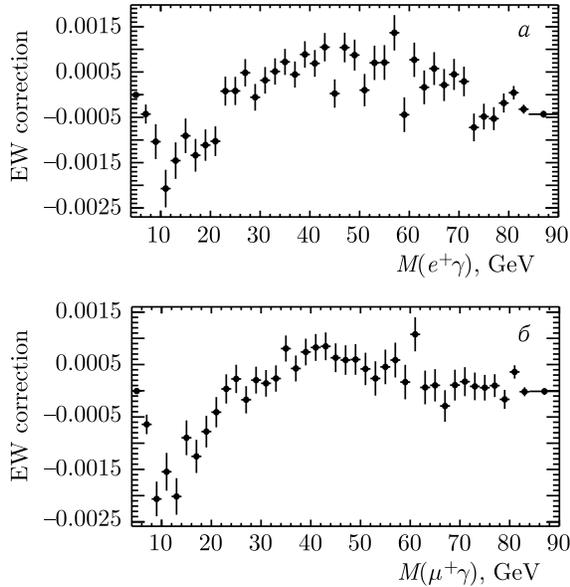


Рис. 10. Значение разности между предсказаниями ККМChh и PowHeg + PHOTOS в зависимости от инвариантной массы лептона и фотона, разность соответствует EW-поправке, присутствующей в ККМChh для процесса $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$: а) канал $Z \rightarrow e^+e^-\gamma$; б) канал $Z \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$

ККМChh [10], где используется библиотека DIZET, а моделирование КЭД совпадает с PHOTOS. В качестве оценки величины EW-поправок была взята разность между предсказаниями ККМChh и PowHeg + PHOTOS. Оценку EW-поправки можно найти на рис. 10. Значение поправки мало и в максимуме достигает 0,2%. Можно ожидать, что EW-поправки к процессу $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$ будут на том же уровне. Тогда наблюдаемые расхождения между экспериментальными данными и предсказаниями генераторов PowHeg + PHOTOS и Sherpa 2.2 не смогут быть объяснены EW-поправкой. Следует отметить, что точность однопетлевого расчета КЭД в современных генераторах очень высока [11] и составляет 0,2% [13] (генератор PHOTOS). Вклад двухпетлевого приближения должен быть порядка этой неопределенности и, по-видимому, тоже не сможет объяснить наблюдаемую разницу между данными и предсказаниями генераторов PowHeg + PHOTOS и Sherpa 2.2. Из этого можно заключить, что в экспериментально полученных распределениях содержатся некие физические эффекты, которые не учтены в предсказаниях Стандартной модели, выполненных с помощью современных генераторов событий Монте-Карло.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В нашей работе предложено эффективное взаимодействие Z -бозона с двумя лептонами и фотоном, не нарушающее CP-инвариантность (2). Оно может быть получено из лагранжиана, представленного в работе [19], в приближении нахождения Z -бозона на массовой поверхности. Подобное взаимодействие может рассматриваться как эффективное описание петлевых поправок КЭД.

Показано, что добавление вклада эффективной модели с прямой вершиной взаимодействия к предсказаниям Стандартной модели в древесном приближении (LO SM) позволяет лучше описать экспериментальное распределение по инвариантной массе лептона и фотона. При этом модель, включающая предложенную нами CP-инвариантную эффективную вершину, лучше описывает данные, чем модель с CP-нарушающей эффективной вершиной из работы [18]. Также установлено, что предсказания генераторов PowHeg + PHOTOS и Sherpa 2.2, учитывающие однопетлевые поправки КЭД (NLO QED), показывают завышенное значение их вклада в распаде $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$. 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. В генераторах PowHeg + PHOTOS и Sherpa 2.2, используемых нами, не учтены однопетлевые электрослабые поправки. Для оценки величины EW-поправок был использован генератор KKMChh, содержащий EW-поправки к процессу $Z \rightarrow l^+l^-$. Можно ожидать, что вклад электрослабых поправок должен быть на уровне 0,2%, что не сможет объяснить наблюдаемую разницу. Вклад двухпетлевого приближения КЭД можно ожидать на уровне неопределенности расчетов [13], что, по-видимому, также не сможет объяснить наблюдаемые расхождения.

Форма распределения, предсказанная генератором PowHeg + PHOTOS, с добавлением вклада эффективной прямой вершины несколько лучше описывает экспериментальные данные, чем аналогичные предсказания, полученные с помощью других генераторов. По-видимому, наблюдаемая разница вклада прямой вершины в распределении по инвариантной массе лептона и фотона в процессе $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$ объясняется неучтенными в современных генераторах физическими эффектами. Для того чтобы выяснить, присутствуют ли эти эффекты в Стандартной модели или выходят за ее рамки, требуются расчеты EW-поправок к процессу $Z \rightarrow l^+l^-\gamma$ и, возможно, расчет поправок КЭД в двухпетлевом приближении.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-22-00193).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *ATLAS Collab.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. P. 1.
2. *CMS Collab.* // Ibid. P. 30.
3. *ATLAS Collab.* // Eur. Phys. J. C. 2024. V. 84. P. 195; arXiv:2310.11574 [hep-ex].
4. Харламов А. Г., Харламова Т. А., Жабин В. Н., Купич А. С. Препринт ИЯФ. Новосибирск, 2024; <https://www.inp.nsk.su/images/preprint/Kharlamov.pdf>.
5. *Bothmann E. et al.* // SciPost Phys. 2019. V. 7. P. 034.
6. *Nason P.* // JHEP. 2004. V. 11. P. 040.
7. *Yennie D. R., Frautschi S. C., Suura H.* // Ann. Phys. 1961. V. 13. P. 379–452.
8. *Barberio E., van Eijk B., Was Z.* // Comput. Phys. Commun. 1991. V. 66. P. 115.
9. *Arbuzov A. B., Awramik M., Czakon M., Freitas A., Grunewald M. W., Monig K., Riemann S., Riemann T.* // Comput. Phys. Commun. 2006. V. 174. P. 728–758.
10. *Yost S. A., Jadach S., Ward B. F. L., Was Z.* // PoS RADCOR2017. 2018. V. 290. P. 023.
11. *Arbuzov A. B., Sadykov R. R., Was Z.* // Eur. Phys. J. C. 2013. V. 73. P. 2625.
12. *Barberio E., Was Z.* // Comput. Phys. Commun. 1994. V. 79. P. 291.
13. *Golonka P., Was Z.* // Eur. Phys. J. C. 2006. V. 45. P. 97.

14. Davidson N., Przedzinski T., Was Z. arXiv:1011.0937.
15. Andonov A., Arbuzov A., Bardin D., Bondarenko S., Christova P. et al. // Comput. Phys. Commun. 2006. V. 174. P. 481.
16. Schoenherr M., Krauss F. // JHEP. 2008. V. 0812. P. 018.
17. Acton P. D. et al. // Phys. Lett. B. 1991. V. 273. P. 338.
18. Bruss D., Nachtmann O., Overmann P. // Eur. Phys. J. C. 1998. V. 1. P. 191.
19. Drell S. D. SLAC-PUB-3308. 1984. (T/E).
20. Boos E. et al. CompHEP 4.4 — Automatic Computations from Lagrangians to Events // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 534. P. 250; Proc. of the IX Intern. Workshop on Advanced Comput. and Analysis Techniques in Phys. Research, Dec. 1–5, 2003, KEK, Japan; arXiv:hep-ph/0403113.
21. Gleisberg T. et al. // JHEP. 2009. V. 2009. P. 007.
22. Bierlich C., Buckley A., Butterworth J. et al. // SciPost Phys. 2020. V. 8. P. 026; <https://rivet.hepforge.org/>.
23. 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>.
24. Высоцкий М. И., Новиков В. А., Окунь Л. Б., Розанов А. Н. // УФН. 1996. Т. 166, № 5. С. 539–574.
25. Novikov V. A. et al. // Rep. Prog. Phys. 1999. V. 62. P. 1275–1332.
26. Bardin D. Y., Passarino G. The Standard Model in the Making: Precision Study of the Electroweak Interactions. Oxford: Clarendon, 1999. P. 104. (International Series of Monographs on Physics).

Получено 31 декабря 2023 г.