
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 530.145,539.1.05,539.12

МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ПРЕДЕЛОВ НА КОНСТАНТЫ СВЯЗИ ЭФФЕКТИВНОЙ ТЕОРИИ ИЗ ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРОСЛАБОГО РОЖДЕНИЯ Z -БОЗОНА С ФОТОНОМ ДЛЯ ДАННЫХ ВТОРОГО СЕАНСА РАБОТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА ATLAS

© 2022 г. А. Е. Семушин^а, *, Е. Ю. Солдатов^а

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

*E-mail: artur.semushin@cern.ch

Поступила в редакцию 11.08.2021 г.

После доработки 26.08.2021 г.

Принята к публикации 28.08.2021 г.

Поиски отклонений от Стандартной Модели (СМ) мотивированы ее очевидной неполнотой и стремлением к созданию более общей теории физики элементарных частиц. В данной работе поиск проявлений новой физики ведется косвенным способом на основе изменения взаимодействий уже известных частиц из-за влияния физики за рамками СМ. Отличные от СМ взаимодействия называются аномальными (или аномальными вершинами взаимодействия). Изучаемый в данной работе процесс электрослабого рождения Z -бозона с фотоном является чувствительным к аномальным четверным бозонным вершинам. Используемая феноменология, эффективная теория поля, позволяет модельно-независимым образом представить искомые проявления новой физики в виде параметризации лагранжиана СМ операторами высших размерностей. Перед каждым таким оператором стоят некоторые коэффициенты, являющиеся по смыслу константами связи теории. В работе излагается методика, разработанная для получения одномерных пределов на значения коэффициентов при операторах. В результате для некоторых операторов становится возможным получение ожидаемых пределов, более жестких, чем существующие на данный момент.

Ключевые слова: эксперимент atlas, стандартная модель, эффективная теория поля, электрослабые взаимодействия, четверные бозонные вершины, монте-карло генераторы событий, метод максимального правдоподобия, пределы на константы связи

DOI: 10.56304/S2079562922010377

ВВЕДЕНИЕ МОТИВАЦИЯ

В 2012 г. коллаборациями ATLAS и CMS было объявлено об обнаружении на Большом адронном коллайдере бозона Хиггса с массой около 125 ГэВ/ c^2 [1, 2]. Это открытие позволило завершить построение Стандартной Модели (СМ) [3] — современной модели элементарных частиц. Однако СМ не описывает все наблюдаемые явления. Поэтому важнейшей задачей физики частиц в настоящее время является расширение СМ до некоторой более общей теории. Проверка новых теорий и поиск отклонений от СМ с помощью экспериментальных данных позволяет отыскать правильное направление для такого расширения.

Одним из возможных инструментов поиска отклонений от СМ и проявлений новой физики за рамками СМ могут являться аномальные вершины — вершины взаимодействий, не предсказываемые СМ. В данной работе рассматриваются

четверные аномальные вершины векторных (электрослабых) бозонов ($aQGC$) [4] на примере перспективного для изучения и чувствительного к четверным аномальным бозонным вершинам процесса электрослабого рождения Z -бозона с фотоном. Новые взаимодействия (аномальные вершины) добавляются к лагранжиану СМ эффективно с помощью эффективной теории поля (ЭТП). Излагаемая методика применяется в анализе полного набора данных второго сеанса работы детектора ATLAS [5] для процесса электрослабого рождения Z -бозона с фотоном. В данном исследовании излагается методика и вычисляются ожидаемые пределы на аномальные четверные вершины на основе МК моделирования, соответствующего условиям второго сеанса набора данных детектором ATLAS. В исследовании для идентификации Z -бозона используется его нейтринный канал распада, так как он имеет лучшую эффективность идентификации по сравнению с адронным каналом и большую вероятность по сравнению с леп-

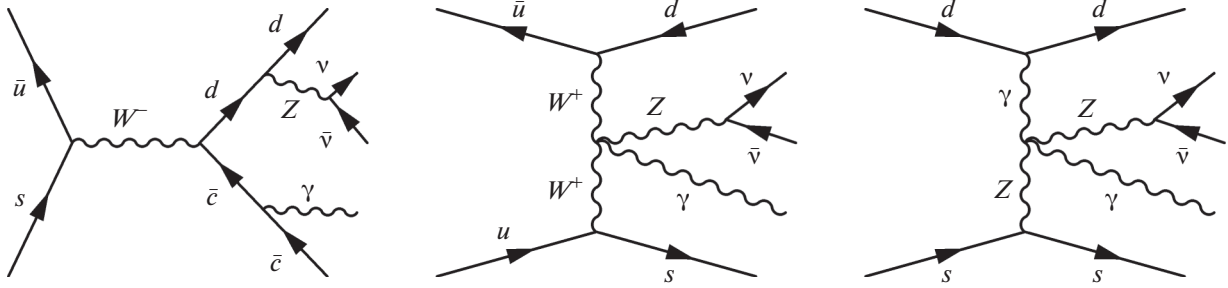


Рис. 1. Примеры возможных диаграмм Фейнмана процесса электрослабого рождения Z -бозона с фотоном. Диаграмма слева не сопровождается рассеянием векторных бозонов (т.е. не включает в себя четверную бозонную вершину). Диаграмма по центру включает в себя четверную бозонную вершину, предсказываемую СМ. Диаграмма справа включает в себя аномальную четверную бозонную вершину.

тонным [6]. Примеры возможных диаграмм рассматриваемого процесса представлены на рис. 1.

ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ

Эффективная теория поля [7] является инструментом для модельно-независимого косвенного поиска новой физики. Основная идея данного подхода — параметризация лагранжиана операторами высших размерностей:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i \sum_n \frac{F_{i,n}}{\Lambda^n} \mathcal{O}_i^{n+4} = \\ &= \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i \sum_n f_{i,n} \mathcal{O}_i^{n+4}.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь $\mathcal{L}_{\text{SM}}$ — лагранжиан СМ, Λ — характерный энергетический масштаб новой физики (величина порядка тераэлектронвольт или выше). Индекс i нумерует все возможные операторы для фиксированного n , а $n+4$ — размерность оператора. Безразмерные константы $F_{i,n}$ являются константами связи теории, однако экспериментально наблюдаться не могут из-за неизвестности параметра Λ . Поэтому далее константами связи эффективной теории поля будем называть размерные наблюдаемые величины $f_{i,n} = \frac{F_{i,n}}{\Lambda^n}$.

Операторы высших размерностей строятся из полевых функций частиц СМ и к ним предъявляются некоторые требования. В частности, они должны быть скалярами как в пространстве-времени, так и во внутренних пространствах, т.е. операторы высших размерностей не должны нарушать симметрии СМ. Для бозонных операторов это требование запрещает добавление в лагранжиан СМ операторов нечетных размерностей.

Наибольший вклад в изучаемые в данной работе четверные аномальные вершины векторных бозонов дают операторы размерности 8 [8]. Их разделяют на три семейства: скалярные (S) — со-

ставленные из хиггсовских дублетов, тензорные (T) — составленные из тензоров калибровочных полей и смешанные (M) — смешивающие хиггсовский дублет и калибровочные поля. Для примера ниже приведены по одному оператору из каждого семейства.

$$\mathcal{O}_{S0} = \left[(D_\mu \Phi)^+ D_\nu \Phi \right] \left[(D^\mu \Phi)^+ D^\nu \Phi \right], \quad (2)$$

$$\mathcal{O}_{T0} = \text{Tr} \left[\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \right] \text{Tr} \left[\hat{W}_{\alpha\beta} \hat{W}^{\alpha\beta} \right], \quad (3)$$

$$\mathcal{O}_{M0} = \text{Tr} \left[\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \right] \left[(D_\beta \Phi)^+ D^\beta \Phi \right], \quad (4)$$

где обозначения наследуются из СМ:

$$\begin{aligned}\hat{W}_{\mu\nu} &= ig \frac{\sigma^j}{2} W_{\mu\nu}^j = \\ &= ig \frac{\sigma^j}{2} (\partial_\mu W_\nu^j - \partial_\nu W_\mu^j + g \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k),\end{aligned}\quad (5)$$

$$D_\beta = \partial_\beta - ig \frac{\sigma^j}{2} W_\beta^j - ig' \frac{Y}{2} B_\beta, \quad (6)$$

$$\Phi = \frac{v + H}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Скалярные операторы не оказывают влияния на рассматриваемый процесс. Поэтому далее вся методика излагается на примере одного тензорного оператора $\mathcal{O}_{T0}$ и одного смешанного оператора $\mathcal{O}_{M0}$, оказывающих влияние на данный процесс. Для Монте-Карло моделирования используются два генератора событий: VBFNLO [9] и MadGraph [10]. В данных генераторах применяются разные формализмы ЭТП, в связи с чем коэффициенты при операторах $\mathcal{O}_{T0}$ и $\mathcal{O}_{M0}$ в этих генераторах связаны соотношениями $f_{T0}^{\text{MadGraph}} = g^4 f_{T0}^{\text{VBFNLO}}$ и $f_{M0}^{\text{MadGraph}} = -g^2 f_{M0}^{\text{VBFNLO}}$.

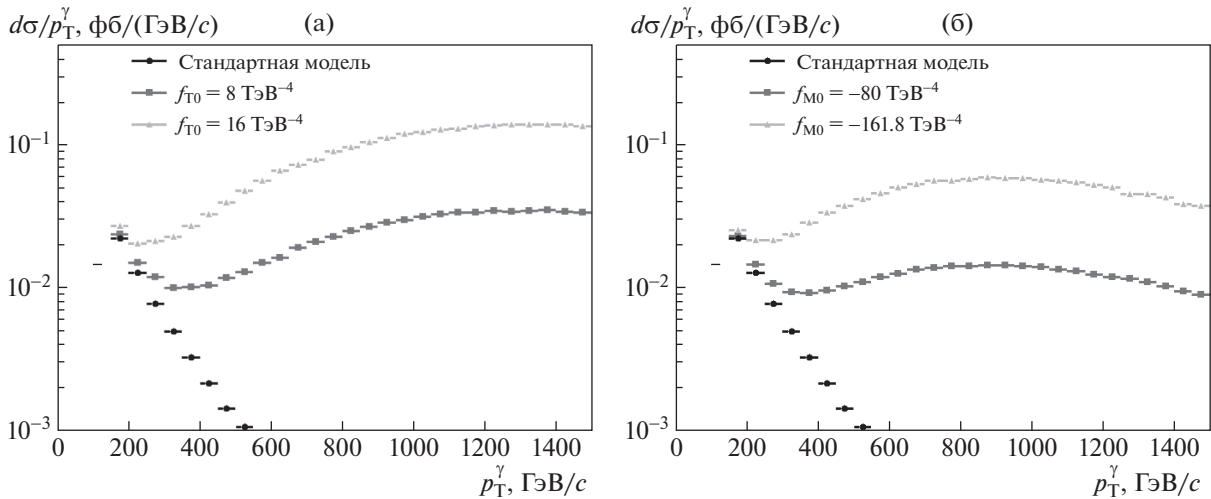


Рис. 2. Распределения по p_T^γ для процесса $pp \rightarrow Zjj$, $Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$ для трех разных значений коэффициента f_{T0} (а) и f_{M0} (б), включая СМ.

1. МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ПРЕДЕЛОВ

1.1. Перевзвешивание распределений

Наличие новой физики увеличивает сечение процесса, особенно в области высоких энергий. На рис. 2 представлены распределения по поперечному импульсу фотона p_T^γ для процесса $pp \rightarrow Zjj$, $Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$, сгенерированного с помощью Монте-Карло генератора событий VBFNLO. Основные примененные отборы: $p_T^\gamma > 150$ ГэВ/с, $p_T^{\text{miss}} > 120$ ГэВ/с.

С помощью Монте-Карло генераторов событий можно сгенерировать конечное число наборов событий, т.е. наборы событий для дискретного набора значений коэффициентов при операторах. Реальное же значение коэффициента, которое необходимо получить из экспериментальных данных, лежит в непрерывном спектре. Поэтому необходима методика перевзвешивания распределений, т.е. получения распределения для любого значения коэффициента из некоторого количества имеющихся распределений.

В основе методов перевзвешивания лежит разложение амплитуды процесса на несколько составляющих. Пусть лагранжиан параметризуется одним оператором (именно такая параметризация рассматривается везде далее: один коэффициент не равен нулю, а остальные равны нулю, тогда пределы на значения коэффициентов получаются для каждого коэффициента по отдельности — т.н. одномерные или 1D-пределы):

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + f\mathcal{O}. \quad (8)$$

Так как аномальные четверные вершины до сих пор не были обнаружены, константы связи

новой физики малы. Следовательно, применима теория возмущений: будем рассматривать лишь первый порядок теории возмущений по вершинам новой физики. Тогда амплитуда процесса и квадрат ее модуля:

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_{\text{SM}} + f\mathcal{A}_{\text{NP}}, \quad (9)$$

$$|\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}} + f\mathcal{A}_{\text{NP}}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + f2\text{Re}(\mathcal{A}_{\text{SM}}\mathcal{A}_{\text{NP}}^*) + f^2|\mathcal{A}_{\text{NP}}|^2. \quad (10)$$

Здесь $\mathcal{A}_{\text{SM}}$ — амплитуда процесса в случае СМ (без новой физики), а $f\mathcal{A}_{\text{NP}}$ — дополнительное слагаемое, отвечающее за вклад новой физики за рамками СМ.

Из такого разложения амплитуды следует разложение распределения (по произвольной кинематической переменной x) на три составляющие: член СМ, не зависящий от коэффициента, интерференционный член, зависящий от коэффициента линейно и квадратичный член, квадратично зависящий от коэффициента:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{interference}}}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}}{dx}. \quad (11)$$

Здесь и далее предполагается, что вклад от операторов высших размерностей является малым. При разработке методики были рассмотрены два способа перевзвешивания распределений, основанных на разложении (11). Наиболее простым и понятным является способ, реализуемый с помощью метода декомпозиции в Монте-Карло генераторе событий MadGraph.

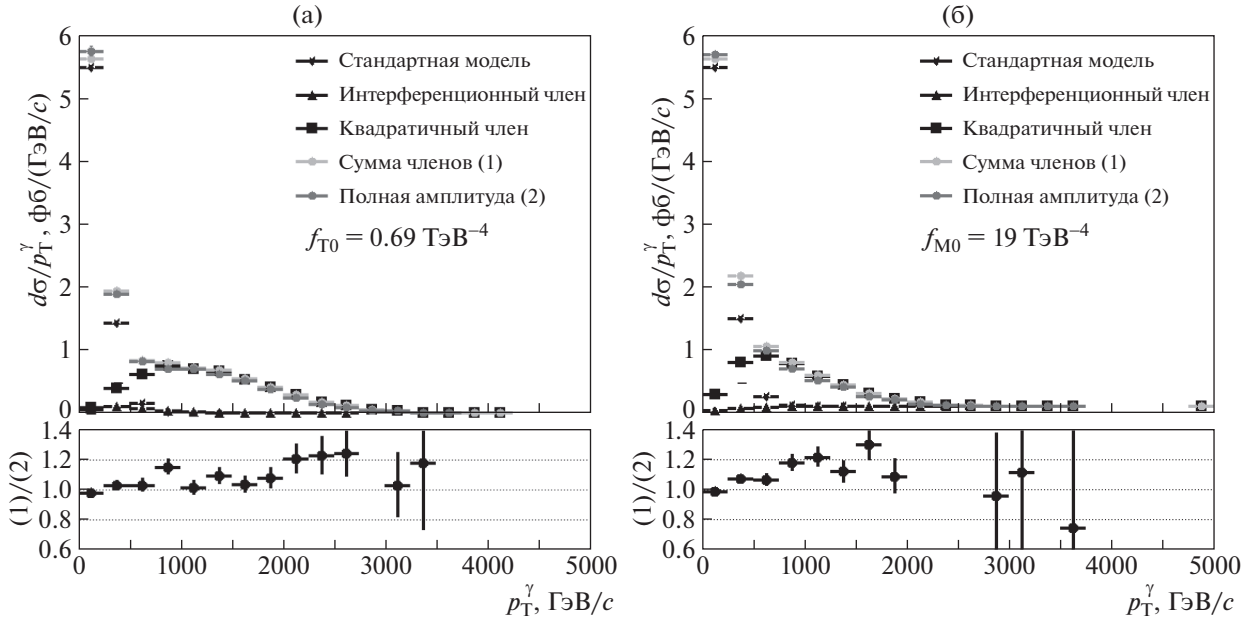


Рис. 3. Распределения по p_T^γ для процесса $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}jj$ для отдельных членов, их суммы и полного процесса с ненулевыми коэффициентами f_{T0} (а) и f_{M0} (б). На нижнем распределении показано отличие суммы трех членов от полного процесса.

1.2. Метод декомпозиции в MadGraph

Одной из отличительных способностей Монте-Карло генератора событий MadGraph является возможность генерировать процесс в необходимом порядке по вершинам того или иного взаимодействия. Это касается и аномальных вершин новой физики. Под методом декомпозиции понимается генерация отдельных членов процесса: СМ, интерференционного и квадратичного. При генерации интерференционного и квадратичного членов задается некоторое значение коэффициента, обозначим его $f = a$. Таким образом, сгенерировав все три члена, можно произвести перевзвешивание, т.е. получить распределение, соответствующее любому другому значению коэффициента f :

$$\frac{d\sigma}{dx}(f) = \frac{d\sigma_{SM}}{dx} + \frac{f}{a} \frac{d\sigma_{interference}}{dx}(f=a) + \frac{f^2}{a^2} \frac{d\sigma_{quadratic}}{dx}(f=a). \quad (12)$$

Метод декомпозиции для эффективной теории поля в MadGraph является новым и находится в состоянии отладки. Поэтому для отслеживания и учета генераторных ошибок авторами рекомендуется проводить сверку генерации полной амплитуды и суммы ее частей, получаемых методом декомпозиции. Учет этих ошибок достигается с помощью введения распределенной систематической ошибки — погрешности перевзвешивания $\delta(x)$:

$$\delta(x) = \frac{\frac{d\sigma_{sum}}{dx} - \frac{d\sigma_{full}}{dx}}{\frac{d\sigma_{full}}{dx}}, \quad (13)$$

где $\frac{d\sigma_{sum}}{dx}$ — сумма трех сгенерированных членов, а $\frac{d\sigma_{full}}{dx}$ — сгенерированный полный процесс (с тем же значением коэффициента, что и отдельные члены). На рис. 3 представлены распределения по p_T^γ для отдельных членов процесса, их суммы и полного процесса, сгенерированных в MadGraph.

2. ФИТИРОВАНИЕ

2.1. Область поиска аномальных вершин и параметры θ

Для получения численных ограничений на значения коэффициентов при операторах высших размерностей необходимо произвести фитирование наблюдаемых данных с помощью результатов Монте-Карло моделирования.

На рис. 2 видно, что наибольший вклад новая физика дает в области высоких энергий. Отсюда следует, что область фазового пространства для наиболее эффективного поиска аномальных вершин необходимо ограничивать снизу, например, по поперечному импульсу фотона p_T^γ , инвариант-

ной массе лидирующих струй m_{jj} и прочим энергетическим кинематическим переменным. Назовем эту область фазового пространства областью поиска аномальных вершин. Для фитирования область поиска аномальных вершин можно нужным образом разбить на m непересекающихся областей (бинов), которые далее будем нумеровать индексом i . Частный случай $m = 1$ соответствует одному бину, включающему в себя всю данную область.

Для фитирования необходимо знать ожидаемые числа фоновых N_{bkg}^i и сигнальных N_{sig}^i событий в каждом бине. Ввиду того, что эти величины не определены точно, т.е. имеют статистические и систематические погрешности, вводятся параметры θ : в каждом бине по одному параметру для фона и для сигнала. Итого получаем $2m$ параметров θ^j (или просто вектор параметров θ , где первые m параметров соответствуют сигналу, а вторые m — фону). Этот вектор параметров θ распределен по многомерному нормальному распределению. Ковариационную матрицу параметров обозначим C . Она заполняется с помощью оцененных статистических и систематических ошибок сигнала и фона. При этом необходимо учитывать корреляцию систематических ошибок. Таким образом, истинное ожидаемое количество событий в i -м бине:

$$N^i(f, \theta) = N_{\text{sig}}^i(f)(1 + \theta^i) + N_{\text{bkg}}^i(1 + \theta^{i+m}). \quad (14)$$

2.2. Разложение N_{sig}^i , функция правдоподобия и оценка пределов

Пусть $\sigma_0^i, \sigma_1^i, \sigma_2^i$ — сечения членов СМ, квадратичного и интерференционного (соответственно) рассматриваемого процесса в i -м бине, сгенерированных при $f = a$. Интегрируя формулу (12) по фазовому пространству, соответствующему i -му бину, получаем сечение всего процесса для произвольного значения коэффициента f в i -м бине:

$$\sigma^i(f) = \sigma_0^i + \frac{f^2}{a^2} \sigma_1^i + \frac{f}{a} \sigma_2^i. \quad (15)$$

Затем, умножая эту формулу на интегральную светимость анализируемого набора данных L_{int} , получаем ожидаемое в i -м бине число сигнальных событий:

$$N_{\text{sig}}^i(f) = w_0^i + f^2 w_1^i + 2fw_2^i. \quad (16)$$

Введенные величины $w_0^i = L_{\text{int}} \sigma_0^i$, $w_1^i = \frac{1}{a^2} L_{\text{int}} \sigma_1^i$ и $w_2^i = \frac{1}{2a} L_{\text{int}} \sigma_2^i$ называются сигнальными весами в i -ом бине.

Функция правдоподобия $L(f, \theta, N_{\text{data}}^i, \theta_0)$ неизвестных при фитировании параметров (f, θ) относительно данных N_{data}^i включает в себя пуассоновское распределение количеств событий в каждом бине и гауссовское распределение параметров θ :

$$L(f, \theta, N_{\text{data}}^i, \theta_0) = \text{Poisson}(N_{\text{data}}^i, N^i(f, \theta)) \text{Gauss}(\theta, \theta_0, C), \quad (17)$$

где

$$\text{Poisson}(N_{\text{data}}^i, N^i(f, \theta)) = \frac{(N^i(f, \theta))^{N_{\text{data}}^i}}{N_{\text{data}}^i!} \exp(-N^i(f, \theta)); \quad (18)$$

$$\text{Gauss}(\theta, \theta_0, C) = \frac{1}{(2\pi)^m \sqrt{\det C}} \times \exp\left(-\frac{1}{2} \sum_{j,k=1}^{2m} C_{jk} (\theta^j - \theta_0^j)(\theta^k - \theta_0^k)\right). \quad (19)$$

Для наблюдаемых данных ($N_{\text{data}}^i = N_{\text{obs}}^i$) все компоненты θ_0 равны нулю.

Пусть параметры $\hat{f}, \hat{\theta}$ максимизируют функцию правдоподобия, а параметр $\hat{\theta}(f)$ максимизирует функцию правдоподобия для фиксированного значения f . Коэффициентом правдоподобия назовем

$$\lambda(f, N_{\text{data}}^i, \theta_0) = -2 \ln \frac{L(f, \hat{\theta}(f), N_{\text{data}}^i, \theta_0)}{L(\hat{f}, \hat{\theta}, N_{\text{data}}^i, \theta_0)}. \quad (20)$$

Согласно теореме Уилкса [11], распределение (20) асимптотически сходится к распределению χ^2 с одной степенью свободы (т.к. оценивается один параметр f). Таким образом, используя квантили распределения χ^2 , можно приближенно оценить пределы на f . Например, для доверительной вероятности 95% пределы (т.е. границы соответствующего доверительного интервала) можно оценить по формуле

$$\lambda(f, N_{\text{obs}}^i, 0) = 3.84. \quad (21)$$

2.3. Получение пределов с помощью псевдоэкспериментов

Для большей точности пределы необходимо получать с помощью метода псевдоэкспериментов [12]. Данный метод является симуляцией выполнения одного и того же анализа разными научными группами независимо. При этом разные группы получили бы разные ожидаемые количества событий и их погрешности, т.е. параметры θ .

Таблица 1. Оцененные ожидаемые пределы для f_{T0} и f_{M0} и аналогичные результаты второго сеанса набора данных эксперимента CMS [13]

Коэффициент	$f_{T0}, \text{ТэВ}^{-4}$	$f_{M0}, \text{ТэВ}^{-4}$
Случай $N_{\text{bkg}} = 2w_0$	(-0.245, 0.240)	(-7.23, 7.25)
Случай $N_{\text{bkg}} = 6w_0$	(-0.315, 0.275)	(-9.43, 9.72)
Результаты CMS	(-0.56, 0.51)	(-15.0, 15.0)

Обозначим за $\theta_{\text{best}}(f)$ вектор параметров, максимизирующий при заданном f функцию правдоподобия для наблюдаемых данных $L(f, \theta, N_{\text{obs}}^i, 0)$. Псевдоэксперименты — это генерация некоторого количества N_{ps} (например, 10000) пар $(N_{\text{ps}}^i(f), \theta_{\text{ps}})$, где первая величина имеет пуассоновское распределение с параметром $N^i(f, \theta_{\text{best}}(f))$, а вторая — многомерное нормальное с параметрами $\theta_{\text{best}}(f)$ и C . Для каждого псевдоэксперимента необходимо рассчитать коэффициент правдоподобия $\lambda(f, N_{\text{ps}}^i, \theta_{\text{ps}})$. Тогда задача поиска пределов сводится к поиску области значений f (доверительного интервала), в котором доля псевдоэкспериментов с $\lambda(f, N_{\text{ps}}^i, \theta_{\text{ps}}) < \lambda(f, N_{\text{obs}}^i, \theta_{\text{ps}})$ меньше требуемой доверительной вероятности. Например, для доверительной вероятности 95% соответствующий доверительный интервал задается условием

$$\frac{N(\lambda(f, N_{\text{ps}}^i, \theta_{\text{ps}}) < \lambda(f, N_{\text{obs}}^i, 0))}{N_{\text{ps}}} < 0.95, \quad (22)$$

что эквивалентно

$$\frac{N(\lambda(f, N_{\text{ps}}^i, \theta_{\text{ps}}) > \lambda(f, N_{\text{obs}}^i, 0))}{N_{\text{ps}}} > 0.05. \quad (23)$$

2.4. Оценка ожидаемых пределов

В качестве примера работы методики были оценены ожидаемые пределы на коэффициенты f_{T0} и f_{M0} из рассматриваемого процесса для полного набора данных второго сеанса работы эксперимента ATLAS. При получении ожидаемых пределов наблюдаемые данные N_{obs}^i заменяются на ожидаемые из СМ данные $N_{\text{exp}}^i = w_0^i + N_{\text{bkg}}^i$. Оценка опирается на результаты изучения рассматриваемого процесса в эксперименте ATLAS, на базе первого сеанса набора данных, опубликованные в статье [6]. Область поиска аномальных вершин была выбрана также, как и в этой статье, с дополнительным энергетическим условием $p_T^i > 500 \text{ ГэВ}/c$

для большей точности получаемых пределов. Разбиение на бины для простоты не производилось.

С помощью Монте-Карло генератора событий MadGraph было сгенерировано 10000 событий как для каждого члена амплитуды, так и для полной амплитуды процесса, из которых затем были отобраны события, попадающие в область поиска аномальных вершин. Тем самым были получены сигнальные веса w_0, w_1, w_2 и погрешность перевешивания δ .

Неизвестное количество фоновых событий было оценено с помощью приведенных в статье [6] распределений, была взята следующая оценка их количества: $2w_0 < N_{\text{bkg}} < 6w_0$. Из той же статьи были оценены статистические ($\sim 10\%$) и систематические ($\sim 20\%$) ошибки. Ввиду того, что для количества фоновых событий удалось лишь оценить верхнюю и нижнюю границы, пределы были получены для обеих границ. Полученные с помощью метода псевдоэкспериментов результаты, а так же наилучшие существующие на данный момент пределы (ожидаемые), полученные и опубликованные коллаборацией CMS в 2020 году [13], приведены в табл. 1.

Таким образом, ожидаемые пределы оцениваются как более точные, чем у коллаборации CMS. Это объясняется тем, что анализ CMS базировался на неполном наборе данных второго сеанса работы эксперимента, а текущий анализ полагается на данные полного второго сеанса набора данных (т.е. на данные, соответствующие большей интегральной светимости).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изложена методика получения пределов на коэффициенты при операторах высшей размерности эффективной теории поля, разрабатываемая и применяющаяся в рамках анализа данных полного второго сеанса набора данных эксперимента ATLAS для процесса электрослабого рождения Z -бозона с фотоном. Рассмотрено решение задачи перевешивания распределений с помощью Монте-Карло генератора событий MadGraph, основанное на разложении амплитуды процесса на части Стандартной Модели и новой физики. Для получения численных значений пределов применяется фитирование наблюдаемых данных, основанное на методе максимального правдоподобия, с применением метода псевдоэкспериментов.

По приведенным в табл. 1 результатам оценки ожидаемых пределов можно сказать, что в рамках данного анализа возможно получение точнейших в мире пределов для некоторых операторов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была поддержана Министерством науки и высшего образования РФ, проект “Фундаментальные свойства элементарных частиц и космология” № 0723-2020-0041.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Aad G. et al. // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. No. 1. P. 1–29.
2. Chatrchyan S. et al. // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. No. 1. P. 30–61.
3. Емельянов В.М. Стандартная модель и ее расширения. 2007. Москва: Физматлит.
4. Kurova A.S., Soldatov E. Yu. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 798. P. 012097.
5. Aad G. et al. // J. Instrum. 2008. V. 3. P. S08003.
6. Aaboud M. et al. // J. High Energy Phys. 2017. V. 2017. No. 7. P. 107.
7. Degrande C. et al. // Ann. Phys. 2013. V. 335. P. 21–32.
8. Eboli O.J.P., Gonzales-Garcia M.C. // Phys. Rev. D. 2016. V. 93. No. 9. P. 093013.
9. Baglio J. et al. // arXiv:1404.3940 [hep-ph]. 2014.
10. Alwall J. et al. // J. High Energy Phys. 2014. V. 2014. No. 07. P. 079.
11. Wilks S.S. // Ann. Math. Stat. 1938. V. 9. No. 1. P. 60–62.
12. Karbach T.M. // arXiv: 1109.0714. 2011.
13. Sirunyan A.M. et al. // J. High Energy Phys. 2020. V. 2020. No. 06. P. 076.

Method for Setting Limits on Effective Theory Coupling Constants Using Electroweak $Z\gamma$ Production for Data From Run-2 of ATLAS Experiment

A. E. Semushin¹, * and E. Yu. Soldatov¹

¹National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

*e-mail: artur.semushin@cern.ch

Received August 11, 2021; revised August 26, 2021; accepted August 28, 2021

Abstract—Motivation of the search for deviation from Standard Model (SM) comes from its obvious incompleteness and desire to build more general theory of particle physics. In this paper search for new physics is realized using the indirect method based on changes in the known particles interactions due to the impact of physics beyond the SM. These deviations from SM interactions are called anomalous couplings. In this paper process of electroweak $Z\gamma$ production is studied. This process is extremely sensitive to anomalous quartic gauge couplings. The model-independent phenomenological model effective field theory is used to parameterize the anomalous couplings in the Lagrangian as higher dimensional operators. The resulting Lagrangian contains each of these operators with some coefficients which are the coupling constants of the effective theory. The method developed for setting of the 1-dimensional limits on these coefficients is described in the paper. As a result, it becomes possible to obtain expected limits on some coupling constants, which are more precise than currently existing.

Keywords: atlas experiment, standard model, effective field theory, electroweak interaction, quartic gauge couplings, monte-carlo events generators, maximum likelihood method, limits on coupling constants