

ISSN 1561-2430 (Print)
ISSN 2524-2415 (Online)

ФИЗИКА
PHYSICS

ISSN 1561-2430 (Print)
ISSN 2524-2415 (Online)
УДК 539.186.2, 539.196:539.12/.17
<https://doi.org/10.29235/1561-2430-2021-57-1-33-45>

Поступила в редакцию 28.01.2020
Received 28.01.2020

В. В. Андреев

*Гомельский государственный университет
им. Ф. Скорины, Гомель, Беларусь*

**АНОМАЛЬНЫЕ КОНСТАНТЫ ТРЕХБОЗОННЫХ ВЕРШИН
В ПРОЦЕССЕ ПАРНОГО РОЖДЕНИЯ W^\pm -БОЗОНОВ НА CMS LHC**

Аннотация. Получены ожидаемые ограничения на аномальные CP-четные константы трехбозонных взаимодействий на основе сечения парного рождения W^\pm -бозонов в протон-протонных столкновениях. Ограничения получены при светимости и кинематических ограничениях на конечные состояния характерных для эксперимента CMS на Большом адронном коллайдере при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Рассчитаны одно- и двумерные области ограничений аномальных параметров трехбозонных взаимодействий. При вычислениях сечения обычные приближения малости масс кварков и значений элементов СКМ-матрицы не использовались. Установлено, что ожидаемые значения аномальных констант практически на порядок меньше, чем ограничения, найденные на коллайдере LEP при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ в реакции $e^-e^+ \rightarrow W^+W^-$.

Ключевые слова: диаграмма Фейнмана, сечение, адрон, трехбозонные взаимодействия, аномальные константы

Для цитирования: Андреев, В. В. Аномальные константы трехбозонных вершин в процессе парного рождения W^\pm -бозонов в протонных столкновениях на CMS LHC / В. В. Андреев // Вест. Нац. акад. наук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2021. – Т. 57, № 1. – С. 33–45. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2021-57-1-33-45>

Viktor V. Andreev

Francisk Skorina Gomel State University, Gomel, Belarus

**ANOMALOUS CONSTANTS OF THREE-BOSON VERTICES
IN THE PROCESS OF PAIR PRODUCTION OF W^\pm -BOSONS
IN PROTON COLLISIONS AT CMS LHC**

Abstract. In this paper, we obtained the expected constraints on the anomalous CP-even constants of three-boson interactions on the basis of cross-section for the pair production of W^\pm -bosons in proton-proton collisions. The constraints were obtained for luminosity and the kinematic constraints on the final states typical for the CMS experiment at the Large Hadron Collider at $\sqrt{s} = 13$ TeV. One-dimensional and two-dimensional regions of constraints for the anomalous parameters of three-boson interactions were calculated. When calculating the cross-section, the usual approximations of small quark masses and values of the CKM matrix elements were not used. The expected values of the anomalous constants are almost an order of magnitude less than the constraints found at the LEP collider at $\sqrt{s} = 200$ GeV in the reaction $e^-e^+ \rightarrow W^+W^-$.

Keywords: Feynman diagram, cross-section, hadron, three-boson interaction, anomalous constant

For citation. Andreev V. V. Anomalous constants of three-boson vertices in the process of pair production of W^\pm -bosons in proton collisions at CMS LHC. *Vestsi Natsyianal'nai akademii navuk Belarusi. Seriya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2021, vol. 57, no. 1, pp. 33–45 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2021-57-1-33-45>

Введение. На протяжении последних четырех десятилетий Стандартная модель (СМ) электрослабых взаимодействий элементарных частиц, основанная на калибровочной группе $SU(2)_L \times U(1)_Y$, успешно объясняет свойства частиц и структуру базовых взаимодействий.

Однако интенсивные поиски отклонений от предсказаний Стандартной модели ведутся в различных экспериментах, включая эксперименты на Большом адронном коллайдере, в частности на установке с компактным мюонным соленоидом (CMS) [1].

К эффектам новой физики относят новые квантовополевые модели, такие как суперсимметрия, теории с дополнительными калибровочными бозонами, модели с дополнительными измерениями; дополнительные структурные характеристики частиц, входящих в СМ частиц, такие как аномальные константы трех- и четырехбозонных вершин; реакции, запрещенные в рамках СМ, и др.

Важнейшим следствием локальной калибровочной симметрии является универсальность констант связи калибровочных бозонов друг с другом и с фермионами [2]. Экспериментальная проверка данной универсальности дает возможность подтверждения неабелевой калибровочной структуры Стандартной модели. Процесс парного рождения W^\pm -бозонов в адронных столкновениях на CMS LHC хорошо подходит для такой проверки, потому что универсальность трехбозонных калибровочных констант связи ($WW\gamma$ и WWZ) в данном процессе приводит в действие механизм калибровочного сокращения, обеспечивающий правильное поведение сечений при высоких энергиях и перенормируемость теории. Все это делает исследование моделей с аномальными параметрами трехбозонных вершин актуальными и важными для теоретических и экспериментальных программ на Большом адронном коллайдере.

Анализ эффектов аномальных констант трехбозонных вершин ведется достаточно давно. Существенного улучшения ограничений на аномальные константы трехбозонных вершин удалось добиться на коллайдере LEP200 при изучении реакций $e^-e^+ \rightarrow W^-W^+$ и одиночного рождения γ -квантов и W -бозонов (см., напр., [3]). Результаты однопараметрического фитирования данных коллабораций OPAL и DELPHI фиксируют отличные от СМ значения аномальных параметров. Это свидетельствует о некоторой неоднозначности получаемых ограничений, что стимулирует дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования аномальных калибровочных констант связи.

Поэтому расчет возможных ограничений на аномальные константы трехбозонных вершин в реакции

$$pp \rightarrow W^-W^+ + X, \quad (1)$$

в котором данная универсальность приводит к калибровочному сокращению амплитуд, гарантирующему как правильное поведение сечения при высоких энергиях, так и перенормируемость теории, является актуальной задачей.

Параметризация трехбозонных вершин $WW\gamma$ и W^+W^-Z . Эффекты, выходящие за рамки Стандартной модели, могут быть параметризованы модельно независимым способом с помощью эффективных лагранжианов. Такой лагранжиан получается из лагранжиана СМ путем добавления неперенормируемых калибровочно-инвариантных операторов с канонической размерностью $D > 4$ [4]:

$$L_{\text{eff}} = L_{\text{SM}} + \sum_k \frac{c_6^k}{\Lambda^2} O_6^k + \sum_k \frac{c_8^k}{\Lambda^4} O_8^k + \dots \quad (2)$$

В уравнении (2) операторы O_k^D задают эффекты новой физики, которые определяются масштабным массовым параметром Λ , намного превышающим электрослабый масштаб. Полный список этих операторов различных размерностей можно найти в работах [4–7]. Структуры O_k^D умножаются на соответствующие коэффициенты Вильсона c_k^D .

Эффективный лагранжиан (2) можно представить также в виде [8]

$$\begin{aligned}
 L_{\text{eff}} = i e g_{WWW} & \left(g_1^V (W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu} - W^{+\mu} W_{\mu\nu}^-) V^\nu + k_V W_\mu^+ W_\nu^- V^{\mu\nu} + \right. \\
 & + \frac{\lambda_V}{M_W^2} W^{+\mu\nu} W_\nu^{-\rho} V_{\rho\mu} + i g_4^V W_\mu^+ W_\nu^- (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) + \\
 & \left. + i g_5^V \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (W_\mu^+ \partial_\rho W_\nu^- - \partial_\rho W_\mu^+ W_\nu^-) V_\sigma - \tilde{k}_V W_\mu^+ W_\nu^- \tilde{V}^{\mu\nu} - \frac{\tilde{\lambda}_V}{M_W^2} W^{+\mu\nu} W_\nu^{-\rho} \tilde{V}_{\rho\mu} \right). \quad (3)
 \end{aligned}$$

В уравнении (3) тензор $X_{\mu\nu} = \partial_\mu X_\nu - \partial_\nu X_\mu$; явный вид константы g_{WWW} определяется вершиной WWW в Стандартной модели ($g_{WW\gamma} = -1$, $g_{WWZ} = c_w / s_w$); заряд $e = \sqrt{4\pi\alpha}$ с постоянной тонкой структурой α ; $s_w = \sin \theta_w$; $c_w = \cos \theta_w$; θ_w – угол Вайнберга.

Часть параметров, содержащихся в (3), выражается через отклонения аномальных констант связи от значений, предсказываемых СМ:

$$\Delta g_1^V = g_1^V - 1, \quad \Delta k_V = k_V - 1. \quad (4)$$

Остальные параметры лагранжиана (3) $g_{4,5}^V$, λ_V , $\tilde{\lambda}_V$ и \tilde{k}_V в СМ равны нулю.

Лагранжиан (3) для $V = Z, \gamma$ зависит от 14 аномальных параметров (формфакторов). Из них шесть сохраняют С- и Р-четности, два (аномального типа) нарушают как С-, так и Р-симметрию, и наконец оставшиеся шесть формфакторов ответственны за нарушение СР-симметрии.

Дальнейшее уменьшение числа этих параметров достигается путем наложения дополнительных требований симметрии. Так, инвариантность относительно преобразований градиентных преобразований $U(1)_{em}$ (требование электромагнитной калибровочной инвариантности) приводит к тому, что

$$\Delta g_1^\gamma = 0, \quad g_4^\gamma = 0, \quad g_5^\gamma = 0. \quad (5)$$

Если предположить, что лагранжиан (3) инвариантен относительно $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -преобразований, то в дополнение к (5) имеем, что

$$\lambda_\gamma = \lambda_Z = \lambda, \quad \tilde{\lambda}_\gamma = \tilde{\lambda}_Z = \tilde{\lambda}, \quad g_4^Z = 0, \quad g_5^Z = 0, \quad \Delta k_Z = \Delta g_1^Z - \text{tg}^2 \theta_w \Delta k_\gamma, \quad \tilde{k}_Z = -\text{tg}^2 \theta_w \tilde{k}_\gamma. \quad (6)$$

Это сокращает количество аномальных параметров до пяти. Три из них – $\Delta g_1^Z, \Delta k_\gamma$ и λ – сохраняют как Р-, так и С-четность зарядового сопряжения, в то время как два других – \tilde{k}_γ и $\tilde{\lambda}$ – нарушают Р- или С-четность. Таким образом, эффективный лагранжиан (3), инвариантный относительно преобразований Лоренца и $U(1)_{em}$, а также преобразований С- и Р-симметрии, будет содержать три независимых параметра – Δg_1^Z , Δk_Z и λ_Z .

Можно согласовать лагранжиан (2) и (3) и получить соотношения [4, 7]

$$\begin{aligned}
 g_1^Z &= 1 + c_w \frac{M_Z^2}{2\Lambda^2}, \quad \kappa_Z = 1 + \left(c_w - c_B \frac{s_w^2}{c_w^2} \right) \frac{M_W^2}{2\Lambda^2}, \\
 \lambda_\gamma &= \lambda_Z = c_{WWW} \frac{4\pi\alpha}{s_w^2} \frac{3M_W^2}{2\Lambda^2}, \quad g_4^V = g_5^V = 0, \\
 \tilde{\kappa}_\gamma &= c_{\tilde{W}} \frac{M_W^2}{2\Lambda^2}, \quad \tilde{\kappa}_Z = -c_{\tilde{W}} \frac{s_w^2}{c_w^2} \frac{M_W^2}{2\Lambda^2}, \quad \tilde{\lambda}_\gamma = \tilde{\lambda}_Z = c_{\tilde{W}\tilde{W}\tilde{W}} \frac{4\pi\alpha}{s_w^2} \frac{3M_W^2}{2\Lambda^2}.
 \end{aligned} \quad (7)$$

Если принять аномальные параметры постоянными по отношению к энергии центра инерции \sqrt{s} , то лагранжиан (3) даст результаты, нарушающие унитарность при достаточно высоких энергиях [4]. По этой причине для сохранения унитарности иногда используются формфакторы вместо аномальных трехбозонных констант, которые получают путем замены вида

$$\lambda_V(\Delta k_V) \rightarrow \frac{\lambda_V(\Delta k_V)}{\left(1 + s / \Lambda_{FF}^2\right)^n}. \quad (8)$$

Для установки CMS предполагают, что $\Lambda_{FF} = \infty$ или что $n = 0$. Ограничения, уже наложенные на аномальные параметры, помещают в их пределы унитарности при нынешних энергиях коллайдера [9].

Дифференциальное сечение процесса рождения пары W^-W^+ -бозонов. Рассмотрим процесс (1) с учетом того, что конечные W -бозоны являются нестабильными. Тогда дифференциальное сечение процесса (1) в рамках дрелл-яновского механизма и в приближении узких резонансов представимо в виде

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow W^-W^+X)}{dM} = K \frac{2M}{s} \sum_{ab} \frac{1}{1 + \delta_{ab}} \int_{-y_{\text{cut}}}^{y_{\text{cut}}} dy_{\text{boost}} \left\{ f_{a,A}(\sqrt{\tau}e^{y_{\text{boost}}}, \mu_F) f_{b,B}(\sqrt{\tau}e^{-y_{\text{boost}}}, \mu_F) + f_{b,A}(\sqrt{\tau}e^{y_{\text{boost}}}, \mu_F) f_{a,B}(\sqrt{\tau}e^{-y_{\text{boost}}}, \mu_F) \right\} \text{BR}(W^- \rightarrow 12) \text{BR}(W^+ \rightarrow 34) \int_{-z_{\text{cut}}}^{z_{\text{cut}}} dz \frac{d\sigma(ab \rightarrow W^-W^+)}{dz}, \quad (9)$$

где сумма по индексам a, b пробегает все разновидности партонов, присутствующие в адронах и способных реализовать субпроцесс $ab \rightarrow W^-W^+$. Величины $x_{1,2}$ определяют, какую часть импульса протона несут партоны a и b , а $f_{a,A}(x_1, \mu_F)$ и $f_{b,B}(x_2, \mu_F)$ – функции распределения неполяризованных партонов a и b в протонах A и B соответственно.

Для учета КХД-поправок вводят так называемый K -фактор, зависящий от бегущей константы сильного взаимодействия α_s .

В уравнении (9) переменная $z = \cos\theta$, где θ задает угол рассеяния W^- -бозона в системе центра инерции партонов a и b ; параметр μ_F – масштабный множитель (фактор). Величина M определяет инвариантную массу W -пары и \sqrt{s} – энергия pp -пучков в системе их центра инерции.

Быстрота центра инерции y_{boost} связана с $x_{1,2}$ посредством соотношений

$$x_1 = \frac{M}{\sqrt{s}} e^{y_{\text{boost}}}, \quad x_2 = \frac{M}{\sqrt{s}} e^{-y_{\text{boost}}}, \quad (10)$$

где значение $\tau = M^2 / s$ следует из выполнения уравнения $\hat{s} = x_1 x_2 s = M^2$ для энергии $\sqrt{\hat{s}}$ партонной пары ab в системе центра инерции.

Пределы интегрирования Y_{cut} обусловлены возможными экспериментальными ограничениями на быстроту бозонов, что автоматически приводит к ограничениям z_{cut} на величину z [10–12]:

$$z_{\text{cut}} = \min\left[\beta_W^{-1} \text{th}(Y_{\text{cut}} - y_{\text{boost}}), 1\right], \quad (11)$$

$$\beta_W = \sqrt{1 - \frac{4M_W^2}{\hat{s}}}. \quad (12)$$

Сечение партонного субпроцесса определяется соотношением

$$\frac{d\sigma(ab \rightarrow W^-W^+)}{dz} = \frac{1}{9} \sum_{n_c} \frac{1}{64\pi M^2} \frac{\beta_W}{\beta_{m_a^2, m_b^2}(M^2)} \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \sum_{\tau_1, \tau_2} \left| \mathcal{M}_{\lambda_1, \lambda_2}^{\tau_1, \tau_2} \right|^2, \quad (13)$$

где $\mathcal{M}_{\lambda_1, \lambda_2}^{\tau_1, \tau_2}$ – амплитуда реакции $ab \rightarrow W^-W^+$ для партонов со спиральностями λ_1, λ_2 и W -бозонов со спиральностями τ_1, τ_2 . В формуле (13) введена вспомогательная функция

$$\beta_{m_1^2, m_2^2}(M^2) = \sqrt{\left(1 - \frac{m_1^2 + m_2^2}{M^2}\right)^2 - \frac{4m_1^2 m_2^2}{M^4}} \quad (14)$$

и проведено интегрирование по углу ϕ .

Применительно к рождению пары W^\pm -бозонов посредством subprocessa вида

$$ab \rightarrow W^-W^+, \tag{15}$$

суммирование по партонным индексам a, b включает в себя следующие варианты:
кварк-антикварковая аннигиляция

$$q_i + \bar{q}_j \rightarrow W^- + W^+, \tag{16}$$

где q_i – кварки двух поколений u_i и d_i : $\{u_1, u_2, u_3\} = \{u, c, t\}$ и $\{d_1, d_2, d_3\} = \{d, s, b\}$;
слияние глюонов g

$$g + g \rightarrow W^- + W^+. \tag{17}$$

Поскольку существует конечная вероятность нахождения фотона в протоне [13, 14], появляется возможность рождения пары W -бозонов за счет двухфотонного взаимодействия

$$\gamma + \gamma \rightarrow W^- + W^+. \tag{18}$$

В рамках Стандартной модели вклад реакции (17) в борновском приближении (лидирующий порядок, или LO-приближение) отсутствует. Однако следующий за борновским порядок теории возмущений, который возникает за счет фермионных петель, как отмечено в [15], может давать относительную поправку около 10 % к сечению (16) в лидирующем порядке.

Вклад subprocessa (18) подавлен за счет малости фотон-индуцированных партонных распределений. Фотон-индуцированные вклады в рождение W^\pm -пар в упругом адрон-адронном рассеянии были изучены в эквивалентном приближении фотонов [16].

В лидирующем приближении рождение пары W^-W^+ -бозонов на LHC происходит в основном за счет аннигиляции (16). В этой работе расчет сечений с учетом аномальных трехбозонных вершин будет проделан для кварк-антикварковой аннигиляции.

Аналитическое вычисление матричных элементов процесса $q_i\bar{q}_j \rightarrow W^-W^+$. В процессе (16) для различных комбинаций партонно возможны в борновском приближении диаграммы Фейнмана, представленные на рис. 1, 2.

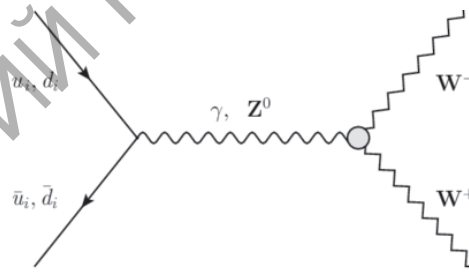


Рис. 1. s-Канальные диаграммы subprocessa $q_i\bar{q}_j \rightarrow W^-W^+$

Fig. 1. s-Channel diagrams of the subprocess $q_i\bar{q}_j \rightarrow W^-W^+$

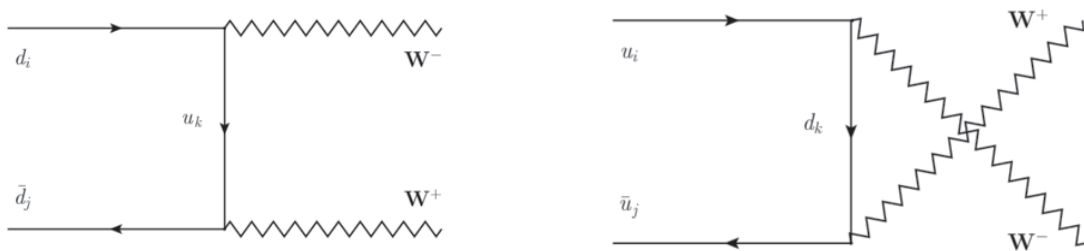


Рис. 2. t-Канальные и u-канальные диаграммы subprocessa $q_i\bar{q}_j \rightarrow W^-W^+$

Fig. 2. t-Channel and u-channel diagrams of the subprocess $q_i\bar{q}_j \rightarrow W^-W^+$

Для матричного элемента реакции (16) возможны следующие спиновые конфигурации: четыре для пары W^\pm -бозонов ($L: \tau_1, \tau_2 = 0, \quad T: \tau_1, \tau_2 = \pm 1$) и две для массивных партонов, которые пропорциональны $\sim \delta_{\lambda_1, \lambda_2}$ и $\sim \delta_{\lambda_2, -\lambda_1}$. Если партоны являются безмассовыми, то остаются только слагаемые $\sim \delta_{\lambda_2, -\lambda_1}$.

При вычислениях удобно ввести сокращенные записи для функций, связанных со спиральностями W -бозонов:

$$g_{LT} = \delta_{\tau_1, 0} \delta_{\tau_2, 1}, \quad g_{TL} = \delta_{\tau_1, 1} \delta_{\tau_2, 0}, \quad g_{LL} = \delta_{\tau_1, 0} \delta_{\tau_2, 0}, \quad g_{TT} = \delta_{\tau_1, 1} \delta_{\tau_2, 1}. \quad (19)$$

Для получения $\mathcal{M}_{\tau_1, \tau_2}^{\lambda_1, \lambda_2}(s, t)$ используем метод базисных спиноров [17, 18]. Проведем вычисления, не пренебрегая массами кварков и с учетом всех элементов СКМ-матрицы U_{ij} . Опуская технические моменты вычислений, приведем аналитические выражения для матричных элементов диаграмм Фейнмана. Для компактной записи удобно ввести дополнительные функции:

$$\gamma_W = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2M_W}, \quad \eta_W = \frac{1}{\gamma_W}, \quad \beta_i = \beta_{i,j} = \sqrt{1 - \frac{4m_i^2}{\hat{s}}}, \quad \eta_i = \frac{2m_i}{\sqrt{\hat{s}}}, \quad \gamma_{i,j} = \left(1 + \frac{m_i^2 - m_j^2}{\hat{s}}\right), \quad \hat{s} = (p_1 + p_2)^2. \quad (20)$$

Для процесса кварк-антикварковой аннигиляции вклад от s -канальных диаграмм (см. рис. 1) определяется соотношением

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\tau_1, \tau_2}^{\lambda_1, \lambda_2}(\gamma + Z) &= 4\pi\alpha\beta_W\delta_{i,j}\sqrt{\frac{3-\lambda_1\lambda_2}{2}}\{\text{ctg}\theta_w\chi_s(Z)\mathcal{A}_{\tau_1, \tau_2}(Z) \times \\ &\times ((g_V^i(Z) + \lambda_1 g_A^i(Z)\beta_i)\delta_{\lambda_2, -\lambda_1} + g_V^j(Z)\eta_j\delta_{\lambda_1, \lambda_2}) + Q_i\mathcal{A}_{\tau_1, \tau_2}(\gamma)(\delta_{\lambda_2, -\lambda_1} + \eta_d\delta_{\lambda_1, \lambda_2})\}D_{\lambda_{12}, \tau_{12}}^{*1}(\varphi, \theta, -\varphi), \end{aligned} \quad (21)$$

где использованы следующие обозначения: g_V и g_A – векторная и аксиальная константы связи кварков с Z -бозоном; $\lambda_{12} = (\lambda_1 - \lambda_2)/2, \lambda_{1,2} = \pm 1, \tau_{12} = \tau_1 - \tau_2; D_{\lambda_{12}, \tau_{12}}^{*j}(\varphi, \theta, -\varphi)$ – D -функция Вигнера; Q_i – электрический заряд кварка сорта i в единицах $|e|$.

В уравнении (21) введена функция, зависящая от параметров трехбозонной WWV -вершины:

$$\mathcal{A}_{\tau_1, \tau_2}(V) = \gamma_W^2 g_{LL} \left\{ f_1^V (1 + \beta_W^2) - 2(2\gamma_W^2 \beta_W^2 f_2^V + f_3^V) \right\} + f_1^V \delta_{\tau_1, \tau_2} g_{TT} + \gamma_W f_3^V (\tau_1 g_{TL} - \tau_2 g_{LT}), \quad (22)$$

где

$$f_1^V = 1 + \Delta g_1^V + 2\gamma_W^2 \lambda_V, \quad f_2^V = \lambda_V, \quad f_3^V = 2 + \Delta g_1^V + \Delta k_V + \lambda_V. \quad (23)$$

Матричные элементы $\mathcal{M}_{\tau_1, \tau_2}^{\lambda_1, \lambda_2}(B), B = t, u$, для t - и u -канальных диаграмм, отображенных на рис. 2, можно представить в виде

$$\mathcal{M}_{\tau_1, \tau_2}^{\lambda_1, \lambda_2}(B) = \frac{\pi\alpha}{s_W^2 \beta_W \beta_{i,j}} \sqrt{(\gamma_{i,j} - \lambda_1 \beta_{i,j})(\gamma_{i,j} + \lambda_2 \beta_{i,j})} F_{i,j}(s, B) \sum_{J=0}^2 h_{\tau_1, \tau_2}^{\lambda_1, \lambda_2}(J; B) D_{\lambda_{12}, \tau_{12}}^{*J}(\varphi, \theta, -\varphi), \quad (24)$$

$$F_{i,j}(s, t) = \sum_{k=1}^3 \frac{U_{u_k, d_i} U_{u_k, d_j}^*}{(\cos\theta - y_{i,j}^k)}, \quad F_{i,j}(s, u) = \sum_{k=1}^3 \frac{U_{u_i, d_k}^* U_{u_j, d_k}}{(-\cos\theta + y_{i,j}^k)}, \quad (25)$$

$$y_{i,j}^k = \frac{s\gamma_{i,j} - 2(M_W^2 + m_i^2 - m_k^2)}{s\beta_W \beta_{i,j}}. \quad (26)$$

Функции $h_{\tau_1, \tau_2}^{\lambda_1, \lambda_2}(J; B)$ определяются следующими уравнениями:

$$h_{\tau_1, \tau_2}^{\lambda_1, \lambda_2}(0; t) = h_{\tau_1, \tau_2}^{\lambda_1, \lambda_2}(0; u) = (\lambda_1(1 - \gamma_{i,j}) + (1 - 4/3\gamma_W^2)\beta_{i,j})g_{LL} + (\lambda_1(1 - \gamma_{i,j} + \tau_1\beta_W) - 1/3\beta_{i,j})g_{TT}, \quad (27)$$

$$h_{\tau_1, \tau_2}^{\lambda_1, \lambda_2}(2; t) = h_{\tau_1, \tau_2}^{\lambda_1, \lambda_2}(2; u) = 2\beta_{i,j} \left(\sqrt{2/3} \delta_{\lambda_1, \lambda_2} + \delta_{\lambda_2, -\lambda_1} \right) \times \\ \times \left(\sqrt{2/3} \gamma_W^2 g_{LL} + \frac{\gamma_W}{\sqrt{2}} (\tau_2 g_{LT} - \tau_1 g_{TL}) + (\delta_{\tau_2, -\tau_1} - \sqrt{2/3} \delta_{\tau_1, \tau_2}) g_{TT} \right), \quad (28)$$

$$h_{\tau_1, \tau_2}^{\lambda_1, \lambda_2}(1; t) = \sqrt{\frac{(3 - \lambda_1 \lambda_2)}{2}} (g_{LL} d_{LL}(t) + g_{TL} d_{TL}(t) + g_{LT} d_{LT}(t) + g_{TT} d_{TT}(t)), \quad (29)$$

где

$$d_{LL}(t) = \beta_W (2\lambda_1 \gamma_W^2 \beta_{i,j} \delta_{\lambda_1, -\lambda_2} - 1), d_{TL}(t) = -\eta_W + \gamma_W (1 + \tau_1 \beta_W) \gamma_{j,i} + \lambda_2 \gamma_W \beta_{i,j} (\tau_1 \beta_W - \delta_{\lambda_1, \lambda_2}), \\ d_{LT}(t) = -\eta_W + \gamma_W (1 - \tau_2 \beta_W) \gamma_{i,j} + \lambda_2 \gamma_W \beta_{i,j} (\tau_2 \beta_W + \delta_{\lambda_1, \lambda_2}), \\ d_{TT}(t) = \delta_{\tau_1, \tau_2} [\beta_W + \tau_1 (1 - \gamma_{i,j} - \lambda_1 \beta_{i,j} \delta_{\lambda_1, \lambda_2})]. \quad (30)$$

Слагаемые для функции $h_{\tau_1, \tau_2}^{\lambda_1, \lambda_2}(1; u)$ получаются с помощью формул: $d_{LL}(u) = -d_{LL}(t)$, $d_{TT}(u) = -d_{TT}(t)$ и $d_{LT}(u) = d_{TL}(t)$, $d_{TL}(u) = d_{LT}(t)$ с заменой $\tau_2 \rightleftharpoons \tau_1$.

Дифференциальное сечение процесса (16) будет содержать квадратичные комбинации матричных элементов диаграмм Фейнмана. Произвольная квадратичная комбинация матричных элементов двух диаграмм Фейнмана $\mathcal{M}_1 \mathcal{M}_2^*$ с помощью формул (21) и (24) может быть представлена в виде

$$\mathcal{M}_1 \mathcal{M}_2^* = \sum_{J, J'} F_1(s, t) F_2^*(s, t) h_1^J h_2^{J'} \sum_{\ell=|J-J'|}^{J+J'} (-1)^{J_2 - \lambda_{12}} \begin{Bmatrix} \lambda_{12} & -\lambda_{12} & J \\ \tau_{12} & -\tau_{12} & J' \end{Bmatrix} \ell \Big| P_\ell(\cos \theta), \quad (31)$$

где функция от произведения коэффициентов Клебша – Гордана $\mathbf{C} \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j \\ \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_1 + \lambda_2 \end{Bmatrix}$ группы $SU(2)$ определяется уравнением

$$\begin{Bmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & j_1 \\ m_1 & m_2 & j_2 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j \\ \lambda_1 & m_1 & \lambda_1 + m_1 \end{Bmatrix} = \mathbf{C} \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j \\ \lambda_1 & m_1 & \lambda_1 + m_1 \end{Bmatrix} \mathbf{C} \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j \\ \lambda_2 & m_2 & \lambda_2 + m_2 \end{Bmatrix}.$$

Отметим, что суммирование по J и J' в (31) ограничено параметром $k = \max(|\lambda_{12}|, |\tau_{12}|)$.

Соотношение (31) позволяет получить аналитические выражения величины

$$\sigma(z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} dz \frac{d\sigma(q_i \bar{q}_j \rightarrow W^- W^+)}{dz}, \quad |z_{1,2}| \leq 1, \quad (32)$$

которое необходимо для расчета сечения протон-протонного взаимодействия (9) с учетом экспериментальных ограничений.

Методика оценки аномальных констант. Методика оценки аномальных констант основана на методе наименьших квадратов, который используется для получения «наилучших» (оптимальных) значений модельных параметров при описании экспериментальных значений.

Пусть имеется k измерений некоторой величины $\mathbf{y} = \{y_1 \pm \Delta\sigma_1, \dots, y_k \pm \Delta\sigma_k\}$. Предполагается что y_i имеют нормальное распределение с параметрами μ_i и $\Delta\sigma_i$, где в качестве средних μ_i берутся значения модельной зависимости $F_i(M_{WW}; \mathbf{\Omega})$, а для дисперсии используют значения $\Delta\sigma_i^2$.

Для получения оптимальных значений $\hat{\mathbf{\Omega}}$ набора модельных параметров $\mathbf{\Omega} = \{\Omega_1, \dots, \Omega_r\}$ используют функцию

$$\chi^2(\Omega) = \sum_{i=1}^k \left[\frac{y_i - F_i(M_{WW}; \Omega)}{\Delta\sigma_i} \right]^2, \quad (33)$$

исходя из требования минимального значения функции $\chi^2(\Omega)$ при $\Omega = \hat{\Omega}$ [19], т. е.

$$\chi^2(\hat{\Omega}) = \chi_{\min}^2.$$

Для приближенного построения гиперэллипсоида, который определяет возможные значения оптимальных параметров с вероятностным содержанием С.Л., можно использовать уравнение вида [19]:

$$\chi^2(\Omega) = \chi_{\min}^2 + \Delta\chi_{\text{crit}}^2. \quad (34)$$

Для случая С.Л.= 95 % можно найти следующее: если число параметров равно 1, 2 и 3, то величина $\Delta\chi_{\text{crit}}^2 \approx 3,84, 5,99$ и $7,82$ соответственно (см., напр., [19]).

Перейдем теперь к детализации вышеописанной методики для оценки эффектов, отличных от СМ, в процессе (1). Будем исходить из предположения о том, что результаты будущих экспериментов по измерению сечения процесса (1) с аномальными параметрами W^\pm -бозонов согласуются с предсказаниям СМ в пределах ожидаемой точности измерений.

В нашем случае в соотношении (33) ограничимся только одним слагаемым. В качестве «наблюдаемых» величин y возьмем число событий N^{CM} , попадающих в интервал $[M_{WW}^{\min}, M_{WW}^{\max}]$ в случае, если бы процесс (1) определялся за счет СМ. В качестве модельной функции $F(M_{WW}; \Omega)$ возьмем число событий $N_i^{\text{anom}}(\Omega)$, индуцируемое взаимодействиями при наличии аномальных трехбозонных констант связи $\Omega = \{\Delta k_Z, \lambda_Z, \Delta g_1^Z\}$.

Предполагая, что число событий подчиняется распределению Пуассона и относительно велико ($N > 5$), имеем, что случайная ошибка равняется $\sqrt{N^{\text{SM}}}$. Если принять во внимание систематическую погрешность $\sim \delta_{\text{sys}} N^{\text{SM}}$, то ошибка $\Delta\sigma = \delta N^{\text{SM}}$ будет задаваться соотношением

$$\delta N^{\text{SM}} = \sqrt{N^{\text{SM}} (1 + \delta_{\text{sys}}^2 N^{\text{SM}})}.$$

Число событий определяется соотношением

$$N = L_{\text{int}} \varepsilon \sigma(M_{WW}^{\min}, M_{WW}^{\max}), \quad (35)$$

где сечение рассеяния задается через интеграл

$$\sigma(M_{WW}^{\min}, M_{WW}^{\max}) = \int_{M_{WW}^{\min}}^{M_{WW}^{\max}} \left(\frac{d\sigma}{dM_{WW}} \right) dM_{WW}. \quad (36)$$

В формуле (35): параметр L_{int} является интегральной светимостью коллайдера, определяемой за весь период проведения эксперимента; величина ε – эффективность регистрации конечного состояния экспериментальной установкой; сечение $d\sigma / dM_{WW}$ задается формулой (9).

В итоге адаптация критерия (33) для оценки возможных значений аномальных параметров приводит к уравнению

$$\chi^2(\Omega) = \left(\frac{N^{\text{anom}}(\Omega) - N^{\text{SM}}}{\delta N^{\text{SM}}} \right)^2. \quad (37)$$

Если в качестве аномальных параметров использовать набор $\Omega = \{\Delta k_Z, \lambda_{\gamma, Z}, \Delta g_1^Z\}$, для которого эффекты, отличные от СМ, задаются ненулевыми значениями, то в этом случае $\chi_{\min}^2 = 0$. Исходя из (34) и (37), получим, что соотношение

$$\chi^2(\Omega) \leq \Delta\chi_{\text{crit}}^2 \quad (38)$$

задаёт область аномальных параметров трехбозонных взаимодействий с вероятностным содержанием С.Л. Величина L_{int} для изучаемого процесса для CMS при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ может достигать следующего значения [20]:

$$L_{\text{int}} = 35,9 \text{ фбн}^{-1} \quad (39)$$

в интервале $[M_{WW}^{\text{min}}, M_{WW}^{\text{max}}] = [1000 \text{ ГэВ}, 4000 \text{ ГэВ}]$.

Регистрацию W^\pm -бозона проводят по продуктам его распада в лептонную пару или в пару кварков, индуцирующих адронные струи. Среди всех каналов распада пары W^\pm -бозонов одним из перспективных является канал распада в лептонную пару $\ell\nu_\ell$ и две адронные струи, индуцируемые кварками q, \bar{q} [20]:

$$pp \rightarrow W^-W^+ + X \rightarrow \ell\nu_\ell \rightarrow (q, \bar{q}) + X. \quad (40)$$

С учетом (40) величина $\text{BR}(W^- \rightarrow 12)\text{BR}(W^+ \rightarrow 34)$, входящая в (9), представляет собой произведение вида

$$\varepsilon_W = \text{BR}(W \rightarrow \ell\nu_\ell)\text{BR}(W \rightarrow q\bar{q}).$$

Используя современные экспериментальные данные по распадам W -бозона [19], получим, что $\varepsilon_W = 0,072$.

Однако наличие кинематических ограничений на характеристики лептонов и струйных событий при идентификации распадов W -бозонов приводит к уменьшению значения ε_W . Этот коэффициент и определяет в нашем случае эффективность регистрации ε конечного состояния $\ell\nu_\ell \oplus (q, \bar{q})$.

Определение ε является сложной технической задачей, связанной с детальным анализом различных фоновых событий и других компонентов исследуемого конечного состояния (см., напр., [21–23]). Для экспериментальной эффективности выберем значение $\varepsilon = 0,56$ [23], а для систематической ошибки $\delta_{\text{syst}} = 5,7\%$ [22]. Также ограничения на быстроту W -пары приводят к величине $|Y_{\text{cut}}| < 2,5$ для сечения (9) [21, 22].

Наши численные расчеты получены с использованием G_μ схемы, в которой электромагнитная константа связи α определяется с помощью константы Ферми G_F посредством уравнения

$$\alpha = \frac{\sqrt{2}}{\pi} G_F M_W^2 \left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \right). \quad (41)$$

Схема комплексных масс [24] используется для описания резонансного рождения массивных векторных бозонов. В этом случае применяется замена вида $M_V^2 \rightarrow M_V^2 - i\Gamma_V M_V$, $V = Z, W$. В расчетах все фермионы считаются массивными, и используется полная СКМ-матрица. Числовые значения параметров Стандартной модели берутся из данных PDG [19].

Для получения численных значений сечения (9) применим партонные функции распределения из набора CTEQ10 [25]. K -фактор может принимать значения $K \simeq 1,1$ в интервале исследуемых инвариантных масс M_{WW} [26], а параметр $\mu_F = M = M_{WW}$.

Численные оценки аномальных констант. Оценку аномальных констант проведем для двух наборов: для набора $\Omega = \{\Delta k_Z, \lambda_Z, \Delta g_1^Z\}$, определяемого соотношениями (6) (так называемая LEP-параметризация) и связанного с ним EFT-набора $\frac{c_W}{\Lambda^2}, \frac{c_B}{\Lambda^2}, \frac{c_{WWW}}{\Lambda^2}$, определяемого уравнениями (7).

Одномерные пределы. Доверительные интервалы для отдельных аномальных параметров строятся с явной фиксацией остальных, равных нулю. Процедура получения ограничений представлена на рис. 3 (слева изображена функция $\chi^2(\lambda_Z)$, а справа – функция χ^2 в зависимости от $\frac{c_{WWW}}{\Lambda^2}$).

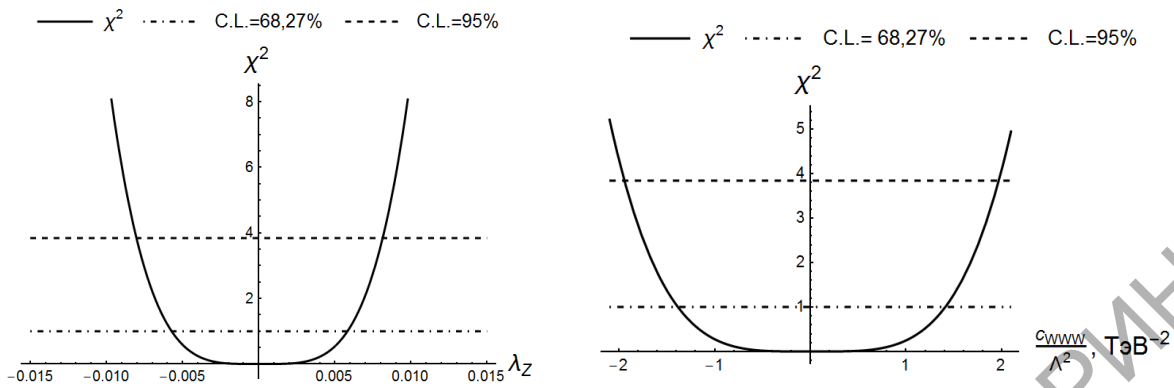


Рис. 3. Зависимость χ^2 от аномальных трехбозонных параметров при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ

Fig. 3. Dependence χ^2 on the anomalous three-boson parameters at an energy $\sqrt{s} = 13$ TeV

Полученные ожидаемые одномерные пределы параметров при 68 и 95 % C.L. в обеих параметризациях приведены в таблице.

Одномерные ограничения для трех CP-четных аномальных констант связи трехбозонных взаимодействий в LEP- и EFT-параметризациях

One-dimensional constraints for three CP-even anomalous coupling constants of three-boson interactions in LEP and EFT parameterizations

| C.L. | λ_Z | Δg_1^Z | Δk_Z |
|------|----------------------------------------------|------------------------------------------|------------------------------------------|
| 68 % | [-0, 006, 0, 006] | [-0, 006, 0, 008] | [-0, 008, 0, 006] |
| 95 % | [-0, 008, 0, 008] | [-0, 009, 0, 011] | [-0, 011, 0, 009] |
| C.L. | $\frac{c_{WWW}}{\Lambda^2}, \text{ТэВ}^{-2}$ | $\frac{c_B}{\Lambda^2}, \text{ТэВ}^{-2}$ | $\frac{c_W}{\Lambda^2}, \text{ТэВ}^{-2}$ |
| 68 % | [-1, 38, 1, 41] | [-6, 32, 8, 57] | [-5, 91, 8, 57] |
| 95 % | [-1, 94, 1, 97] | [-9, 24, 11, 49] | [-8, 72, 11, 38] |

Двумерные ограничения. Для одновременного извлечения пределов для двух аномальных трехбозонных параметров формируется функция χ^2 двух параметров, при этом для третьего фиксируется значение СМ, равное нулю.

Двумерные ограничения на попарные комбинации параметров строятся при 68 и 95 % C.L. для LEP- и EFT-параметризаций. Пределы представлены на рис. 4 и 5 в виде контуров в пространстве соответствующих параметров, для LEP- и для EFT-параметризаций.

Из рис. 4, 5 следует, что наблюдаемые результаты совместимы со сценарием Стандартной модели. Отметим, что вычисленные одномерные и двумерные ограничения коррелируют с данными коллаборации CMS и ATLAS, которые получены в работах [20–22].

Заключение. Таким образом в работе вычислены возможные ограничения на CP-четные аномальные константы трехбозонного $WW\gamma$ - и WWZ -взаимодействий в реакции парного рождения W^\pm -бозонов в протон-протонных столкновениях в условиях эксперимента CMS. Отметим, что при расчетах не использовались обычные приближения малости масс кварков и малости значений элементов СКМ-матрицы.

Полученные значения показывают, что усиление механизма калибровочного сокращения в реакции парного рождения W^\pm -бозонов за счет протон-протонных столкновений при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ по сравнению с процессом $e^-e^+ \rightarrow W^-W^+$ при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ позволяет улучшить ограничения, найденные на коллайдере LEP [27, 28], практически на порядок.

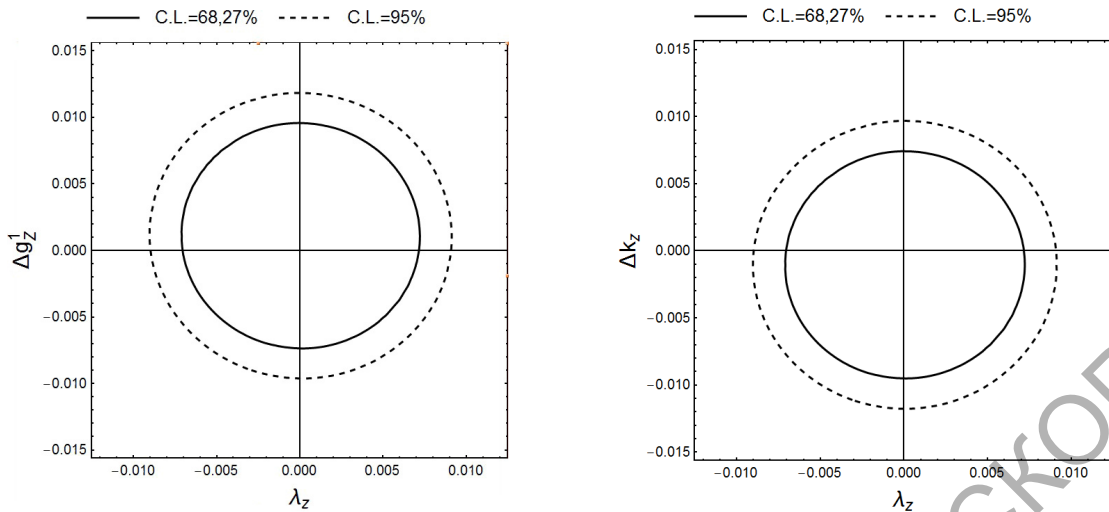


Рис. 4. Двумерные ограничения для LEP-параметризации при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и C.L. = 68 и 95 %

Fig. 4. Two-dimensional limit for LEP parameterization with an energy $\sqrt{s} = 13$ TeV and C.L. = 68 and 95 %

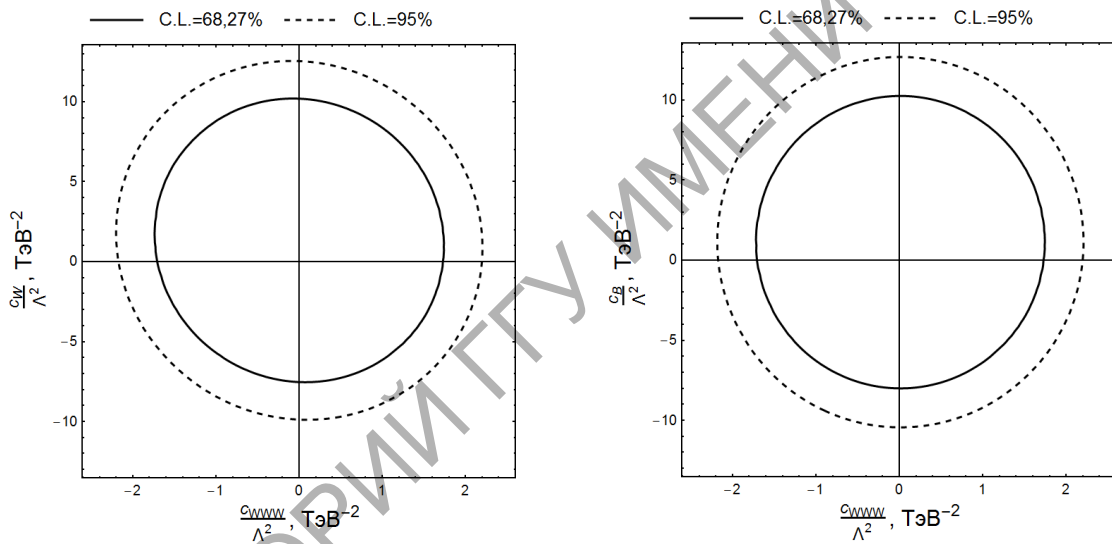


Рис. 5. Двумерные ограничения для EFT-параметризации при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и C.L. = 68 и 95 %

Fig. 5. Two-dimensional limit for EFT parameterization with an energy $\sqrt{s} = 13$ TeV and C.L. = 68 and 95 %

Список использованных источников

1. Shmatov, S. V. Highlights of Searches for Physics Beyond the Standard Model from the CMS Experiment at the LHC / S. V. Shmatov // Phys. Part. Nucl. – 2018. – Vol. 49, № 4. – P. 735–740. <https://doi.org/10.1134/s1063779618040512>
2. Low-energy constraints on electroweak three gauge boson coupling s / K. Hagiwara [et al.] // Phys. Lett. – 1992. – Vol. 283, № 3/4. – P. 353–359. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(92\)90031-x](https://doi.org/10.1016/0370-2693(92)90031-x)
3. Study of W boson polarisations and Triple Gauge boson Couplings in the reaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ at LEP 2 / J. Abdallah [et. al.] // Eur. Phys. J. C. – 2008. – Vol. 54, № 3. – P. 345–364.
4. Effective Field Theory: A Modern Approach to Anomalous Couplings / C. Degrande [et. al.] // Ann. Phys. – 2013. – Vol. 335. – P. 21–32. <https://doi.org/10.1016/j.aop.2013.04.016>
5. Buchmuller, W. Effective Lagrangian analysis of new interactions and flavor conservation / W. Buchmuller, D. Wyler // Nucl. Phys. B. – 1986. – Vol. 268, № 3/4. – P. 621–653. [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(86\)90262-2](https://doi.org/10.1016/0550-3213(86)90262-2)
6. Gilevsky, V. V. On multiboson interactions in $1/\Lambda^2$ order / V. V. Gilevsky, I. S. Satsunkevich // Phys. Lett. B. – 1995. – Vol. 358, № 1/2. – P. 95–100. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(95\)00943-f](https://doi.org/10.1016/0370-2693(95)00943-f)
7. Chiesa, M. Anomalous triple-gauge-boson interactions in vector-boson pair production with RECOLA2 / M. Chiesa, A. Denner, J.-N. Lang // Eur. Phys. J. C. – 2018. – Vol. 78, № 6. – P. 467. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5949-z>

8. Probing the Weak Boson Sector in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ / K. Hagiwara [et al.] // Nucl. Phys. B. – 1987. – Vol. 282. – P. 253–298. [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(87\)90685-7](https://doi.org/10.1016/0550-3213(87)90685-7)
9. Siehl, K. Search for Anomalous Trilinear Couplings of Electroweak Gauge Bosons Using Angular Variables at $\sqrt{s} = 13$ TeV at CMS: thesis/dissertation / K. Siehl. – 2020. – 86 p. <https://doi.org/10.2172/1606212>
10. Super Collider Physics / E. Eichten [et al.] // Rev. Mod. Phys. – 1984. – Vol. 56, № 4. – P. 579–707. <https://doi.org/10.1103/revmodphys.56.579>
11. Gounaris, G. J. Vector boson pair production at supercolliders / G. J. Gounaris, J. Layssac, F. Renard // Zeitschrift für Physik C Particles and Fields. – 1994. – Vol. 62, № 1. – P. 139–149. <https://doi.org/10.1007/bf01559533>
12. Nuss, E. Di-Boson production at hadron colliders with general triple gauge boson couplings. Analytic expressions of helicity amplitudes and cross-sections / E. Nuss // Z. Phys. C. – 1997. – Vol. 76c 4. – P. 701–719. <https://doi.org/10.1007/s002880050592>
13. Parton distributions incorporating QED contributions / A. D. Martin [et al.] // Eur. Phys. J. C. – 2005. – Vol. 39, № 2. – P. 155–161. <https://doi.org/10.1140/epjc/s2004-02088-7>
14. Parton distributions with QED corrections / R. D. Ball [et al.] // Nucl. Phys. B. – 2013. – Vol. 877, № 2. – P. 290–320. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2013.10.010>
15. Electroweak corrections to W-boson pair production at the LHC / A. Bierweiler [et al.] // J. High Energy Phys. – 2012. – Vol. 2012, no. 11. – P. 093. [https://doi.org/10.1007/jhep11\(2012\)093](https://doi.org/10.1007/jhep11(2012)093)
16. Klasen, M. Perspectives for inclusive quarkonium production in photon-photon collisions at the LHC / M. Klasen, J. Lansberg // Nucl. Phys. B. – Proc. Supplements. – 2008. – Vol. 179/180. – P. 226–231. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2008.07.028>
17. Andreev, V. V. Analytic Calculation of Feynman Amplitudes / V. V. Andreev // Phys. At. Nucl. – 2003. – Vol. 66, № 2. – P. 383–393. <https://doi.org/10.1134/1.1553511>
18. Андреев, В. В. Вычисление фейнмановских диаграмм техникой блоков / В. В. Андреев // Проблемы физики, математики и техники. – 2014. – № 2 (19). – С. 7–12.
19. Review of Particle Physics / P. D. Group: P. A. Zyla [et. al.] // Prog. Theor. Exp. Phys. – 2020. – Vol. 2020, № 8. – 083C01. <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104>
20. Search for anomalous triple gauge couplings in WW and WZ production in lepton + jet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / A. M. Sirunyan [et al.] // J. High Energy Phys. – 2019. – Vol. 12. – P. 062. [https://doi.org/10.1007/JHEP12\(2019\)062](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2019)062)
21. Measurement of fiducial and differential W^+W^- production cross-sections at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud [et. al.] // Eur. Phys. J. C. – 2019. – Vol. 79, № 10. – P. 884. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7371-6>
22. W^+W^- boson pair production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / A. M. Sirunyan [et. al.] // Phys. Rev. D. – 2020. – Vol. 102, № 9. – P. 092001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.092001>
23. Eboli, O. Present Bounds on New Neutral Vector Resonances from Electroweak Gauge Boson Pair Production at the LHC / O. Eboli, J. Gonzalez-Fraile, M. Gonzalez-Garcia // Phys.Rev. D. – 2012. – Vol. 85, № 5. – P. 055019. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.055019>
24. Denner, A. The complex-mass scheme for perturbative calculations with unstable particles / A. Denner, S. Dittmaier // Nucl. Phys. Proc. Suppl. – 2006. – Vol. 160. – P. 22–26. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2006.09.025>
25. CT10 next-to-next-to-leading order global analysis of QCD / J. Gao [et. al.] // Phys. Rev. D. – 2014. – Vol. 89, № 3. – P. 033009. <https://doi.org/10.1103/physrevd.89.033009>
26. Revisiting the large extra dimension effects on W-pair production at the LHC in next-to-leading order QCD / Y.-M. Bai [et. al.] // Phys. Rev. D. – 2012. – Vol. 85, № 1. – P. 016008. <https://doi.org/10.1103/physrevd.85.016008>
27. Measurement of triple gauge boson couplings of the W boson at LEP / P. Achard [et. al.] // Phys. Lett. B. – 2004. – Vol. 586, № 3/4. – P. 151–166. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.02.045>
28. Measurements of CP-conserving Trilinear Gauge Boson Couplings WWV (V = gamma,Z) in e^+e^- Collisions at LEP2 / J. Abdallah [et. al.] // Eur. Phys. J. C. – 2010. – Vol. 66, № 1/2. – P. 35–56. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1254-1>

References

1. Shmatov S. V. Highlights of Searches for Physics Beyond the Standard Model from the CMS Experiment at the LHC. *Physics of Particles and Nuclei*, 2018, vol. 49, no. 4, pp. 735–740. <https://doi.org/10.1134/s1063779618040512>
2. Hagiwara K., Ishihara S., Szalapski R., Zeppenfeld D. Low-energy constraints on electroweak three gauge boson couplings. *Physics Letters B*, 1992, vol. 283, no. 3–4, pp. 353–359. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(92\)90031-x](https://doi.org/10.1016/0370-2693(92)90031-x)
3. Abdallah J., DELPHI Collaboration [et. al.]. Study of W boson polarisations and Triple Gauge boson Couplings in the reaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ at LEP 2. *The European Physical Journal C*, 2008, vol. 54, no. 3, pp. 345–364. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-008-0528-3>
4. Degrande C., Greiner N., Kilian W., Mattelaer O., Mebane H., Stelzer T., Willenbrock S., Zhang C. Effective Field Theory: A Modern Approach to Anomalous Couplings. *Annals of Physics*, 2013, vol. 335, pp. 21–32. <https://doi.org/10.1016/j.aop.2013.04.016>
5. Buchmuller W., Wyler D. Effective Lagrangian analysis of new interactions and flavor conservation. *Nuclear Physics B*, 1986, vol. 268, no. 3–4, pp. 621–653. [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(86\)90262-2](https://doi.org/10.1016/0550-3213(86)90262-2)
6. Gilevsky V. V., Satsunkevich I. S. On multiboson interactions in $1/\Lambda^2$ order. *Physics Letters B*, 1995, vol. 358, no. 1–2, pp. 95–100. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(95\)00943-f](https://doi.org/10.1016/0370-2693(95)00943-f)

7. Chiesa M., Denner A., Lang J.-N. Anomalous triple-gauge-boson interactions in vector-boson pair production with RECOLA2. *The European Physical Journal C*, 2018, vol. 78, no. 6, pp. 467. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5949-z>
8. Hagiwara K., Peccei R. D., Zeppenfeld D., Hikasa K. Probing the Weak Boson Sector in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. *Nuclear Physics B*, 1987, vol. 282, pp. 253–298. [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(87\)90685-7](https://doi.org/10.1016/0550-3213(87)90685-7)
9. Siehl K. *Search for Anomalous Trilinear Couplings of Electroweak Gauge Bosons Using Angular Variables at $\sqrt{s} = 13$ TeV at CMS: thesis/dissertation*. 2020. 86 p. <https://doi.org/10.2172/1606212>
10. Eichten E., Hinchliffe I., Lane K. D., Quigg C. Super Collider Physics. *Reviews of Modern Physics*, 1984, vol. 56, no. 4, pp. 579–707. <https://doi.org/10.1103/revmodphys.56.579>
11. Gounaris G. J., Layssac J., Renard F. Vector boson pair production at supercolliders. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 1994, vol. 62, no. 1, pp. 139–149. <https://doi.org/10.1007/bf01559533>
12. Nuss E. Di-Boson production at hadron colliders with general triple gauge boson couplings. Analytic expressions of helicity amplitudes and cross-sections. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 1997, vol. 76, no. 4, pp. 701–719. <https://doi.org/10.1007/s002880050592>
13. Martin A. D., Roberts R. G., Stirling W. J., Thorne R. S. Parton distributions incorporating QED contributions. *The European Physical Journal C*, 2005, vol. 39, no. 2, pp. 155–161. <https://doi.org/10.1140/epjc/s2004-02088-7>
14. Ball R. D., Bertone V., Carrazza S., Del Debbio L., Forte S., Guffanti A., Hartland N. P., Rojo J. Parton distributions with QED corrections. *Nuclear Physics B*, 2013, vol. 877, no. 2, pp. 290–320. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2013.10.010>
15. Bierweiler A., Kasprzik T., Kühn J. H., Uccirati S. Electroweak corrections to W-boson pair production at the LHC. *Journal of High Energy Physics*, 2012, vol. 2012, no. 11, pp. 093. [https://doi.org/10.1007/jhep11\(2012\)093](https://doi.org/10.1007/jhep11(2012)093)
16. Klasen M., Lansberg J. Perspectives for inclusive quarkonium production in photon-photon collisions at the LHC. *Nuclear Physics B – Proceedings Supplements*, 2008, vol. 179–180, pp. 226–231. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2008.07.028>
17. Andreev V. V. Analytic Calculation of Feynman Amplitudes. *Physics of Atomic Nuclei*, 2003, vol. 66, no. 2, pp. 383–393. <https://doi.org/10.1134/1.1553511>
18. Andreev V. V. Calculation of Feynman diagrams using the blocks technique. *Problemy Fiziki, Matematiki i Tekhniki = Problems of Physics, Mathematics and Technics*, 2014, no. 2 (19), pp. 7–12 (in Russian).
19. P. D. Group: P. A. Zyla [et. al.] Review of Particle Physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2020, vol. 2020, no. 8, pp. 083C01. <https://doi.org/https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104>
20. Sirunyan A. M., CMS collaboration [et al.]. Search for anomalous triple gauge couplings in WW and WZ production in lepton + jet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Journal of High Energy Physics*, 2019, vol. 12, pp. 062. [https://doi.org/10.1007/JHEP12\(2019\)062](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2019)062)
21. Aaboud M. [et. al.], ATLAS collaboration. Measurement of fiducial and differential W^+W^- production cross-sections at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. *The European Physical Journal C*, 2019, vol. 79, no. 10, pp. 884. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7371-6>
22. Sirunyan A. M. [et. al.]. W^+W^- boson pair production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Physical Review D*, 2020, vol. 102, no. 9, pp. 092001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.092001>
23. Eboli O., Gonzalez-Fraile J., Gonzalez-Garcia M. Present Bounds on New Neutral Vector Resonances from Electroweak Gauge Boson Pair Production at the LHC. *Physical Review D*, 2012, vol. 85, no. 5, pp. 055019. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.055019>
24. Denner A., Dittmaier S. The complex-mass scheme for perturbative calculations with unstable particles. *Nuclear Physics B – Proceedings Supplements*, 2006, vol. 160, pp. 22–26. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2006.09.025>
25. Gao J., Guzzi M., Huston J., Hung-Liang Lai, Zhao Li, Nadolsky P., Pumplin J., Stump D., Yuan C.-P. CT10 next-to-next-to-leading order global analysis of QCD. *Physical Review D*, 2014, vol. 89, no. 3, pp. 033009. <https://doi.org/10.1103/physrevd.89.033009>
26. Yu-Ming Bai, Lei Guo, Xiao-Zhou Li, Wen-Gan Ma, Ren-You Zhang. Revisiting the large extra dimension effects on W-pair production at the LHC in next-to-leading order QCD. *Physical Review D*, 2012, vol. 85, no. 1, pp. 016008. <https://doi.org/10.1103/physrevd.85.016008>
27. Achard P. [et. al.]. Measurement of triple gauge boson couplings of the W boson at LEP. *Physics Letters B*, 2004, vol. 586, no. 3–4, pp. 151–166. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.02.045>
28. Abdallah J., DELPHI Collaboration [et. al.]. Measurements of CP-conserving Trilinear Gauge Boson Couplings WWV ($V = \gamma, Z$) in e^+e^- Collisions at LEP2. *The European Physical Journal C*, 2010, vol. 66, no. 1–2, pp. 35–56. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1254-1>

Информация об авторе

Андреев Виктор Васильевич – доктор физико-математических наук, доцент, Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины (ул. Советская, 104, 246019, г. Гомель, Республика Беларусь). E-mail: vik.andreev@gsu.by. <https://orcid.org/0000-0003-3314-7175>

Information about the author

Viktor V. Andreev – Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Assistant Professor, Francisk Skorina Gomel State University (Sovetskaya Str., 104, 246019, Gomel, Republic of Belarus). E-mail: vik.andreev@gsu.by. <https://orcid.org/0000-0003-3314-7175>