

ОГРАНИЧЕНИЯ СР-ЧЕТНЫХ АНОМАЛЬНЫХ КОНСТАНТ ТРЕХБОЗОННЫХ ВЕРШИН В РАСПАДАХ W^+W^- -БОЗОНОВ НА CMS LHC

В. В. Андреев¹, В. В. Макаренко², Н. В. Максименко¹

¹ Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, Беларусь

² Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета,
Минск

Получены ограничения СР-четных аномальных констант трехбозонных взаимодействий в реакции парного рождения W^\pm -бозонов с использованием улучшенного приближения узкой ширины и с учетом кинематических ограничений эксперимента CMS на Большом адронном коллайдере при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Установлено, что лептон-адронный канал распадов W -бозонов дает более строгие ограничения на аномальные параметры, чем случай лептон-лептонного канала и вариант без учета ограничений.

The constraints on the CP-even anomalous constants of three-boson interactions in the reaction of pair production of W^\pm bosons are obtained using an improved narrow-width approximation and taking into account the kinematic cuts of the CMS experiment at the Large Hadron Collider at $\sqrt{s} = 13$ TeV. It is established that the lepton-hadron channel of W -boson decays gives more stringent restrictions on anomalous parameters than the case of the lepton-lepton channel and the variant without cuts.

PACS: 14.70.Fm

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время Стандартная модель (СМ) электрослабых взаимодействий элементарных частиц довольно успешно объясняет структуру базовых взаимодействий и свойства фундаментальных частиц. При этом не прекращаются интенсивные поиски отклонений от предсказаний Стандартной модели (СМ) в различных экспериментах, включая установку с компактным мюонным соленоидом (CMS) на Большом адронном коллайдере [1]. В частности, к эффектам новой физики относят дополнительные структурные характеристики частиц, входящих в СМ, такие как аномальные константы трех- и четырехбозонных вершин.

Анализ эффектов аномальных констант трехбозонных вершин ведется достаточно давно, и получение новых ограничений в реакции

$$pp \rightarrow W^+W^- + X \rightarrow \ell\nu_\ell q\bar{q} (\ell\nu_\ell \ell'\nu_{\ell'}) + X \quad (1)$$

является актуальной задачей. Механизм калибровочного сокращения амплитуд, гарантирующий правильное поведение сечения при высоких энергиях, позволяет предполагать, что такие ограничения могут быть существенно улучшены по сравнению с данными, полученными на коллайдере LEP200 [2].

Для получения сечения каскадных реакций используют приближение узкой ширины для промежуточных нестабильных частиц. В этом случае необходимо вычислить сечения, которые требуют расчета матричных элементов реакций $q_i \bar{q}_j \rightarrow W^+ W^-$ и $W^- \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell$, $W^+ \rightarrow \bar{\ell}' \nu_{\ell'}$ в одной системе отсчета, например в системе центра инерции $q\bar{q}$ -пары.

Однако лоренц-инвариантные фазовые объемы намного проще интегрировать в системе покоя W -бозонов. Следовательно, необходимо рассчитать матричный элемент распада движущегося W -бозона в терминах неинвариантных величин системы его покоя.

Отличительной чертой данной работы является использование компактных выражений матричных элементов сечения каскадной реакции вида $2 \rightarrow 4$ [3], полученных с помощью метода базисных спиноров и с учетом аномальных трехбозонных констант [4]; для описания распадов W -бозонов применяются спиновые состояния с пуанкаре-инвариантными спиральностями (информацию о таких состояниях можно найти в [5]).

1. СЕЧЕНИЕ КАСКАДНОГО ПРОЦЕССА

Сечение адронного процесса (1) в улучшенном приближении узкой ширины можно представить в виде

$$\begin{aligned}
 d\sigma(pp \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell q \bar{q} X) = & \\
 = \frac{2M_{WW}}{S} \sum_{ab} \int_{\log(\tau_s)}^{-\log(\tau_s)} dy_b & \left\{ f_{a,p}(\tau_s e^{y_b}, \mu_F) f_{b,p}(\tau_s e^{-y_b}, \mu_F) + \right. \\
 + f_{b,p}(\tau_s e^{y_b}, \mu_F) f_{a,p}(\tau_s e^{-y_b}, \mu_F) & \left. \right\} \text{Br}(W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) \text{Br}(W^+ \rightarrow q \bar{q}) \times \\
 \times \frac{1}{(16\pi)^2} \frac{1}{M_{WW}^2} \frac{\beta_{M_W, M_W}(M_{WW}^2)}{\beta_{m_a^2, m_b^2}(M_{WW}^2)} \sum_{\tau_1, \tau_2} d\sigma_{\tau_2, \tau_1}^{\tau_1, \tau_2}(q_a q_b \rightarrow W^- W^+) \times & \\
 \times \mathcal{K}_{\tau_1}(z_{\text{cut},2}, z_{\text{cut},1}) \mathcal{K}_{\tau_2}(z_{\text{cut},4}, z_{\text{cut},3}), & \quad (2)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 \mathcal{K}_\tau(z_{\text{cut},2}, z_{\text{cut},1}) = \frac{1}{2} \left[z_{\text{cut},2} - z_{\text{cut},1} + \frac{3}{4} \tau (z_{\text{cut},2}^2 - z_{\text{cut},1}^2) \delta_{\tau^2,1} + \right. & \\
 \left. + \frac{1}{4} (z_{\text{cut},1} (1 - z_{\text{cut},1}^2) - z_{\text{cut},2} (1 - z_{\text{cut},2}^2)) (\delta_{\tau^2,1} - 2\delta_{\tau,0}) \right]. & \quad (3)
 \end{aligned}$$

Функции $f_{a,A}(x_1, \mu_F)$ и $f_{b,B}(x_2, \mu_F)$ определяют распределения неполяризованных партонов a и b в протонах A и B соответственно. Величина M_{WW} задает инвариантную массу WW -пары, а \sqrt{s} определяет энергию адронных пучков в системе их центра инерции. Быстрота центра инерции y_b связана с $x_{1,2}$ посредством соотношений

$$x_1 = \sqrt{\tau} e^{y_b}, \quad x_2 = \sqrt{\tau} e^{-y_b}. \quad (4)$$

Наличие функций вида (3) связано с возможными ограничениями для угловых переменных $\theta_{1,3}^*$ и $\phi_{1,3}^*$ в системе покоя векторного мезона: азимутальный угол ограничен в пределах $z_{\text{cut},1} \leq z = \cos \theta_{1,3}^* \leq z_{\text{cut},2}$, $|z_{\text{cut}}| < 1$, интервал для угла ϕ_1^* остается неизменным, т. е. $0 \leq \phi_{1,3}^* \leq 2\pi$. В случае отсутствия ограничений ($z_{\text{cut},i} = 1$) формула (2) определяет сечение каскадного процесса в обычном приближении узкой ширины.

В формуле (2) использовано обозначение

$$\beta_{ij} = \beta_{m_i^2, m_j^2}(M_V^2) = \sqrt{\left(1 - \frac{m_i^2 + m_j^2}{M_V^2}\right)^2 - \frac{4m_i^2 m_j^2}{M_V^4}}, \quad \beta_i = \beta_{ii}. \quad (5)$$

2. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА CMS

Для уменьшения фона и усиления сигнала для реакций

$$pp \rightarrow W^+W^- + X \rightarrow \ell^+\ell^-\nu_\ell\bar{\nu}_\ell + X, \quad (6)$$

$$pp \rightarrow W^+W^- + X \rightarrow \ell\nu_\ell q\bar{q} + X \quad (7)$$

в эксперименте CMS используются ограничения (cuts) на различные кинематические характеристики частиц. Сводка ограничений, которые могут повлиять на величину лоренц-инвариантных фазовых объемов, представлена в табл. 1.

Отметим, что все ограничения устанавливаются в системе центра инерции адронов (с. ц. и. а.). Для того чтобы отличать кинематические переменные в различных системах отсчета, используем следующие обо-

Таблица 1. Сводка кинематических ограничений для процессов резонансного парного рождения векторных бозонов на установке CMS

| Объект | Величина | Значение cut-параметра, ГэВ |
|--------------------------------|--|-----------------------------|
| Лептоны e^- (μ^-) | Поперечный импульс p_{T,e,μ^\pm} | > 50 (53) |
| Адронные струи (jets) | Поперечный импульс $p_{T,\text{jet}}$ | > 200 |
| $W_{\text{пер}}$ -бозоны | Поперечный импульс $p_{T,W}$ | > 200 |
| Пара W^\pm -бозонов | Эффективная масса M_{WW} | > 900 |
| Нейтрино ν_e (ν_μ) | Недостающий поперечный импульс $p_{T,\text{miss}}$ | > 110 (40) |

значения. В системе центра инерции адронов эти переменные будем обозначать с символом тильда \sim . В системе центра инерции партонов (с. ц. и. п.) этот символ будем опускать, а в системах покоя векторных бозонов используем символ $*$ (звездочка).

В случае лептон-адронного канала (7) имеется калибровочный бозон, распадающийся на пару лептонов, и адронно-распадающийся калибровочный бозон, которые называют лептонным W (W_{lep}) и адронным W (W_{jet}) бозонами соответственно.

Угол между входящими протонами и исходящими калибровочными W -бозонами обозначим как θ_V . Для каждого калибровочного бозона можно определить плоскость распада, содержащую векторы импульса бозона p_W и его продуктов распада. Плоскость W^- -бозона будем характеризовать 4-импульсами p_{W^-} , k_1 и k_2 , а с помощью 4-импульсов p_{W^+} , k_3 и k_4 определять плоскость W^+ -бозона. Угол между плоскостью адронного (лептонного) распада и плоскостью X в с. ц. и. п. обозначим $\phi_2(\phi_1)$.

Тогда для 4-импульсов W^\pm -бозонов и конечных частиц имеем

$$p_{W^\mp} = \gamma_W M_W (1, \pm \beta_W \sin \theta_V \cos \phi_V, \pm \beta_W \sin \theta_V \sin \phi_V, \pm \beta_W \cos \theta_V), \quad (8)$$

$$k_i = E_i \{1, \sin \theta \cos \phi_i, \sin \theta_i \sin \phi_i, \cos \theta_i\}, \quad i = 1, \dots, 4. \quad (9)$$

В системе покоя W_{lep} -бозона для импульсов лептонов имеем, что

$$k_{1,2}^* = \frac{M_W}{2} \{1, \pm \sin \theta_1^* \cos \phi_1^*, \pm \sin \theta_1^* \sin \phi_1^*, \pm \cos \theta_1^*\}. \quad (10)$$

В отсутствие ограничений для безмассовых фермионов косинус углов θ_V и θ_i, θ_i^* варьируется в пределах от -1 до $+1$. Диапазон углов ϕ_V и ϕ_i, ϕ_i^* составляет от 0 до 2π .

Чтобы получить ограничения для угла рассеяния θ_1^* и азимутального угла ϕ_1^* в системе покоя W_{lep} -бозона, используя экспериментальные ограничения по поперечным импульсам лептонов, необходимо найти связь между импульсами лептонов и кварков в системах покоя W -бозонов и центра инерции партонов.

Для состояний с пуанкаре-инвариантными спиральностями можно найти связь между 4-импульсами безмассовых фермионов в с. ц. и. п. и системе покоя W_{lep} -бозона. Тогда имеем

$$\begin{aligned} R^{-1}(\phi, \theta, -\phi) k_{1,2} &= L_z(V_{P_W}) k_{1,2}^*, \quad \mathbf{P}_W = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2, \\ E_{1,2} &= |\mathbf{k}_{1,2}| = \frac{M_{WW}}{4} (\beta_W \pm \cos \theta_1^*). \end{aligned} \quad (11)$$

Рассмотрим, как могут варьироваться пределы изменения угловых величин при учете экспериментальных ограничений на кинематические характеристики. Из уравнений

$$\tilde{p}_{T,W} \geq p_{T,W}^{\text{cut}}, \quad \tilde{p}_{T,W} = p_{T,W} = M_W \gamma_W \beta_W \sin \theta_V \quad (12)$$

получим, что

$$-\sqrt{1 - \frac{(2p_{T,W}^{\text{cut}})^2}{M_{WW}^2 - 4M_W^2}} \leq \cos \theta_V \leq \sqrt{1 - \frac{(2p_{T,W}^{\text{cut}})^2}{M_{WW}^2 - 4M_W^2}}. \quad (13)$$

Из экспериментальных ограничений

$$\tilde{p}_{T,\ell} = p_{T,\ell} \geq p_{T,\ell}^{\text{cut}}, \quad \tilde{p}_{T,\nu_\ell} = p_{T,\nu_\ell} \geq p_{T,\text{miss}}^{\text{cut}} \quad (14)$$

следует, что

$$|\mathbf{k}_1| \geq \frac{p_{T,\ell}^{\text{cut}}}{\sin \theta_1} \geq p_{T,\ell}^{\text{cut}}, \quad |\mathbf{k}_2| \geq \frac{p_{T,\nu_\ell}^{\text{cut}}}{\sin \theta_2} \geq p_{T,\text{miss}}^{\text{cut}}. \quad (15)$$

Используя (11) и (14), находим, что ограничение на косинус угла θ_1^* для W_{lep} -бозона определяется неравенством

$$\frac{1}{\beta_W} \left(\frac{4p_{T,\text{miss}}^{\text{cut}}}{M_{WW}} - 1 \right) \leq \cos \theta_1^* \leq \frac{1}{\beta_W} \left(1 - \frac{4p_{T,\ell}^{\text{cut}}}{M_{WW}} \right). \quad (16)$$

Поскольку кварк и антикварк не были отличимы друг от друга при измерении, то фазовый объем распада $W^+ \rightarrow q_i \bar{q}_j$ вдвое меньше, чем для ситуации, когда кварк и антикварк могут быть идентифицированы. Следовательно, предел изменения $\cos \theta_3^*$ находится на интервале $[0, 1]$ (см., например, [6, с. 162–163]).

В итоге ограничения $\cos \theta_3^*$ для W_{jet} -бозона принимают вид

$$0 \leq \cos \theta_3^* \leq \frac{1}{\beta_W} \left(1 - \frac{4p_{T,\text{jet}}^{\text{cut}}}{M_{WW}} \right). \quad (17)$$

Ограничения на полярные углы, по всей видимости, отсутствуют, т. е. $0 \leq \phi_{1,3}^* \leq 2\pi$.

3. МЕТОДИКА ОЦЕНКИ АНОМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Методика оценки аномальных констант основана на методе наименьших квадратов. Будем исходить из предположения о том, что результаты экспериментов по измерению сечения процессов (6) и (7) с аномальными параметрами W^\pm -бозонов согласуются с предсказаниями СМ в пределах ожидаемой точности измерений.

В качестве «наблюдаемой» величины выберем число событий N^{SM} , попадающих в интервал $[M_{WW}^{\text{min}}, M_{WW}^{\text{max}}]$ в случае, если бы процесс (1) определялся за счет СМ. В качестве модельной функции возьмем число событий $N_i^{\text{anom}}(\Omega)$, индуцируемое взаимодействиями при наличии набора ЛЕР аномальных трехбозонных констант связи $\Omega = \{\Delta k_Z, \lambda_Z, \Delta g_1^Z\}$ или набора EFT [7]:

$$\Omega = \left\{ \frac{c_W}{\Lambda^2}, \frac{c_B}{\Lambda^2}, \frac{c_{WW}}{\Lambda^2} \right\}. \quad (18)$$

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 $\sim \delta_{\text{syst}} N^{\text{SM}}$, то ошибка δN^{SM} будет задаваться соотношением

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

Число событий определяется формулой

$$N = L_{\text{int}} \int_{M_{WW}^{\min}}^{M_{WW}^{\max}} \left(\frac{d\sigma}{dM_{WW}} \right) dM_{WW}. \quad (19)$$

В соотношении (19) сечение $d\sigma/dM_{WW}$ задается формулой (2).

В итоге адаптация χ^2 -критерия для оценки возможных значений аномальных параметров приводит к неравенству

$$\chi^2(\Omega) = \left(\frac{N^{\text{anom}}(\Omega) - N^{\text{SM}}}{\delta N^{\text{SM}}} \right)^2 \leq \Delta\chi_{\text{crit}}^2, \quad (20)$$

которое задает область аномальных параметров трехбозонных взаимодействий с вероятностным содержанием уровня достоверности. Для случая уровня достоверности 95 % величина $\Delta\chi_{\text{crit}}^2$ равна 3,84, 5,99 и 7,82 с числом параметров 1, 2 и 3 соответственно (см., например, [8]).

Величина светимости L_{int} для процесса (1) для CMS при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ может достигать значения $L_{\text{int}} = 36,1 \text{ фб}^{-1}$ в интервале $[M_{WW}^{\min}, M_{WW}^{\max}] = [1000 \text{ ГэВ}, 4000 \text{ ГэВ}]$ [9]. Для систематической ошибки в качестве общепринятого значения можно взять $\delta_{\text{syst}} = 2\%$.

4. ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ АНОМАЛЬНЫХ КОНСТАНТ

Оценку аномальных констант проведем для двух наборов: для набора $\Omega = \{\Delta k_Z, \lambda_Z, \Delta g_1^Z\}$ (параметризация LEP) и связанного с ним набора EFT (18).

Эти параметры остаются в соответствующих эффективных лагранжианах трехбозонных взаимодействий при условии инвариантности относительно преобразований Лоренца, градиентных преобразований $U(1)_{\text{em}}$, требования $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -симметрии, а также преобразований CP-симметрии.

Ограничения получим для процессов (6) и (7) с учетом экспериментальных «катов» на лептонный и адронный каналы распадов W -бозонов (13) и (16), (17) (варианты $\ell\nu_\ell q\bar{q}$ и $\ell\nu_\ell \ell\nu_\ell$). Для сравнения рассмотрим вариант «posit» с отсутствием экспериментальных ограничений.

Доверительные интервалы для отдельных аномальных параметров строятся с явной фиксацией остальных, равных нулю.

Полученные ожидаемые одномерные пределы параметров при уровнях достоверности 68 и 95 % для обеих параметризаций приведены в табл. 2.

Таблица 2. Одномерные ограничения для трех СР-четных аномальных констант связи трехбозонных взаимодействий в параметризациях LEP и EFT

| Уровень достоверности, % | Канал | λ_Z | Δg_1^Z | Δk_Z |
|--------------------------|-------------------------------|---|---|---|
| 68 | $\nu_e q \bar{q}$ | [-0,0058, 0,0059] | [-0,0042, 0,0060] | [-0,0060, 0,0042] |
| | $\nu_e \ell \nu_e$ | [-0,0074, 0,0075] | [-0,0061, 0,0082] | [-0,0081, 0,0062] |
| | $\nu_e q \bar{q}$ - poscut | [-0,0061, 0,0062] | [-0,0063, 0,0085] | [-0,0084, 0,0063] |
| 95 | $\nu_e q \bar{q}$ | [-0,0082, 0,0083] | [-0,0062, 0,0080] | [-0,0080, 0,0062] |
| | $\nu_e \ell \nu_e$ | [-0,0104, 0,0106] | [-0,0090, 0,0110] | [-0,0110, 0,0090] |
| | $\nu_e q \bar{q}$ - poscut | [-0,0086, 0,0087] | [-0,0092, 0,0114] | [-0,0114, 0,0093] |
| Уровень достоверности, % | Канал | $\frac{c_{WWW}}{\Lambda^2}$, ТэВ ⁻² | $\frac{c_B}{\Lambda^2}$, ТэВ ⁻² | $\frac{c_W}{\Lambda^2}$, ТэВ ⁻² |
| 68 | $\nu_e q \bar{q}$ | [-1,407, 1,433] | [-4,562, 6,412] | [-4,366, 6,472] |
| | $\nu_e \ell \nu_e$ | [-1,794, 1,827] | [-6,628, 8,762] | [-6,301, 8,795] |
| | $\nu_e q \bar{q}$ - poscut | [-1,474, 1,504] | [-6,821, 9,073] | [-6,343, 9,066] |
| 95 | $\nu_e q \bar{q}$ | [-1,908, 2,006] | [-6,724, 8,575] | [-6,484, 8,590] |
| | $\nu_e \ell \nu_e$ | [-2,525, 2,558] | [-9,684, 11,819] | [-9,278, 11,772] |
| | $\nu_e q \bar{q}$ - poscut | [-2,075, 2,105] | [-9,976, 12,228] | [-9,372, 12,094] |

Сравнительный анализ показывает, что лептон-адронный канал распадов W -бозонов дает более строгие ограничения, чем случай лептон-лептонного канала и вариант без учета ограничений. Различие в оценках аномальных параметров достигает ~ 20 – 30 %.

Двумерные ограничения на попарные комбинации параметров строятся при уровнях достоверности 68 и 95 % для параметризаций LEP и EFT. Пределы представлены в виде контуров в пространстве соответствующих параметров, показанных на рис. 1 и 2 для двух параметризаций.

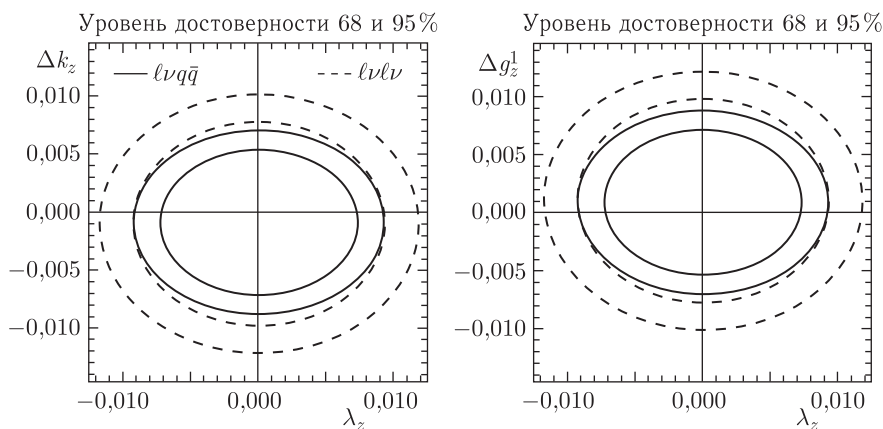


Рис. 1. Двумерные ограничения для параметризации LEP

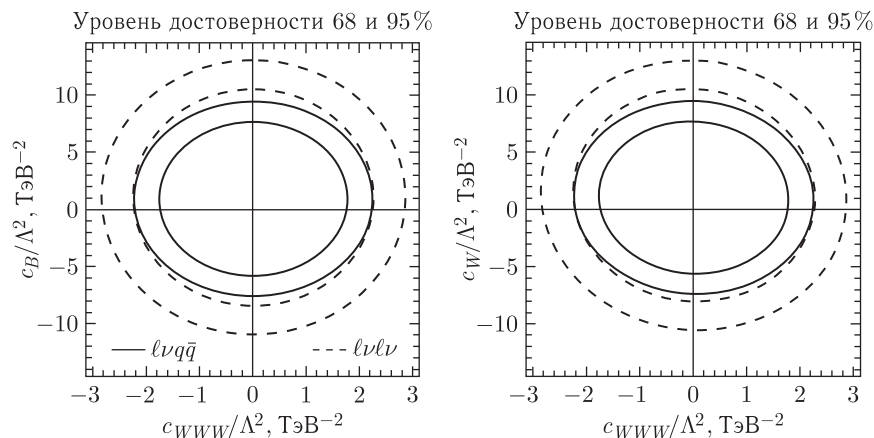


Рис. 2. Двумерные ограничения для параметризации EFT

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках улучшенного приближения узкой ширины получены возможные одномерные и двумерные ограничения на CP-четные аномальные константы трехбозонных $WW\gamma$ - и WWZ -взаимодействий в реакции парного рождения W^\pm -бозонов с учетом экспериментальных ограничений на кинематические переменные в эксперименте CMS.

Установлено, что лептон-адронный канал распадов W -бозонов дает более строгие ограничения на аномальные параметры, чем случай лептон-лептонного канала и вариант без учета ограничений. Отметим,

что реакция парного рождения W^\pm -бозонов при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ позволяет улучшить ограничения, найденные на коллайдере LEP, почти на порядок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shmatov S. V.* Highlights of Searches for Physics beyond the Standard Model from the CMS Experiment at the LHC // *Phys. Part. Nucl.* 2018. V. 49, No. 4. P. 735–740.
2. *Abdallah J. et al.* Study of W Boson Polarizations and Triple Gauge Boson Couplings in the Reaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ at LEP 2 // *Eur. Phys. J. C.* 2008. V. 54. P. 345–364.
3. *Андреев В. В.* Аномальные константы трехбозонных вершин в процессе парного рождения W^\pm -бозонов на CMS LHC // *Весці Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фізіка-мат. навук.* 2021. Т. 57, № 1. С. 33–45.
4. *Андреев В. В.* Вычисление сечения каскадной реакции $2 \rightarrow 4$ методом базисных спиноров // *Проблемы физики, математики и техники.* 2021. № 2(47). С. 7–13.
5. *Верле Ю.* Релятивистская теория реакций. М.: Атомиздат, 1969. 442 с.; *Новожилов Ю. В.* Введение в теорию элементарных частиц. М.: Наука, 1972. 472 с.
6. *Пилькун Х.* Физика релятивистских частиц. М.: Мир, 1983. 542 с.
7. *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 // *Ann. Phys.* 2013. V. 335. P. 21–32.
8. *Zyla P. A. et al.* Review of Particle Physics // *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2020. V. 2020, No. 8. 083C01.
9. *Sirunyan A. M. 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 // *JHEP.* 2019. V. 12. P. 062-1–062-41.