

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

*В. В. Андреев*<sup>1</sup>, *В. В. Макаренко*<sup>2</sup>, *Н. В. Максименко*<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, Беларусь

<sup>2</sup> Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета,  
Минск

Получены ограничения CP-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

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

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 расчитать 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

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

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  $\phi_1^*$  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 $e^-$ ( $\mu^-$ )	Поперечный импульс $p_{T,e,\mu^\pm}$	$> 50$ (53)
Адронные струи (jets)	Поперечный импульс $p_{T,\text{jet}}$	$> 200$
$W_{\text{lep}}$ -бозоны	Поперечный импульс $p_{T,W}$	$> 200$
Пара $W^\pm$ -бозонов	Эффективная масса $M_{WW}$	$> 900$
Нейтрино $\nu_e$ ( $\nu_\mu$ )	Недостающий поперечный импульс $p_{T,\text{miss}}$	$> 110$ (40)

значения. В системе центра инерции адронов эти переменные будем обозначать с символом тильда  $\tilde{\sim}$ . 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  $W$  ( $W_{\text{lep}}$ ) и адронным  $W$  ( $W_{\text{jet}}$ ) бозонами соответственно.

Угол между входящими протонами и исходящими калибровочными  $W$ -бозонами обозначим как  $\theta_V$ . 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  $W_{\text{lep}}$ -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  $\theta_V$  и  $\theta_i$ ,  $\theta_i^*$  варьируется в пределах от  $-1$  до  $+1$ . Диапазон углов  $\phi_V$  и  $\phi_i$ ,  $\phi_i^*$  составляет от  $0$  до  $2\pi$ .

Чтобы получить ограничения для угла рассеяния  $\theta_1^*$  и азимутального угла  $\phi_1^*$  в системе покоя  $W_{\text{lep}}$ -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  $W_{\text{lep}}$ -бозона. Тогда имеем

$$R^{-1}(\phi, \theta, -\phi) k_{1,2} = L_z(V_{P_W}) k_{1,2}^*, \quad \mathbf{P}_W = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2, \quad (11)$$

$$E_{1,2} = |\mathbf{k}_{1,2}| = \frac{M_W W}{4} (\beta_W \pm \cos \theta_1^*).$$

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  $\theta_1^*$  для  $W_{\text{lep}}$ -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  $W_{\text{jet}}$ -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  $N^{\text{SM}}$ , 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 LEP аномальных трехбозонных констант связи  $\Omega = \{\Delta k_Z, \lambda_Z, \Delta g_1^Z\}$  или набора EFT [7]:

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

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

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

Число событий определяется 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  $\chi^2$ -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  $L_{\text{int}}$  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  $\delta_{\text{sys}} = 2\%$ .

#### 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  $\nu_\ell e q \bar{q}$  и  $\nu_\ell \ell \nu_\ell$ ). 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	$\lambda_Z$	$\Delta g_1^Z$	$\Delta k_Z$
68	$\nu_e e q \bar{q}$	[-0,0058, 0,0059]	[-0,0042, 0,0060]	[-0,0060, 0,0042]
	$\nu_e e \nu_e$	[-0,0074, 0,0075]	[-0,0061, 0,0082]	[-0,0081, 0,0062]
	$\nu_e e q \bar{q}$ - posut	[-0,0061, 0,0062]	[-0,0063, 0,0085]	[-0,0084, 0,0063]
95	$\nu_e e q \bar{q}$	[-0,0082, 0,0083]	[-0,0062, 0,0080]	[-0,0080, 0,0062]
	$\nu_e e \nu_e$	[-0,0104, 0,0106]	[-0,0090, 0,0110]	[-0,0110, 0,0090]
	$\nu_e e q \bar{q}$ - posut	[-0,0086, 0,0087]	[-0,0092, 0,0114]	[-0,0114, 0,0093]
Уровень достоверности, %	Канал	$\frac{c_{WWW}}{\Lambda^2}$ , ТэВ <sup>-2</sup>	$\frac{c_B}{\Lambda^2}$ , ТэВ <sup>-2</sup>	$\frac{c_W}{\Lambda^2}$ , ТэВ <sup>-2</sup>
68	$\nu_e e q \bar{q}$	[-1,407, 1,433]	[-4,562, 6,412]	[-4,366, 6,472]
	$\nu_e e \nu_e$	[-1,794, 1,827]	[-6,628, 8,762]	[-6,301, 8,795]
	$\nu_e e q \bar{q}$ - posut	[-1,474, 1,504]	[-6,821, 9,073]	[-6,343, 9,066]
95	$\nu_e e q \bar{q}$	[-1,908, 2,006]	[-6,724, 8,575]	[-6,484, 8,590]
	$\nu_e e \nu_e$	[-2,525, 2,558]	[-9,684, 11,819]	[-9,278, 11,772]
	$\nu_e e q \bar{q}$ - posut	[-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  $\sim 20$ –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.

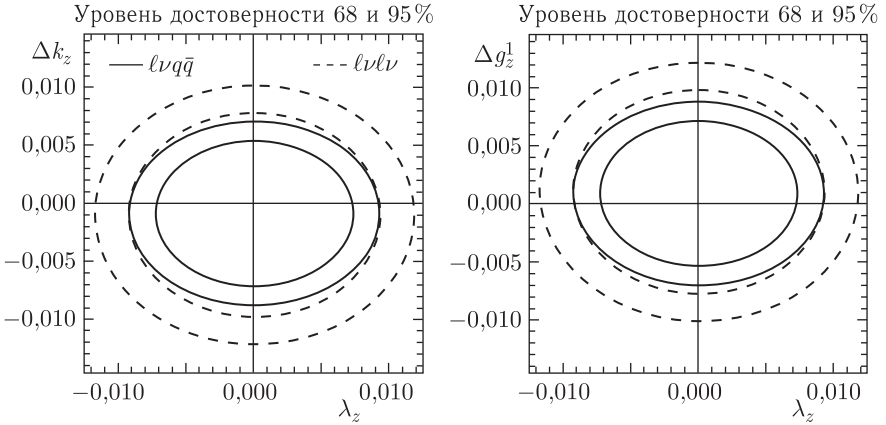


Рис. 1. Двумерные ограничения для параметризации LEP

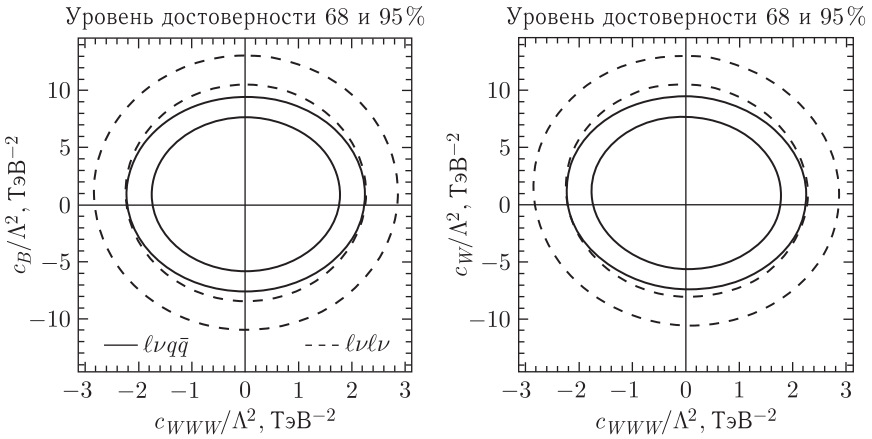


Рис. 2. Двумерные ограничения для параметризации EFT

## 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.