

Model-independent constraints on extra neutral heavy bosons effective parameters at the future  $e^+e^-$  colliders  
Модельно-независимые ограничения на параметры дополнительных нейтральных тяжелых бозонов на будущих  $e^+e^-$  коллайдерах

*D. V. Sinegribov<sup>a,b,1</sup>, V. V. Andreev<sup>b,2</sup>, V. R. Kurylenka<sup>a,b</sup>, I. A. Serenkova<sup>a</sup>*  
*Д. В. Синегрибов<sup>a,b</sup>, В. В. Андреев<sup>b</sup>, В. Р. Куриленко<sup>a,b</sup>, И. А. Серенкова<sup>a</sup>*

<sup>a</sup> P.O. Sukhoi Gomel State Technical University, 246746 Gomel, Belarus

<sup>a</sup> Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого, 246746 Гомель, Беларусь

<sup>b</sup> F. Skorina Gomel State University, 246024 Gomel, Belarus

<sup>b</sup> Гомельский государственный университет имени Ф. Скорины, 246024 Гомель, Беларусь

В работе представлена методика получения ограничений на новые, обобщенные, эффективные параметры  $Z'$ -бозона для процесса  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  ( $f \neq e$ ).

This paper presents a methodology for obtaining constraints on new, generalized, effective  $Z'$ -boson parameters for the  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  ( $f \neq e$ ) process.

PACS: 12.60.-i; 12.60.Cn; 13.66.Hk

## Введение

Стандартная Модель (СМ) в настоящее время рассматривается как низкоэнергетическое приближение будущей фундаментальной теории, описывающей все взаимодействия. СМ согласуется практически со всеми экспериментальными данными, но и имеет явные недостатки, которые являются причиной для дальнейшей, более глубокой проверки СМ и поиска "новой" физики. Задача этого поиска является актуальной для  $e^+e^-$  ускорителей следующего поколения: ILC ( $\sqrt{s} = 0.25, 0.5, 1$  ТэВ), CLIC ( $\sqrt{s} = 0.34, 1.5, 3$  ТэВ), FCC-ee ( $\sqrt{s} = 91, 161, 240, 365$  ГэВ), СЕРС ( $\sqrt{s} = 91, 160, 250$  ГэВ) [1]. ILC и CLIC являются наилучшими вариантами для поиска и изучения нестандартной физики из-за высокой энергии и наличия возможности продольной поляризации  $e^+$  и  $e^-$  пучка.

Будущие эксперименты либо согласуются с СМ, либо имеют отклонения от ее предсказаний. Для первого случая, данные можно использовать для ограничения расширений СМ. В случае наличия существенного

---

<sup>1</sup>E-mail: dvsinegribov@gmail.com

<sup>2</sup>E-mail: vik.andreev@gsu.by

отклонения можно интерпретировать его используя параметры массивного калибровочного бозона –  $Z'$  [2]. Современные ограничения на массу  $Z'$ , полученные на ЛНС,  $m_{Z'} \sim 5150$  ГэВ [3], что заметно больше в сравнении с планируемыми энергиями ILC и CLIC. Поэтому, предоставляется возможность исследовать только косвенные эффекты  $Z'$ , проявляющиеся в виде отклонений наблюдаемой от поведения СМ, тогда экспериментальную информацию можно представить в виде ограничений на параметры  $Z'$ . Полученные ограничения можно использовать для исключения или подтверждения моделей  $Z'$  (SSM, LRM, ALRM,  $E_6$ -модели и другие) [2, 4]. Актуальной задачей является разработка стратегии получения ограничений с большей точностью без увеличения светимости или энергии ускорителя, а используя различные оптимальные условия эксперимента и наблюдаемые.

Дифференциальное сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$

Для выполнения модельно-независимого анализа, необходимо найти представление дифференциального сечения для процесса  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  введя обобщенные, эффективные параметры, линейно входящие в сечение. Это необходимо для корректного использования методики по нахождению ограничений на параметры  $Z'$ .

Для такой цели, дифференциальное сечение рассеяния для процесса  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(f \neq e)$  в приближении Борна можно представить в виде:

$$\frac{d\sigma^{\text{SM}+Z'}}{dz}(P^-, P^+) = N_C(1 - P^-P^+) \frac{\alpha^2\beta\pi}{8s} \times \\ \times \left[ (z\beta + 1)^2 q_1^{\text{SM}+Z'} + (z\beta - 1)^2 q_2^{\text{SM}+Z'} + 2\eta^2 q_3^{\text{SM}+Z'} \right] = \frac{d\sigma^{\text{SM}}}{dz} + \frac{\Delta d\sigma^{Z'}}{dz}. \quad (1)$$

В формуле (1):  $z \equiv \cos \theta$  ( $\theta$  – угол между  $e^-$  и  $f$ );  $N_C$  – цветовой фактор ( $N_C = 1$ , если  $f$  – лептон и  $N_C = 3$ , если  $f$  – кварк);  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры;  $P^+$  и  $P^-$  – степени продольной поляризации  $e^+$  и  $e^-$  пучка;  $\beta = \sqrt{1 - 4m_f^2/s}$  ( $\eta = \sqrt{1 - \beta^2}$ );  $m_f$  – масса конечного фермиона;  $\sqrt{s}$  – энергия столкновения.

Параметры  $q_{1,2,3}^{\text{SM}+Z'}$  определяются комбинациями  $q_{\lambda_e, \lambda_f}^{\text{SM}+Z'}$  ( $\lambda_e$  и  $\lambda_f$  – спиральности начального и конечного состояния) и функцией  $P_{\text{eff}} = (P^- - P^+)/(1 - P^-P^+)$ :

$$q_1^{\text{SM}+Z'} = p_{\text{eff}}^+ |q_{LL}^{\text{SM}+Z'}|^2 + p_{\text{eff}}^- |q_{RR}^{\text{SM}+Z'}|^2, \\ q_2^{\text{SM}+Z'} = p_{\text{eff}}^+ |q_{RL}^{\text{SM}+Z'}|^2 + p_{\text{eff}}^- |q_{LR}^{\text{SM}+Z'}|^2, \\ q_3^{\text{SM}+Z'} = p_{\text{eff}}^+ \Re[q_{RR}^{\text{SM}+Z'} q_{RL}^{*\text{SM}+Z'}] + p_{\text{eff}}^- \Re[q_{LL}^{\text{SM}+Z'} q_{LR}^{*\text{SM}+Z'}], \quad (2)$$

где  $p_{\text{eff}}^\pm = 1 \pm P_{\text{eff}}$ .

В свою очередь, параметры  $q_{\lambda_e, \lambda_f}^{\text{model}}$ , содержащие характеристики  $Z'$ -бозона (константы связи, массу и полную ширину), определяются формулами:

$$\begin{aligned} q_{LL}^{\text{SM}+Z'} &= \sum_i \frac{sg_{i,e}^L g_{i,f}^L}{s - m_i^2 + im_i \Gamma_i}, & q_{RR}^{\text{SM}+Z'} &= \sum_i \frac{sg_{i,e}^R g_{i,f}^R}{s - m_i^2 + im_i \Gamma_i}, \\ q_{LR}^{\text{SM}+Z'} &= \sum_i \frac{sg_{i,e}^L g_{i,f}^R}{s - m_i^2 + im_i \Gamma_i}, & q_{RL}^{\text{SM}+Z'} &= \sum_i \frac{sg_{i,e}^R g_{i,f}^L}{s - m_i^2 + im_i \Gamma_i}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $g_{i,f}^{L,R} \equiv g_{i,f}^{\mp}$  – фермионные константы связи с бозонами  $i = \gamma, Z^0, Z'$  с соответствующими массами  $m_i$  и ширинами распада  $\Gamma_i$ .

Фермионные константы связи с  $Z^0$  и  $\gamma$  определяются значениями электрических зарядов  $Q_f$  и третьих компонент изоспина  $t_f$ :

$$g_{Z^0, f}^{\rho} = (\delta_{\rho, -} t_f / 2 - Q_f s_w^2) / (s_w c_w), \quad g_{\gamma, f}^{\rho} = -Q_f, \quad \rho = \mp, \quad (4)$$

где  $s_w$  и  $c_w$  – синус и косинус угла Вайберга-Салама  $\theta_W$ .

В формуле (4) множитель  $e = \sqrt{4\pi\alpha}$  вынесен из всех констант связи, включая и  $Z'$ .

Для получения ограничений удобно ввести обобщенные, эффективные параметры отклонения  $\Delta q_{1,2,3}$ ,

$$\begin{aligned} \Delta q_1 (p_{\text{eff}}^+, p_{\text{eff}}^-) &= q_1^{\text{SM}+Z'} - q_1^{\text{SM}}, & \Delta q_2 (p_{\text{eff}}^+, p_{\text{eff}}^-) &= q_2^{\text{SM}+Z'} - q_2^{\text{SM}}, \\ \Delta q_3 (p_{\text{eff}}^+, p_{\text{eff}}^-) &= q_3^{\text{SM}+Z'} - q_3^{\text{SM}}, \end{aligned} \quad (5)$$

которые определяют отклонение дифференциального сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  от значения в СМ.

### Методика получения ограничений

Методика оценки ограничений на эффективные параметры основана на методе наименьших квадратов. Будем исходить из предположения о том, что результаты будущих экспериментов согласуются с предсказаниями СМ в пределах ожидаемой точности измерений. Тогда ограничения на параметры  $\Omega = \{\Delta q_{1,2,3}\}$  можно найти используя критерий:

$$\chi^2(\Omega) = \sum_{i=1}^{\text{bins}} \left[ \frac{N_i^{\text{SM}+Z'}(\Omega) - N_i^{\text{SM}}}{\delta N_i^{\text{SM}}} \right]^2 \leq \chi_{\text{min}}^2 + \chi_{C.L.}^2, \quad (6)$$

где  $\chi_{\text{min}}^2$  определяется из требования минимального значения функции  $\chi^2(\Omega)$ . Легко увидеть, что для нашего случая  $\chi_{\text{min}}^2 = 0$ .

Значение  $\chi_{C.L.}^2$  задается уровнем достоверности ( $C.L.$ ). Для 95% уровня достоверности, используя определение квантиля, можно найти  $\chi_{C.L.}^2 = = 3.84, 5.99, 7.82$  для количества параметров равного 1, 2 и 3 [3].

Для вышеизложенного анализа полезна следующая формула:

$$\chi^2 \left( \hat{\Omega}_i \pm N \sigma_{\hat{\Omega}_i} \right) = \chi_{min}^2 + N^2. \quad (7)$$

В (7) функция  $N = \Phi^{-1}(\beta)$  является квантилем уровня  $\beta$  стандартизованного нормального распределения. Этот вариант используется для нахождения доверительных интервалов параметров, когда не оцениваются интервалы всех других параметров.

Экспериментальной величиной является число событий  $N_i^{SM}$  углового интервала  $|z| \leq 0.98$ . В качестве модельной функции выбирается число событий  $N_i^{SM+Z'}(\Omega)$  индуцируемое взаимодействиями при наличии  $Z'$ . Неопределенность SM определяется случайной ошибкой  $-\delta N_i^{SM} = \sqrt{N_i^{SM}}$ .

Число событий в  $i$ -ом бине определяется:

$$N_i^{SM+Z'} = \mathcal{L}_{int} \epsilon_f \int_{z_i}^{z_{i+1}} \left( \frac{d\sigma^{SM+Z'}}{dz} \right) dz, \quad (8)$$

где  $\mathcal{L}_{int}$  – интегральная светимость;  $\epsilon_f$  – эффективность регистрации конечного состояния  $f$ .

Алгоритм получения ограничений включает в себя 3 этапа. Для выполнения первого этапа необходимо найти области изменения параметров (5) для различных поляризационных наблюдаемых, включая и неполяризованный случай. Второй этап заключается в получении ограничений на параметры  $|q_{i,j}^{SM+Z'}|$  с помощью системы уравнений (2). Целью третьего этапа является нахождение областей возможного изменения физических параметров  $Z'$  ( $g_{Z',f}^{L,R}$ ,  $m_{Z'}$  и  $\Gamma_{Z'}$ ).

В нашей работе реализуется первый этап изложенной методики на примере процесса  $e^+e^- \rightarrow \tau\bar{\tau}$  используя энергии столкновения и интегральные светимости будущего линейного  $e^+e^-$  ускорителя CLIC [5].

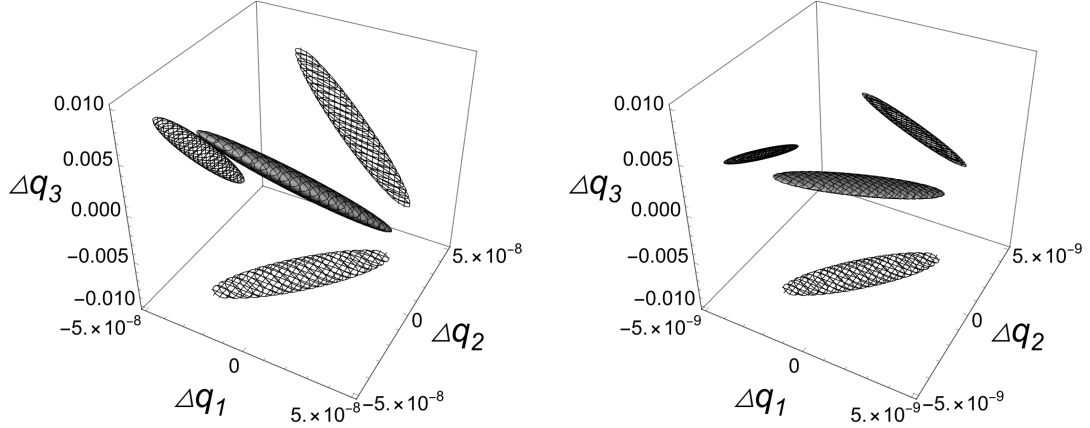
Используя (7), получим доверительные интервалы с  $C.L. = 68.3\%$  на  $\Delta q_{1,2}$  для неполяризованного случая, которые представлены в таблице 1. Для представленного варианта не учитывается наличие корреляции между параметрами.

Таблица 1. Одномерные ограничения на эффективные параметры  $\Delta q_{1,2}$  для неполяризованного случая

$\sqrt{s}$ , ТэВ	$\mathcal{L}_{int}$ , аб $^{-1}$	$\Delta q_1$	$\Delta q_2$
1.5	2.5	$\pm 8.8 \times 10^{-5}$	$\pm 15.7 \times 10^{-5}$
3.0	5.0	$\pm 12.4 \times 10^{-5}$	$\pm 22.1 \times 10^{-5}$

Учитывая корреляцию между тремя эффективными параметрами  $\Delta q_{1,2,3}$  (используя формулу (6)), можно построить области ограничений в виде эллипсоида, представленного на рисунке 1.

В дальнейшем планируется получить доверительные интервалы используя все комбинации значений  $P^+$  и  $P^-$  и учесть радиационные поправки для возможного улучшения точности ограничений.



$$\sqrt{s} = 1.5 \text{ ТэВ}, \mathcal{L}_{int} = 2.5 \text{ аб}^{-1}$$

$$\sqrt{s} = 3 \text{ ТэВ}, \mathcal{L}_{int} = 5 \text{ аб}^{-1}$$

Рис. 1. Модельно-независимые ограничения на эффективные параметры  $\Delta q_{1,2,3}$  полученные для возможного эксперимента на  $e^+e^-$  ускорителе CLIC

### Заключение

В работе предложена методика нахождения ограничений на параметры  $Z'$  для процесса  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ . Основой методики является представление дифференциального сечения с частично поляризованными начальными состояниями используя эффективные параметры, введенные впервые. Получены модельно-независимые ограничения на обобщенные, эффективные параметры  $\Delta q_{1,2,3}$  в процессе  $e^+e^- \rightarrow \tau\bar{\tau}$  для возможного эксперимента на  $e^+e^-$  ускорителе CLIC.

В заключение авторы выражают благодарность Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку настоящей работы.

### Список литературы

1. *Das Arindam, Bhupal Dev P.S., Hosotani Yutaka, Mandal Sanjoy* Probing the minimal U(1)X model at future electron-positron colliders via fermion pair-production channels // Phys. Rev. D. — 2022. — V. 105, no. 11. — 115030. — arXiv:2104.10902 [hep-ph].
2. *Leike A.* The Phenomenology of extra neutral gauge bosons // Phys. Rept. — 1999. — V. 317. — P. 143–250. — arXiv:9805494 [hep-ph].
3. *Workman R.L. and others* Review of Particle Physics // Prog. Theor. Exp. Phys. — 2022. — 083C01.
4. *Leike A., Riemann S.*  $Z'$  search in  $e^+e^-$  annihilation // Z. Phys. C. — 1997. — V. 75. — P. 341–348. — arXiv:9607306 [hep-ph].
5. *Charles T.K. and others* The Compact Linear Collider (CLIC) - 2018 Summary Report // CERN-2018-005-M, CERN-2018-005. — V. 2/2018. — arXiv:1812.1812.06018 [hep-ph].