

## АНАЛИЗ КОСВЕННОГО ПРОЯВЛЕНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО $Z'$ -БОЗОНА НА ILC И CLIC

*Д. В. Синегрибов<sup>а, б, 1</sup>, В. В. Андреев<sup>б, 2</sup>, И. А. Серенкова<sup>а</sup>*

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

<sup>б</sup> Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, 246028, Беларусь

В работе предложена методика получения ограничений на характеристики  $Z'$ -бозона на основе анализа косвенных эффектов. Проведена оценка потенциальных возможностей коллайдеров ILC и CLIC по улучшению современных ограничений на массу  $Z'$ -бозона для различных моделей.

In this paper, we propose a method for obtaining constraints on the  $Z'$ -boson characteristics based on the analysis of indirect effects. We evaluate the potential of the ILC and CLIC colliders to improve current constraints on the  $Z'$ -boson mass for various models.

PACS: 12.60.–i; 12.60.Cn; 13.66.Hk

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время отсутствуют явные указания на расширение Стандартной модели (СМ). В связи с этим можно предположить, что существует энергетический пробел между электрослабым масштабом и масштабом, описывающим эффекты вне СМ. Тогда, в случае наличия новых частиц, их эффекты могут проявляться в виде поправок к процессам СМ. Это может привести к изменению характеристик процессов, таких как дифференциальные сечения, относительные и полные ширины распадов. Поэтому, когда прямое рождение новых частиц не обнаружено, исследования косвенных эффектов приобретают особую важность. За счет высокой энергии и светимости на будущих  $e^+e^-$ -коллайдерах можно выполнить прецизионные измерения таких эффектов. Данные эффекты могут индуцироваться новыми экзотическими частицами, такими как дополнительные  $Z'$ - и  $W'$ -бозоны, билептоны, лептокварки и др.  $Z'$ -бозон — гипотетическая, нейтральная частица спина 1 [1]. В программе исследований ILC [2] и CLIC [3] содержатся задачи по исследованию свойств  $Z'$ -бозона, поэтому разработка методики получения ограничений на его характеристики является актуальной задачей.

В данной работе вычисляются ограничения на характеристики нейтрального векторного  $Z'$ -бозона, который предсказывается многими моделями вне СМ (SSM,  $E_6$ ,

---

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

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

LR, USLH,  $B-L$  и др.) с учетом экспериментальных возможностей ускорителей ILC и CLIC. Подробное описание параметров моделей можно найти в [1, 4]. Основная цель исследования — оценить потенциальные возможности улучшения ограничений на характеристики  $Z$ -бозона в условиях будущих экспериментов на ILC и CLIC на основе разработанной в [5] методики. Предложенная методика базируется на исследовании косвенного проявления  $Z'$  и использования поляризационных наблюдаемых. Заметим, что в работе не учитывается массовое смешивание  $Z$ - $Z'$ -бозонов. Также в процессе  $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$  все фермионы предполагаются безмассовыми.

## ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

Для извлечения ограничений на характеристики  $Z'$ -бозона используется дифференциальное сечение, которое представлено в [5]. Для случая  $m_f \ll \sqrt{s}$  такое дифференциальное сечение зависит только от линейной комбинации  $Q_1^{\text{SM}+Z'}$  и  $Q_2^{\text{SM}+Z'}$  следующим образом:

$$\frac{d\sigma^{\text{SM}+Z'}}{dz}(P_{e^-}, P_{e^+}) = N_C(1 - P_{e^-}P_{e^+}) \frac{\pi\alpha_{\text{em}}^2}{8s} \times \left[ (1-z)^2 Q_1^{\text{SM}+Z'} + (1+z)^2 Q_2^{\text{SM}+Z'} \right]. \quad (1)$$

В формуле (1):  $z \equiv \cos\theta$  ( $\theta$  — угол между  $e^-$  и  $f$ );  $P_{e^+}$  и  $P_{e^-}$  — степени  $e^+$ - и  $e^-$ -поляризации;  $N_C$  — цветовой фактор (1 для лептонов и 3 для кварков);  $\alpha_{\text{em}}$  — постоянная тонкой структуры;  $\sqrt{s}$  — энергия в системе центра масс;  $m_f$  — масса конечного фермиона.

Сечение (1) линейно зависит от параметров  $Q_1^{\text{SM}+Z'}$  и  $Q_2^{\text{SM}+Z'}$ , которые определяются эффективной поляризацией  $p_{\text{eff}}^\pm = 1 \pm \frac{P_{e^-} - P_{e^+}}{1 - P_{e^-}P_{e^+}}$  и спиральными параметрами  $q_{\lambda_e\lambda_f}^{\text{SM}+Z'}$ :

$$Q_1^{\text{SM}+Z'} = p_{\text{eff}}^- |q_{LR}^{\text{SM}+Z'}|^2 + p_{\text{eff}}^+ |q_{RL}^{\text{SM}+Z'}|^2, \quad (2)$$

$$Q_2^{\text{SM}+Z'} = p_{\text{eff}}^- |q_{LL}^{\text{SM}+Z'}|^2 + p_{\text{eff}}^+ |q_{RR}^{\text{SM}+Z'}|^2,$$

$$q_{\lambda_e\lambda_f}^{\text{SM}+Z'} = \sum_{i=\gamma, Z, Z'} g_{i,e}^{\lambda_e} g_{i,f}^{\lambda_f} \frac{s}{s - M_i^2 + iM_i\Gamma_i}, \quad (3)$$

где индексами  $\lambda_{e,f} = \mp 1(L/R)$  обозначены спиральности начальных и конечных фермионов.

В формуле (3):  $g_{i,f}^{L/R}$  — константы связи фермионов с бозонами;  $M_i$  и  $\Gamma_i$  — массы и ширины распадов промежуточных векторных бозонов.

## МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ОГРАНИЧЕНИЙ И РЕЗУЛЬТАТЫ

На основе предположения, что отклонение числа событий  $\Delta N_i$  модели  $Z'$  от предсказаний СМ не превышает экспериментальную неопределенность  $\delta N_i^{\text{SM}}$ , можно записать критерий для получения ограничений на параметры отклонения  $\Delta Q_{1,2}$ :

$$\chi^2(\Delta Q_{1,2}) = \sum_{i=1}^{\text{bins}} \left[ \frac{\Delta N_i(\Delta Q_{1,2})}{\delta N_i^{\text{SM}}} \right]^2 \leq \chi_{\text{min}}^2 + \chi_{\text{crit}}^2, \quad (4)$$

$$\Delta N_i = N_i^{\text{SM}+Z'}(Q_{1,2}^{\text{SM}+Z'}) - N_i^{\text{SM}}(Q_{1,2}^{\text{SM}}), \quad (5)$$

где параметры  $\Delta Q_{1,2}$  определяют величину отклонения модели  $Z'$  от СМ:

$$\Delta Q_1(p_{\text{eff}}^-, p_{\text{eff}}^+) = Q_1^{\text{SM}+Z'} - Q_1^{\text{SM}} = p_{\text{eff}}^- \Delta q_{LR} + p_{\text{eff}}^+ \Delta q_{RL}, \quad (6)$$

$$\Delta Q_2(p_{\text{eff}}^-, p_{\text{eff}}^+) = Q_2^{\text{SM}+Z'} - Q_2^{\text{SM}} = p_{\text{eff}}^- \Delta q_{LL} + p_{\text{eff}}^+ \Delta q_{RR}, \quad (7)$$

$$\Delta q_{\lambda_e \lambda_f} = \left| q_{\lambda_e \lambda_f}^{\text{SM}+Z'} \right|^2 - \left| q_{\lambda_e \lambda_f}^{\text{SM}} \right|^2. \quad (8)$$

Величина  $\chi_{\min}^2$  определяется из требования минимального значения функции  $\chi^2$  и для нашего случая равна 0, а значение  $\chi_{\text{crit}}^2$  вычисляется через квантиль распределения  $\chi^2$  для необходимого уровня достоверности (С. Л.) и зависит от количества параметров. Для определения числа событий углового интервала  $|z| \leq 0,9$  учитывается энергия и светимость коллайдера, а также эффективность регистрации конечных фермионов и поляризация начальных пучков [2, 3]. Линейная зависимость  $N_i(\Delta Q_{1,2})$  от  $\Delta Q_{1,2}$  позволяет с помощью критерия (4) получить доверительные интервалы на  $\Delta Q_{1,2}$  для заданной вероятности (С. Л.). Оптимальные значения  $\Delta \hat{Q}_{1,2} = 0$  по причине того, что если отклонения отсутствуют, то  $Q_i^{\text{SM}+Z'} = Q_i^{\text{SM}}$ . После чего, используя выражения

$$\begin{aligned} \Delta q_{LR} &= \frac{p_{\text{eff}}^{+,b} \Delta Q_1^a - p_{\text{eff}}^{+,a} \Delta Q_1^b}{p_{\text{eff}}^{-,a} p_{\text{eff}}^{+,b} - p_{\text{eff}}^{+,a} p_{\text{eff}}^{-,b}}, \quad \Delta q_{RL} = \frac{p_{\text{eff}}^{-,a} \Delta Q_1^b - p_{\text{eff}}^{-,b} \Delta Q_1^a}{p_{\text{eff}}^{-,a} p_{\text{eff}}^{+,b} - p_{\text{eff}}^{+,a} p_{\text{eff}}^{-,b}}, \\ \Delta q_{LL} &= \frac{p_{\text{eff}}^{+,b} \Delta Q_2^a - p_{\text{eff}}^{+,a} \Delta Q_2^b}{p_{\text{eff}}^{-,a} p_{\text{eff}}^{+,b} - p_{\text{eff}}^{+,a} p_{\text{eff}}^{-,b}}, \quad \Delta q_{RR} = \frac{p_{\text{eff}}^{-,a} \Delta Q_2^b - p_{\text{eff}}^{-,b} \Delta Q_2^a}{p_{\text{eff}}^{-,a} p_{\text{eff}}^{+,b} - p_{\text{eff}}^{+,a} p_{\text{eff}}^{-,b}}, \end{aligned} \quad (9)$$

можно получить доверительные интервалы на  $\Delta q_{\lambda_e \lambda_f}$  для набора поляризаций  $a = \{P_{e-} = a_1, P_{e+} = a_2\}$  и  $b = \{P_{e-} = b_1, P_{e+} = b_2\}$ . Формулы (9) являются результатом решения системы уравнений (6) и (7) для двух наборов поляризаций, обозначенных индексами  $a$  и  $b$ .

Для численного расчета на ILC поляризации выбираются равными  $a = \{0, 0\}$  и  $b = \{-0,8, -0,3\}$ . При отрицательной позитронной поляризации ограничения получаются лучше. На CLIC не предполагается поляризация позитронного пучка, поэтому  $a$  и  $b$  выбираются такими же, за исключением  $b_2 = 0$ . Для электронной поляризации  $-80$  и  $+80\%$  предполагается распределение времени работы в отношении  $80 : 20$  [3]. Соответственно, для случая поляризации  $-80\%$  светимость значительно больше, а значит больше и число событий. В свою очередь, за счет увеличения числа событий сужаются доверительные интервалы, т. е. улучшаются ограничения. Для расчета используются максимальные энергии ILC (1 ТэВ) и CLIC (3 ТэВ) и соответствующие интегральные светимости 8 и 5 аб $^{-1}$  [2, 3]. Кроме того, ограничения на  $Z'$  зависят от сорта конечного фермиона и выбора комбинации спиральностей  $\lambda_e \lambda_f$ . В результате наиболее строгие ограничения были получены для событий  $\mu^+ \mu^-$  и комбинации  $LR$  (95 % С. Л.):

$$|\Delta q_{LR}^{\text{ILC}}| \leq 7,2 \cdot 10^{-3}, \quad |\Delta q_{LR}^{\text{CLIC}}| \leq 17 \cdot 10^{-3}. \quad (10)$$

Таблица 1. Лептонные константы связи для моделей  $Z'$ . Для SSM все константы связи  $Z'$  выбираются равными  $Z$ . Все неизвестные параметры и подробное описание моделей можно найти в [1, 4]

Параметр	Модель				
	LRS	ALR	$E_6$	USLH	$B-L$
$g_{Z',l}^L$	$\frac{1}{2\alpha_{LR}}$	$-\frac{1}{2} + s_W^2$	$3A + B$	$\frac{1}{2} - s_W^2$	$-x_H - \frac{1}{2}x_\Phi$
$g_{Z',l}^R$	$-\frac{\alpha_{LR}^2 - 1}{2\alpha_{LR}}$	$-\frac{1}{2} + \frac{3}{2}s_W^2$	$A - B$	0	$-2x_H - \frac{1}{2}x_\Phi$

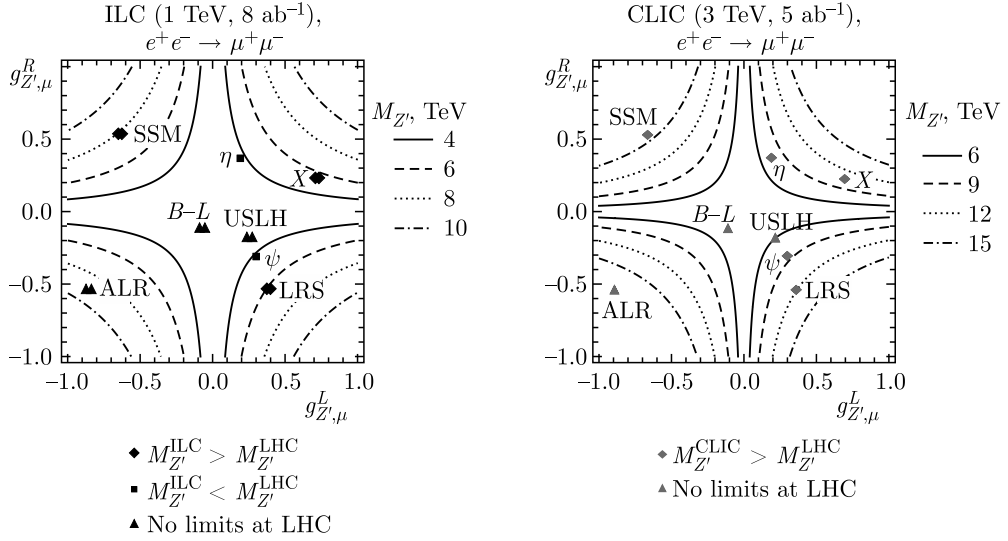
Таблица 2. Полученные нижние границы на массу  $Z'$  (в ТэВ) для моделей  $Z'$

Коллайдер	Модель							
	SSM	LRS	ALR	$\chi$	$\psi$	$\eta$	USLH	$B-L$
LHC [6]	5,15	0,63	—	4,8	4,56	3,9	—	—
ILC	8,05	5,95	9,25	5,44	4,13	3,71	2,77	1,78
CLIC	15,96	11,89	18,19	10,85	8,41	7,56	5,92	4,15

Интервалы (10) являются модельно-независимыми и увеличиваются при росте энергии столкновения. Процессы  $e^+e^- \rightarrow \bar{q}q$  дают менее строгие ограничения, поскольку статистика событий уменьшается вследствие экспериментальной неразличимости кварковых и антикварковых струй. Моделью  $Z'$  задаются значения констант связи, которые представлены в табл. 1, поэтому для модельно-зависимого анализа свободными параметрами являются только масса и ширина  $Z'$ . Для того чтобы получить нижние границы на массу  $Z'$ , используется выражение полной ширины распада  $Z' \rightarrow f\bar{f}$  [1] и предположение лептонной универсальности. Результаты такого анализа и аналогичные ограничения, полученные путем прямого поиска дилептонов на LHC, показаны в табл. 2.

Как показано в табл. 2, для ILC удалось увеличить нижние границы на массу  $Z'$  практически для всех моделей. В свою очередь, за счет большей энергии, эксперименты на CLIC позволяют значительно увеличить аналогичные границы на все модели.

Используя интервалы (10), можно также получить практически модельно-независимые ограничения на константы связи  $Z'$  для фиксированного значения массы  $Z'$  в предположении того, что он достаточно тяжелый и его полная ширина распада  $\Gamma_{Z'} = 0,1M_{Z'}$ . Такие ограничения представлены на рисунке для 95 % С. Л. Для сравнительного анализа модельно-независимые области и данные для моделей  $Z'$  удобно отобразить на одном рисунке. Нетрудно заметить, что нижние границы, полученные на основе полной ширины  $Z' \rightarrow f\bar{f}$  и предположения  $\Gamma_{Z'} = 0,1M_{Z'}$ , практически идентичны.



Границы модельно-независимых разрешенных областей на константы связи  $Z'$  (линии), полученные для фиксированной массы  $Z'$ , значение которой отмечено разным типом линий. Ромбом отмечены модели, для которых удалось улучшить нижнюю границу на массу  $Z'$ , полученную на LHC. Квадрат соответствует моделям, для которых не получилось улучшить нижнюю границу, а треугольником отмечены модели, которые не исследовались на LHC (см. табл. 2)

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена методика, позволяющая анализировать косвенные проявления  $Z'$  на  $e^+e^-$ -коллайдерах нового поколения. На основе методики получены модельно-независимые ограничения на мюонные константы связи  $Z'$ , а также ограничения на его массу для различных моделей. Анализ результатов позволяет заключить, что на ILC и CLIC можно существенно улучшить нижние границы массы  $Z'$  для целого ряда моделей.

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

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Leike A.* The Phenomenology of Extra Neutral Gauge Bosons // Phys. Rep. 1999. V.317. P. 143–250; arXiv:9805494 [hep-ph].
2. *Aryshev A. et al.* The International Linear Collider: Report to Snowmass 2021. FERMILAB-FN-1171-PPD-QIS-SCD-TD. 2021; arXiv:2203.07622 [hep-ph].
3. *Charles T. K. et al.* The Compact Linear Collider (CLIC). 2018 Summary Report. CERN-2018-005-M, CERN-2018-005. V. 2/2018; arXiv:1812.1812.06018 [hep-ph].
4. *Gulov A., Moroz Ya.* Optimal Observables for  $Z'$  Models in Annihilation Leptonic Processes // Phys. Rev. D. 2018. V. 98, No. 11. 115014; arXiv:1711.02853 [hep-ph].

5. *Sinegribov D. V., Andreev V. V., Serenkova I. A., Kurylenka V. R.* Model-Independent Constraints on Effective Parameters of Extra Neutral Heavy Bosons at Future  $e^+e^-$  Colliders // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2024. V. 21, No. 4. P. 658–660.
6. *Navas S. et al. (Particle Data Group Collab.).* Review of Particle Physics // *Phys. Rev. D.* 2024. V. 110, No. 3. 030001.

Получено 7 апреля 2025 г.