

Д. В. Синегрибов
(ГГУ имени Ф. Скорины, ГГТУ имени П. О. Сухого, Гомель)
Науч. рук. **В. В. Андреев**, д-р физ.-мат. наук, профессор

НИЖНИЕ ГРАНИЦЫ НА МАССУ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО НЕЙТРАЛЬНОГО Z' -БОЗОНА ДЛЯ МОДЕЛЕЙ ГРУППЫ E_6 НА МЕЖДУНАРОДНОМ ЛИНЕЙНОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

Введение. На сегодняшний день не обнаружено экспериментального указания, подтверждающего необходимость расширения Стандартной Модели (СМ). Однако, широко распространено мнение, что все фундаментальные взаимодействия должны описываться общей теорией. Предложено много расширений СМ. Наиболее популярными являются теории великого объединения, суперсимметричные и суперструнные теории. Важной и общей особенностью расширений является предсказание дополнительного нейтрального бозона (Z' -бозона). Масса Z' -бозона теоретически не ограничена. Поиски распада Z' -бозона проведены совместно коллаборациями ATLAS и CMS на Большом адронном коллайдере (LHC). Для моделей группы E_6 , нижние границы на массу Z' -бозона варьируются от 3.9 до 4.8 ТэВ. Подробное описание и все ссылки на экспериментальные результаты содержатся в обзоре [1].

Основными феноменологическими проявлениями Z' -бозона являются интерференционные эффекты. Кроме интерференции, Z' -бозоны проявляются в $Z - Z'$ смешивании. В группе E_6 параметризация Z' -бозона определяется с помощью угла β , определяющего степень смешивания между $U(1)$ генераторами Q_ψ и Q_χ (таблица 1). Физические Z' -бозоны характеризуются линейной комбинацией:

$$Q' = Q_\chi \cos(\beta) + Q_\psi \sin(\beta). \quad (1)$$

В уравнении (1), $U(1)$ генераторами Q_ψ и Q_χ характеризуются схемы спонтанного нарушения $E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)_\psi$ и $SO(10) \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi$.

Таблица 1 – Параметризация и особенности моделей группы E_6

Модель	Угол β	Соответствующая комбинация Q'	Особенности
χ	0	$Q' = Q_\chi$	Сильное смешивание
ψ	$\pi/2$	$Q' = Q_\psi$	Минимальное смешивание
η	$\arctan(-\sqrt{5/3})$	Ортогональная комбинация Q_ψ и Q_χ	Промежуточный случай

Важно отметить, что задача установления ограничений на характеристики Z' -бозона содержится в программе исследований будущего Международного линейного коллайдера (ILC). В настоящей работе на основе феноменологического анализа получены нижние границы на массу Z' -бозона для E_6 моделей и условий планируемого эксперимента на ILC. В результате, удалось значительно улучшить нижние границы на массу Z' -бозона, полученные экспериментально на LHC.

Методика модельно-зависимого анализа косвенного проявления Z' - бозона. В настоящей работе, методика основана на представлении дифференциального сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z, Z' \rightarrow \bar{f}f$ ($f \neq e$) для безмассового случая. В выражение сечения были введены линейно новые эффективные параметры, характеризующие характеристики Z' - бозона. Подробное описание представления сечения содержится в работе [2]. Поскольку максимально доступная энергия столкновений на коллайдере значительно меньше ограничений на массу Z' - бозона. Рассматривается сценарий, когда предполагаемая масса Z' - бозона значительно больше максимальной энергии столкновений коллайдера. Ожидается, что характеристики Z' - бозона можно изучить, анализируя косвенные эффекты. В настоящей работе, косвенными эффектами являются отклонения характеристики исследуемого процесса от предсказаний СМ, обусловленные Z' - бозонами. Ограничения на массу Z' - бозона извлекаются напрямую из стандартного представления функции χ^2 , записанного относительно массы Z' - бозона:

$$\chi_f^2(M_{Z'}) = \sum_{bins} \left[\frac{\Delta O_f^{bin}(M_{Z'})}{\delta O_f^{bin}} \right]^2. \quad (2)$$

где $\Delta O_f^{bin}(M_{Z'})$ – отклонение наблюдаемой характеристики процесса от СМ;

δO_f^{bin} – прогнозируемая экспериментальная ошибка СМ, состоящая из статистической и систематической ошибки.

В правой части выражения (2), суммирование выполняется по всей кинематической области, которая разбита на угловые бины. В качестве фазового параметра используется угол рассеяния между входящими электронами и выходящими фермионами. Для построения критерия выдвигается гипотеза, согласно которой все экспериментальные данные должны соответствовать СМ в пределе одного стандартного отклонения. Другими словами, СМ рассматривается в качестве фона. Для поставленной задачи, требование, налагаемое на функцию (2), выражается в виде неравенства:

$$\chi_f^2(M_{Z'}) \leq \chi_{min}^2 + \chi_{CL}^2. \quad (3)$$

В уравнении (3), величина χ_{min}^2 определяется из требования минимального значения функции χ_f^2 и для поставленной задачи равна нулю. В свою очередь, величиной χ_{CL}^2 задается уровень достоверности значения $M_{Z'}$. Согласно выдвинутой гипотезе, значение χ_{CL}^2 равно единице. В качестве наблюдаемой характеристики процесса O_f^{bin} используется число событий углового интервала, которое определяется стандартно.

В работе [2] описана методика получения ограничений на спиральные параметры отклонения, которые, в свою очередь, определяются характеристиками Z' - бозона. Такими характеристиками являются константы связи, масса и ширина. Константы связи Z' - бозона задаются моделью [3]. В свою очередь, полная ширина распада $Z' \rightarrow \bar{f}f$ записана в работе [4].

Численные результаты. Возможность поляризовать сталкивающиеся частицы является важной особенностью коллайдера. Сталкивая поляризованные частицы, можно более точно измерять сечения, асимметрии и угловые распределения. Получить поляризованные позитроны технически сложная задача. На ИЛС поляризованные позитроны порождаются поляризованными фотонами, которые в свою очередь, порождены поляризованными электронами. Поэтому доступная степень поляризации электронного пучка (80 %) значительно

больше позитронного (30 %). Конечными фермионами выбираются мюоны, имеющие наилучшую эффективность идентификации на коллайдере. Согласно методике, мы получили нижние границы на массу Z' -бозона для поляризованного и неполяризованного эксперимента. В таблице 2 представлены полученные нижние границы на массу Z' -бозона. Ограничения получены для максимально доступной энергии столкновений 1 ТэВ и соответствующей интегральной светимости 8 аб^{-1} . Важно отметить, что при наличии поляризации светимость уменьшается за счет неравномерного распределения времени работы коллайдера. Все перечисленные параметры ILC подробно описаны в работе [5]. Как можно заметить, экспериментальные ограничения, полученные на LHC, можно существенно улучшить на ILC. В первую очередь значительное улучшение обусловлено высокой светимостью и поляризацией.

Таблица 2 – Полученные нижние границы на массу Z' -бозона (ТэВ)

Модель	Неполяризованные начальные пучки	Поляризованные начальные пучки	Ограничения LHC [1]
χ	12.822	15.124	4.8
ψ	7.125	7.043	4.560
η	7.734	6.684	3.9

Модельно-зависимые ограничения таблицы 2 необходимо проверить на основе проведенного в работе [2] модельно-независимого анализа отклонений ΔQ_1 и ΔQ_2 . Параметры отклонения ΔQ_1 и ΔQ_2 определяются характеристиками Z' -бозона. Как показано на рисунке 1, модельно-независимые и модельно-зависимые ограничения предсказуемо согласуются.

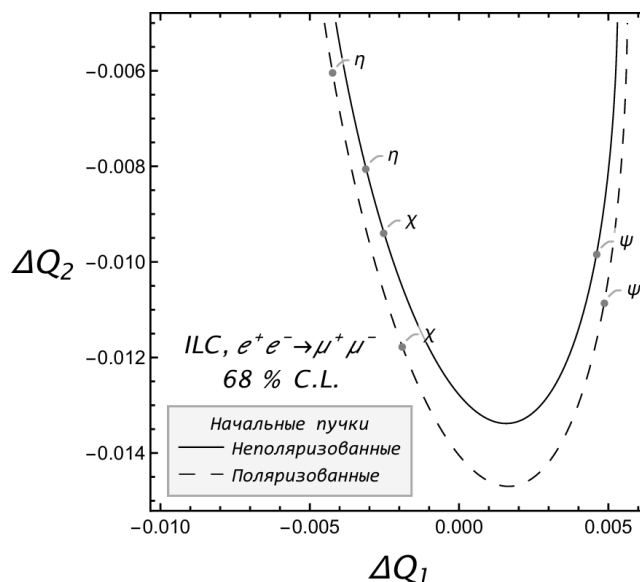


Рисунок 1 – Модельно-независимые области отклонений ΔQ_1 и ΔQ_2 для поляризованного и неполяризованного эксперимента на ILC.

Точками отмечены значения отклонений ΔQ_1 и ΔQ_2 для значений $M_{Z'}$ из таблицы 2.

Заключение. В работе получены нижние границы на массу дополнительного Z' -бозона для моделей группы E_6 на основе представления дифференциального сечения,

представленного в работе [2]. Как показано в таблице 2, экспериментальные ограничения, полученные на LHC, можно существенно улучшить на ILC. Выявлена роль поляризации электронного и позитронного пучка. Важно отметить, что полученные в работе модельно-зависимые ограничения и модельно-независимые ограничения, полученные в работе [2] согласуются.

Литература

1. Review of particle physics [Particle Data Group Collaboration] / S. Navas [et al.] // Phys. Rev. D. – V. 110. – no. 3. – 2024. – 030001.
2. Sinegribov, D. V. Model-Independent Analysis of the Indirect Effects of Additional an Z' -boson at CLIC / D. V. Sinegribov, V. V. Andreev, I. A. Serenkova // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. – V. 28. – no. 1 – 2025. – P. 68–78.
3. Optimal observables for Z' models in annihilation leptonic processes / A. Gulov, Y. Moroz // Phys. Rev. D. – V. 98. – no. 11. – 2018. – 115014.
4. Two-component spinor techniques and Feynman rules for quantum field theory and supersymmetry / Herbi. K. Dreiner, Howard E. Haber, Stephen P. Martin // Physics Reports. – V. 494. – 2010. – P. 1–196.
5. The International Linear Collider: Report to Snowmass 2021 / A. Aryshev [et al.] // FERMILAB-FN-1171-PPD-QIS-SCD-TD. – 2021.

В. А. Скакалин

(ГГУ имени Ф. Скорины, Гомель)

Науч. рук. **Г. Ю. Тюменков**, канд. физ.-мат. наук, доцент

РЕАЛИЗАЦИЯ КЛИЕНТ-СЕРВЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ UDP-СОКЕТОВ В LINUX

Клиент-серверная архитектура – основа современных сетевых приложений. UDP (User Datagram Protocol) предлагает минималистичный подход к передаче данных, жертвуя надежностью ради скорости. Этот протокол идеален для задач, где низкая задержка критичнее гарантированной доставки: онлайн-игры, потоковое видео, VoIP, IoT-устройства.

Основой такого взаимодействия выступает протокол UDP (User Datagram Protocol). Рассмотрим роль UDP в клиент-серверном взаимодействии. Это ненадежный датаграммный протокол, который обеспечивает минималистичную передачу данных без гарантий. Его ключевые особенности: отсутствие установления соединения, неупорядоченная доставка, контроль целостности, минимальные накладные расходы.

Для работы с UDP в Linux используются сокеты – специальные файловые дескрипторы, позволяющие обмениваться данными в виде отдельных датаграмм. UDP-сокеты не делятся на серверные и клиентские в классическом понимании, так как не требуют установки соединения. Типы UDP-сокетов:

Серверный сокет – Привязывается к конкретному порту для приема данных (bind()).

Клиентский сокет – Может отправлять данные без предварительной привязки к порту.

Для работы с UDP в Linux используется сокет типа SOCK_DGRAM (рисунок 1).

```
int sockfd = socket(AF_INET, SOCK_DGRAM, 0);
```

Рисунок 1 – Пример создания UDP/IPv4 сокета