

УДК 539.12.01

ПРОЦЕСС РОЖДЕНИЯ W -БОЗОНА В ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОН-ФОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

И. А. ШЕРШЕНЬ¹⁾, Т. В. ШИШКИНА¹⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

В работе исследуется процесс рождения W -бозона в высокоэнергетических электрон-фотонных столкновениях и использование прецизионных измерений его характеристик для поиска отклонений от Стандартной модели. В частности, обсуждается ряд расширенных калибровочных моделей, включающих аномальные мультибозонные взаимодействия как перспективное направление исследования «новой физики». Выполнен численный анализ полных сечений процессов с учетом радиационных поправок низшего порядка в мягкофотонном приближении в рамках Стандартной модели и за ее пределами, анализируются кинематические особенности сечений. Рассчитаны ограничения на аномальные трехбозонные константы связи и определены кинематические области поиска их проявлений в ходе экспериментов на Международном линейном коллайдере. Показано, что поиски «новой физики» на базе исследований электрон-фотонных столкновений лучше всего производить в окрестности пика рождения W -бозона. Также установлено, что будущие эксперименты на линейных ускорителях, обладающих высокой светимостью, позволят значительно уточнить ограничения на аномальные калибровочные константы связи.

Ключевые слова: сечение; «новая физика»; Стандартная модель; линейные коллайдеры.

W-BOSON PRODUCTION IN THE HIGH ENERGY ELECTRON-PHOTON COLLISIONS

I. A. SHERSHAN^a, T. V. SHISHKINA^a

^aBelarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

Corresponding author: I. A. Shershan (ivan.shershan@gmail.com)

In this paper the analysis of W -boson production process in high-energy electron-photon collisions as a tool to search for deviations from the Standard Model is considered. In particular, a set of extended gauge models, including anomalous multi-boson interactions, are discussed as a promising way for «new physics» study. A numerical analysis of the total cross sections of the processes was carried out. The lowest order radiative corrections in the soft-photon approximation within the Standard Model are taken into account. Calculations beyond the Standard Model was performed, the kinematic features of the cross sections were identified. The restrictions on the anomalous triple gauge boson coupling constants were analyzed and the kinematic areas to the search for their manifestations were obtained during the experiments at the International Linear Collider. The paper shows that the search for «new physics» effects based on electron-photon collisions around the W -boson production peak is the maximal promising. It was also shown that future experiments at high luminosity linear colliders will significantly clarify the constraints on anomalous gauge coupling constants.

Keywords: cross section; «new physics»; Standard Model; International Linear Collider.

Образец цитирования:

Шершень ИА, Шишкина ТВ. Процесс рождения W -бозона в высокоэнергетических электрон-фотонных столкновениях. Журнал Белорусского государственного университета. Физика. 2019;3:41–50.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2019-3-41-50>

For citation:

Shershan IA, Shishkina TV. W -boson production in the high energy electron-photon collisions. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2019;3:41–50. Russian.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2019-3-41-50>

Авторы:

Иван Андреевич Шершень – аспирант кафедры теоретической физики и астрофизики физического факультета. Научный руководитель – профессор Т. В. Шишкина.

Татьяна Викентьевна Шишкина – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры теоретической физики и астрофизики физического факультета.

Authors:

Ivan A. Shershan, postgraduate student at the department of theoretical physics and astrophysics, faculty of physics.
ivan.shershan@gmail.com

Tatiana V. Shishkina, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of theoretical physics and astrophysics, faculty of physics.
shishkina.tatiana.v@gmail.com

Введение

В настоящее время Стандартная модель (СМ) взаимодействия элементарных частиц наиболее разработана и удовлетворительно описывает большинство явлений, имеющих место в ускорительных экспериментах [1]. Однако очевидно, что СМ не является универсальной, а лишь низкоэнергетическим приближением некоторой более обширной модели. Несмотря на значительный прогресс в области коллайдерной техники и физики элементарных частиц в целом, в последние несколько десятилетий не было обнаружено эффектов, позволяющих говорить как о наличии эффектов «новой физики» (физики за рамками СМ), так и о действенных путях построения новых расширенных калибровочных моделей (РКМ) взаимодействия элементарных частиц.

Наблюдается разрыв между теорией и экспериментом. Связано это с тем фактом, что, исходя из общих принципов, возможно построение расширенных калибровочных моделей, частным пределом которых и является СМ. Неабелева структура СМ позволяет создать огромное количество таких моделей. Однако особую ценность из них имеют:

- обладающие максимальной простотой;
- предсказывающие наличие эффектов, которые можно обнаружить в ходе текущих или уже запланированных экспериментов на ускорителях.

Наиболее простыми являются модели, включающие в себя аномальные вклады в уже существующие и принципиально новые мультибозонные взаимодействия [2–5]. Из общих соображений возможно построение обобщенного лагранжиана для подобного рода взаимодействий на базе операторов конечной размерности [6]. Такой подход именуется методом эффективного лагранжиана, включающим в себя не только упомянутые выше операторы, но и соответствующие им новые аномальные константы связи (АКС) [7]. Метод эффективного лагранжиана удобен тем, что позволяет не ограничиваться какой-либо одной моделью, что крайне важно при теоретическом и экспериментальном определениях ограничений на возможные численные значения АКС.

Попытки обнаружения вклада аномальных бозонных взаимодействий уже предпринимались в ряде экспериментов LEP, Tevatron и LHC [8]. В результате этих исследований были получены ограничения на бозонные АКС и показано, что, если таковые эффекты и имеют место, вклад их относительно мал. Из этого, очевидно, следует несколько выводов:

- 1) для обнаружения возможных эффектов требуются коллайдеры нового поколения, с помощью которых можно значительно повысить энергию взаимодействия частиц и точность экспериментов;
- 2) требуется высокая точность теоретических расчетов соответствующих процессов как в рамках СМ (очевидно, с учетом радиационных поправок низшего порядка), так и для РКМ.

Огромным потенциалом для изучения аномальных трех- и четырехбозонных взаимодействий обладают процессы на линейных коллайдерах нового поколения, которые позволят исследовать не только лептон-лептонные, но и фотон-фотонные, фотон-лептонные столкновения при высоких энергиях с возможностью поляризации начальных частиц и детектирования поляризации конечных продуктов реакции [9; 10].

В рамках данной работы исследуется процесс $e^- \gamma \rightarrow \nu_e W^-$ [11; 12], имеющий место в $e\gamma$ -режиме Международного линейного коллайдера (МЛК) (ILC) [13–15]. Этот процесс играет уникальную роль в исследованиях трехбозонных АКС, поскольку является единственным, на базе которого можно наблюдать $W^* W \gamma$ -аномальную вершину [16; 17]. Экспериментально данный процесс до настоящего времени не исследовался, поскольку не существует рабочих установок на встречных $e\gamma$ -пучках, позволяющих производить тяжелые W -бозоны в конечном состоянии.

Кинематика процессов

Рассмотрим следующий процесс:

$$e^-(p, m_e) + \gamma(k, 0) \rightarrow W^-(p_1, m_W) + \nu_e(k_1, 0),$$

где $p(p_1)$ и $k(k_1)$ – 4-импульсы начальных (конечных) частиц; m_e и m_W – массы электрона и W -бозона соответственно.

Для описания кинематики процесса $2 \rightarrow 2$ необходимы два параметра, в качестве которых в ковариантных расчетах часто используют инварианты Мандельштама:

$$s = (p + k)^2, \\ t \equiv -Q^2 = (p - p_1)^2.$$

В таком случае дифференциальное сечение процесса может быть записано в виде

$$d\sigma = \frac{1}{8\pi(s - m_e^2)^2} |\mathfrak{M}|^2 dQ^2, \quad (1)$$

где $|\mathfrak{M}|^2$ – квадрат модуля матричного элемента. Тогда полное сечение определяется формулой

$$\sigma = \int_{Q_{\min}^2}^{Q_{\max}^2} d\sigma.$$

Пределы интегрирования могут быть вычислены как

$$Q_{\max(\min)}^2 = \frac{(s + m_e^2)(s + m_W^2) \pm (s - m_e^2)(s - m_W^2)}{2s} - m_W^2.$$

Радиационные поправки

В случае учета радиационных поправок низшего порядка квадрат модуля матричного элемента в выражении (1) можно переписать в виде

$$|\mathfrak{M}|^2 = |\mathfrak{M}_{\text{борн}}|^2 + 2\text{Re}(\mathfrak{M}_{\text{вирт}} \cdot \mathfrak{M}_{\text{борн}}^*),$$

где $\mathfrak{M}_{\text{борн}}$ – амплитуда процесса в древесном (борновском) приближении; $\mathfrak{M}_{\text{вирт}}$ – амплитуда, включающая однопетлевые поправки. Радиационные поправки описываются 60 собственно-энергетическими диаграммами, 96 вершинными диаграммами и 30 диаграммами типа «бокс». В древесном приближении процесс $e^- \gamma \rightarrow \nu_e W^-$ описывается двумя диаграммами Фейнмана, приведенными на рис. 1.

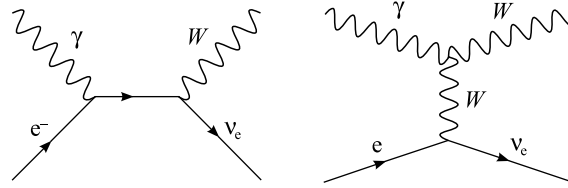


Рис. 1. Диаграммы процесса $e^- \gamma \rightarrow \nu_e W^-$ в древесном приближении через s -каналы (а) и u -каналы (б)

Fig. 1. Diagrams of the $e^- \gamma \rightarrow \nu_e W^-$ scattering in the tree level for the s -channels (a) and u -channels (b)

Вклад однопетлевых диаграмм содержит нефизические ультрафиолетовые (УФ) и инфракрасные (ИК) расходимости. УФ-расходимости устраняются путем учета вклада контрчленов в соответствии с выбранной схемой перенормировки. Нами была использована перенормировка на массовой поверхности. ИК-расходимость устраняется путем учета вклада мягкофотонного тормозного излучения. Данный вклад можно записать как

$$\frac{d\sigma_{\text{МЯГК}}}{dQ^2} = \delta_{\text{МЯГК}} \frac{d\sigma_{\text{борн}}}{dQ^2}.$$

Множитель $\delta_{\text{МЯГК}}$ вычисляется по формуле

$$\delta_{\text{МЯГК}} = -\frac{\alpha}{2\pi^2} [I(p) + I(p_1) - I(p, p_1)],$$

где функции $I(q)$ и $I(q_i, q_j)$ выражаются следующим образом [18; 19]:

$$I(q) = \pi \left[-\Delta^{IR} + \ln \frac{4\Delta E^2}{\mu^2} + \frac{q^0}{|\vec{q}|} \ln \frac{q^0 - |\vec{q}|}{q^0 + |\vec{q}|} \right],$$

$$I(q_i, q_j) = 2\pi \frac{\zeta^2 x_{ij}}{\zeta^2 m_i^2 - m_j^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{\zeta^2 m_i^2}{m_j^2} \left(-\Delta^{IR} + \ln \frac{4\Delta E}{\mu^2} \right) + \right. \\ \left. + \left\{ \frac{1}{4} \ln^2 \frac{u^0 - |\vec{u}|}{u^0 + |\vec{u}|} + \text{Li}_2 \left(1 - \frac{u^0 + |\vec{u}|}{v} \right) + \text{Li}_2 \left(1 - \frac{u^0 - |\vec{u}|}{v} \right) \right\} \right]_{u=q_j}^{u=\zeta q_i},$$

здесь

$$\zeta = \frac{x_{ij} + \sqrt{x_{ij}^2 - 4m_i^2 m_j^2}}{2m_i^2}; \quad v = \frac{\zeta^2 m_i^2 - m_j^2}{2(\zeta q_i^0 - q_j^0)}, \quad x_{ij} = 2q_i q_j;$$

Δ^{IR} – регуляризатор ИК-расходимости; ΔE – параметр обрезания по энергии тормозного фотона; μ – массовый параметр 'т Хоофта, который возникает в интегралах вследствие применения размерной регуляризации. В случае рассматриваемого процесса

$$p^0 = \frac{s + m_e^2}{2\sqrt{s}}, \quad p_1^0 = \frac{s + m_W^2}{2\sqrt{s}},$$

$$|\vec{p}| = \frac{s - m_e^2}{2\sqrt{s}}, \quad |\vec{p}_1| = \frac{s - m_W^2}{2\sqrt{s}},$$

$$x_{ij} = Q^2 + m_e^2 + m_W^2.$$

Аномальные трехбозонные взаимодействия

Эффективный лагранжиан $WW\gamma$ -взаимодействия может быть записан как [7]

$$\mathcal{L}_{WW\gamma} = -ie \left[\kappa_\gamma W_\mu W_\nu F^{\mu\nu} + \frac{\lambda_\gamma}{m_W^2} W_{\lambda\mu} W^\mu_\nu F^{\nu\lambda} + \tilde{\kappa}_\gamma W_\mu W_\nu \tilde{F}^{\mu\nu} + \frac{\tilde{\lambda}_\gamma}{m_W^2} W_{\lambda\mu} W^\mu_\nu \tilde{F}^{\nu\lambda} \right], \quad (2)$$

где $\kappa_\gamma, \lambda_\gamma$ – CP -симметричные константы связи; $\tilde{\kappa}_\gamma, \tilde{\lambda}_\gamma$ – CP -антисимметричные константы связи; $F^{\mu\nu}$ – тензор электромагнитного поля; W^μ – поле W -бозона; $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$, $\tilde{V}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} V^{\rho\sigma}$. Для перехода в СМ надо положить для АКС следующие значения:

$$\kappa_\gamma = 1, \quad \lambda_\gamma = \tilde{\kappa}_\gamma = \tilde{\lambda}_\gamma = 0. \quad (3)$$

Исходя из соотношений (3), удобно ввести дополнительный параметр $\delta\kappa_\gamma = \kappa_\gamma - 1$, а при вычислениях перейти от эффективного лагранжиана к эффективной вершинной функции, т. е. от координатного представления к импульсному. Фактически это означает введение дополнительного правила Фейнмана для соответствующей $W^*W\gamma$ -вершины. Тогда вершинная функция $\Gamma_\gamma^{\alpha\beta\mu}$ может быть представлена как

$$\Gamma_\gamma^{\alpha\beta\mu}(q, q, P) = \frac{\lambda_\gamma}{m_W^2} (q_\nu g^{\rho\alpha} - q^\rho g_\nu^\alpha) (\bar{q}_\rho g_\sigma^\beta - \bar{q}_\sigma g_\rho^\beta) (P^\sigma g^{\mu\nu} - P^\nu g^{\mu\sigma}) + \\ + \frac{\tilde{\lambda}_\gamma}{2m_W^2} (q_\nu g^{\rho\alpha} - q^\rho g_\nu^\alpha) (\bar{q}_\rho g_\sigma^\beta - \bar{q}_\sigma g_\rho^\beta) (P_\gamma g_\tau^\mu - P_\tau g_\gamma^\mu) \epsilon^{\sigma\nu\tau} - \\ - \delta\kappa_\gamma (P^\alpha g^{\beta\mu} - P^\beta g^{\alpha\mu}) + \tilde{\kappa}_\gamma \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} P_\nu.$$

Здесь $q = p_1$, $\bar{q} = k - p_1$, $P = -k$. Вклад аномального взаимодействия описывается диаграммой, представленной на рис. 1, б. Если этой диаграмме поставить в соответствие амплитуду $\mathcal{M}_{\text{зрСМ}}$, то вклад АКС можно записать в виде

$$|\mathcal{M}_{\text{аном}}|^2 = |\mathcal{M}_{\text{зрСМ}}|^2 + 2 \text{Re}(\mathcal{M}_{\text{зрСМ}} \cdot \mathcal{M}_{\text{борн}}^*).$$

Подводя итог, имеем конечное выражение для дифференциального сечения рассеяния:

$$d\sigma_{\text{полн}} = d\sigma_{\text{борн}} (1 + \delta_{\text{мягк}}) + d\sigma_{\text{вирт}} + d\sigma_{\text{аном}}.$$

Ограничения на АКС

Поскольку вклад аномальных взаимодействий (если таковой имеется), очевидно, мал, крайне важно в процессе экспериментов на ускорителях элементарных частиц обеспечить высокую точность. Таковая может быть достигнута не столько за счет улучшения методов детектирования, сколько за счет увеличения светимости коллайдера. В связи с этим наиболее перспективными, по-видимому, являются исследования полных сечений соответствующих процессов.

Ограничения на АКС вводятся исходя из того факта, что вклад аномальных взаимодействий должен превышать экспериментальную погрешность (σ -критерий). Среднеквадратичное отклонение σ определяется из эксперимента. Однако в прогностических расчетах используется значение σ , выведенное из наиболее общих соображений. Условно погрешность может быть разделена на два вклада: абсолютную и относительную. Абсолютная погрешность $\sigma^{\text{абс}}$ фактически представляет собой «цену деления» коллайдера как измерительного прибора, величина которой выражается через интегральную светимость $L_{\text{инт}}$ установки:

$$\sigma^{\text{абс}} \sim L_{\text{инт}}^{-1}.$$

По предварительным оценкам, абсолютная погрешность эксперимента на МЛК в $e\gamma$ -режиме работы будет равна 100 фб. Относительная погрешность $\sigma^{\text{отн}}$ измерения заключается в возможности отделения вклада аномальных взаимодействий на фоне остальных процессов. Мы считали, что $\sigma^{\text{отн}}$ составляет $\sim 1\%$ полного сечения при текущей энергии взаимодействия $\sigma_0(s)$. Тогда

$$\sigma^{\text{погр}} = 100 + 0,01\sigma_0(s),$$

здесь $\sigma^{\text{погр}}$ измеряется в фемтобарнах.

Так как в выражении (2) присутствует целых четыре АКС, при анализе экспериментальных данных применяют метод N -параметрического фитирования, который заключается в том, что N параметров считаются свободными, остальные фиксированы и совпадают со значениями СМ. В данной работе используется двухпараметрическое фитирование по парам CP -антисимметричных $(\tilde{\kappa}_\gamma, \tilde{\lambda}_\gamma)$ и CP -симметричных параметров $(\delta\kappa_\gamma, \lambda_\gamma)$ соответственно.

Численный анализ

Амплитуды и квадраты матричных элементов процессов взаимодействия частиц определялись с помощью системы *Wolfram Mathematica* с привлечением пакетов *FeynCalc*, *FormCalc*. Полученные аналитические выражения были использованы для написания программы численных расчетов на языке C++. Для вычисления однопетлевых интегралов Пассарино – Вельтмана применялся пакет *Loop Tools*, интегрирование осуществлялось по адаптивному квази-Монте-Карло алгоритму *Suave*. Для численных расчетов были выбраны следующие значения параметров эксперимента:

- масса бозона Хиггса $m_H = 125,26$ ГэВ;
- параметр обрезания энергии мягких фотонов $\Delta E = 0,01\sqrt{s}$;
- обрезание по углу рассеяния $\Delta\theta = 20^\circ$.

На рис. 2 представлены графики полных сечений и относительных радиационных поправок. Отметим основные особенности данных графиков. При энергии 320 ГэВ на кривой полного сечения (см. рис. 2, а) явным образом присутствует пик рождения W -бозона величиной 136 пб, после чего значение сечения падает, а при энергии 1 ТэВ достигает уровня 42 пб. Вклад радиационных поправок является значительным и уменьшает абсолютную величину полного сечения в области пика рождения на 6 пб. В свою очередь, абсолютная величина относительных поправок увеличивается с ростом энергии, а при энергии 3 ТэВ достигает 43 %.

Подобное поведение полных сечений процесса свидетельствует о том, что поиск проявлений АКС удобно производить в окрестности W -пика в том случае, если относительный вклад аномальных взаимодействий велик. Если вклад выражен ярче по абсолютной величине, естественно для его нахождения использовать пологий спуск графика в области 500–1000 ГэВ. При незначительных эффектах, индуцируемых АКС, их исследование следует осуществлять при энергиях, превышающих 1 ТэВ.

На рис. 3 представлены ограничения на значения АКС $(\delta\kappa_\gamma, \lambda_\gamma)$ в результате двухпараметрического фитирования при различных энергиях взаимодействия. Кривые 1 и 2 определяют области, удовлетворяющие

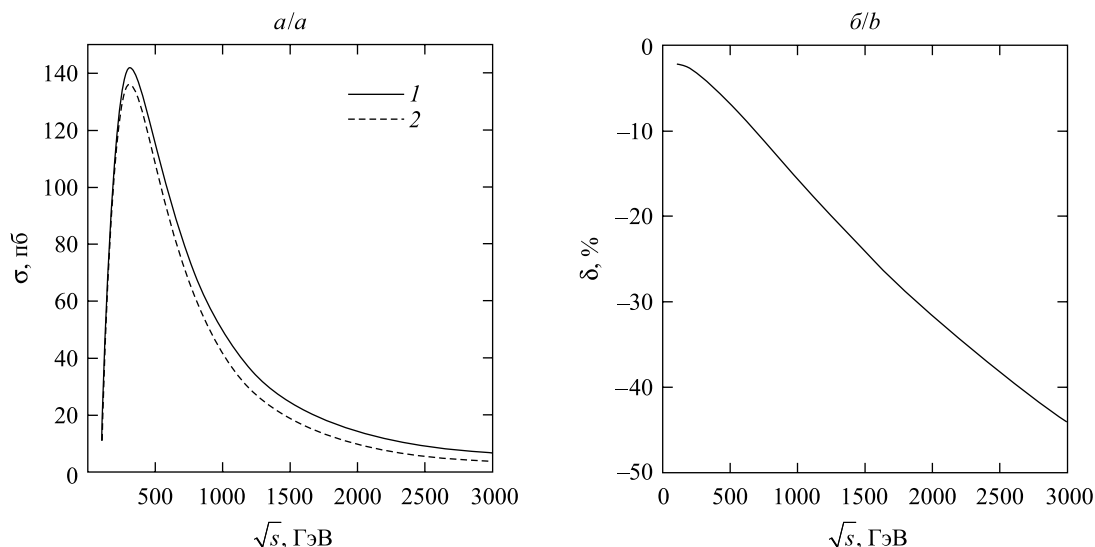


Рис. 2. Полные сечения (а) процесса $e^- \gamma \rightarrow \nu_e W^-$ в борновском приближении (1), с учетом радиационных поправок низшего порядка (2) и относительные радиационные поправки (б)

Fig. 2. Total cross section (a) for the $e^- \gamma \rightarrow \nu_e W^-$ scattering in the Born approximation (1), including the lowest order radiative corrections (2) and the relative radiative corrections (b)

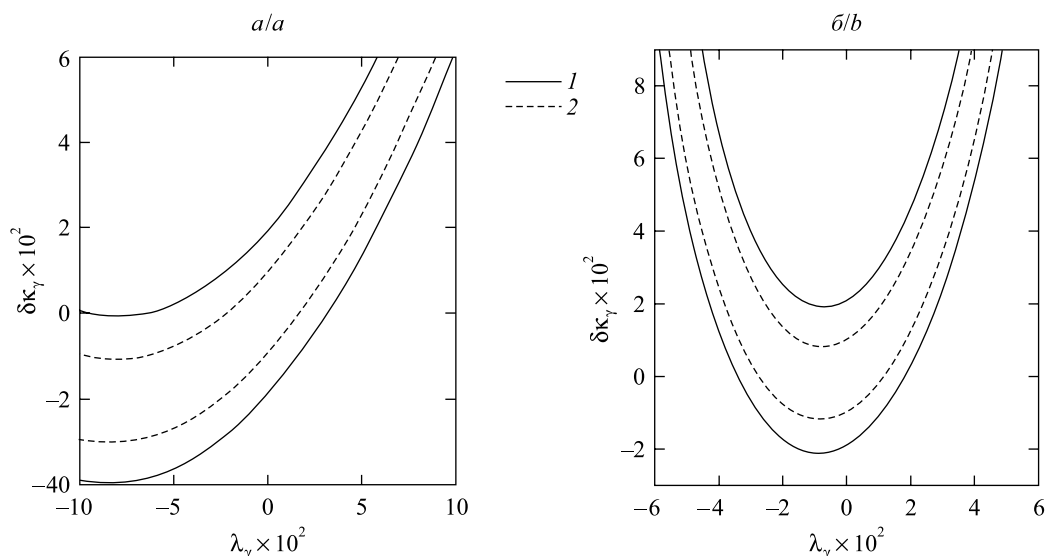


Рис. 3. Результаты двухпараметрического фитирования CP -четных $(\delta\kappa_\gamma, \lambda_\gamma)$ -связей с доверительной вероятностью 95 % (1) и 68 % (2) при энергиях рассеяния 500 ГэВ (а) и 1000 ГэВ (б)

Fig. 3. Two-parameters fit of CP -odd $(\delta\kappa_\gamma, \lambda_\gamma)$ -couplings with 95 % (1) and 68 % (2) confidence level for interaction energy 500 GeV (a) and 1000 GeV (b)

критериям σ и 2σ , или 68- и 95-процентной доверительной вероятности отсутствия проявлений АКС соответственно. Отметим, что для параметров МЛК обе константы имеют порядок 10^{-2} , а при возрастании энергии ограничения усиливаются вблизи окрестностей их значений, соответствующих СМ.

Отличия во вкладах $\delta\kappa_\gamma$ и λ_γ хорошо демонстрирует рис. 4. Анализ графиков позволяет сделать ряд важных выводов. Во-первых, вблизи пика рождения вклады обеих констант существенны, и, очевидно, возможен поиск их проявлений в этой кинематической области. Однако при увеличении энергии $\delta\kappa_\gamma$ -вклад значительно снижается, в то время как λ_γ -вклад начинает стремительно расти при энергии 800 ГэВ, достигая 20 пб при энергии 3 ТэВ. Во-вторых, ограничения на CP -инвариантные константы связи, которые будут определены в экспериментах на МЛК, в несколько раз лучше, чем ранее полученные на LEP [8].

Аналогичным образом можно провести анализ CP -антисимметричных АКС (рис. 5). По величине АКС имеют порядок 10^{-1} и более отчетливую локализацию около своих значений в рамках предсказаний СМ. Отметим также существенное различие в поведении CP -нечетных констант связи с ростом энергии, проиллюстрированное на рис. 6, который отражает результат однопараметрического фитирования по каждой из констант.

При увеличении энергии вклад АКС растет, становясь заметным начиная с энергии около 800 ГэВ. Следует отметить также, что рост $\tilde{\lambda}_\gamma$ -вклада существенно выше роста $\tilde{\kappa}_\gamma$ -вклада. Подобное поведение объясняется наличием калибровочного сокращения: в то время как вклад операторов размерности 4 падает, на их фоне вклад операторов размерности 6 начинает повышаться.

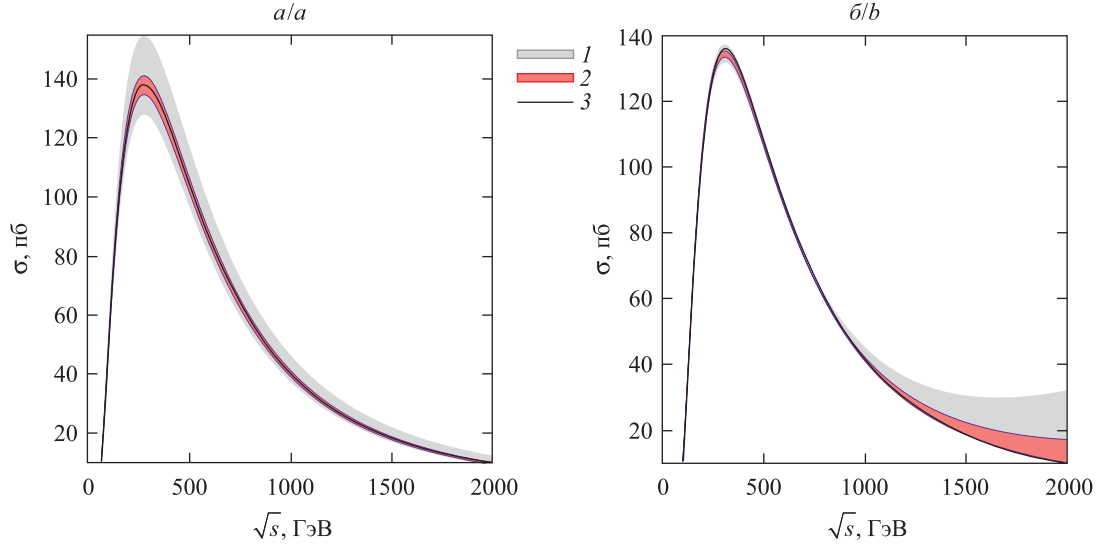


Рис. 4. Полные сечения при наличии $\delta\kappa_\gamma$ -связей (а) и λ_γ -связей (б) из ограничений, полученных на LEP (1), рассчитанных для МЛК (2) в сравнении со значением в рамках предсказаний СМ (3)

Fig. 4. The total cross sections for $\delta\kappa_\gamma$ (a) and λ_γ (b) couplings using the restrictions for LEP (1) and ILC (2) and within the SM predictions (3)

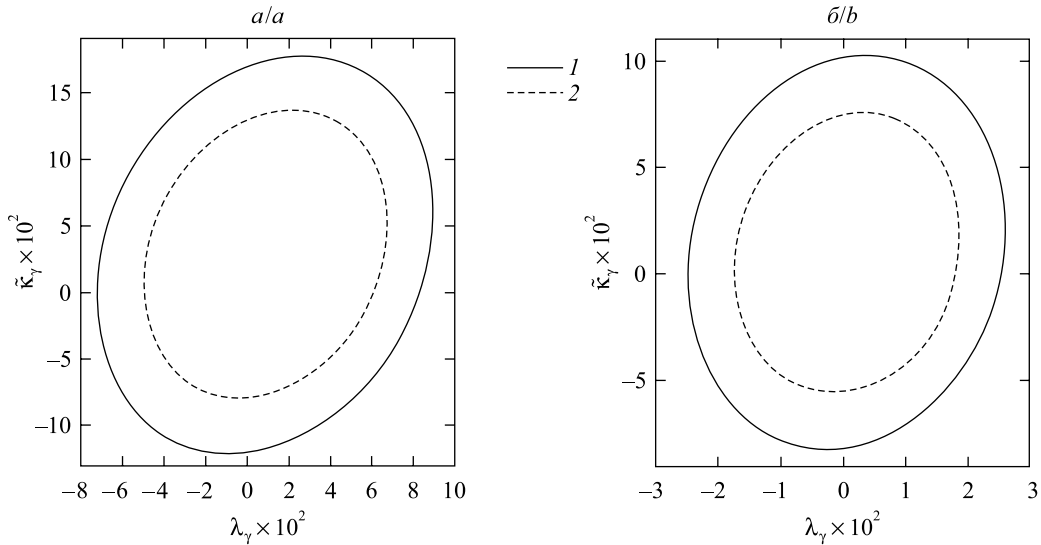


Рис. 5. Результаты двухпараметрического фитирования CP -нечетных $(\tilde{\kappa}_\gamma, \tilde{\lambda}_\gamma)$ -связей с доверительной вероятностью 95 % (1) и 68 % (2) при энергиях рассеяния 500 ГэВ (а) и 1000 ГэВ (б)

Fig. 5. Two-parameters fit of CP -even $(\tilde{\kappa}_\gamma, \tilde{\lambda}_\gamma)$ -couplings with 95 % (1) and 68 % (2) confidence level for interaction energy 500 GeV (a) and 1000 GeV (b)

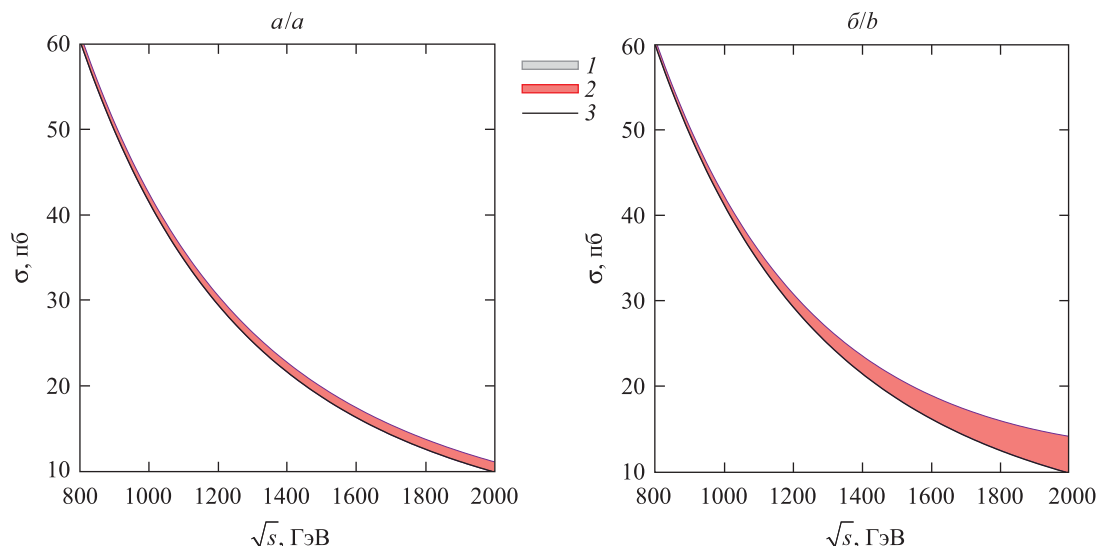


Рис. 6. Области возможных значений полных сечений при наличии $\tilde{\kappa}_\gamma$ -связей (а) и $\tilde{\lambda}_\gamma$ -связей (б) из ограничений, рассчитанных для МЛК (1) в сравнении со значениями, полученными в рамках СМ (2)
Fig. 6. The area of possible the total cross section values for $\tilde{\kappa}_\gamma$ (а) and $\tilde{\lambda}_\gamma$ (б) couplings from the restrictions for ILC (1) and within the SM (2)

Резюмируя сказанное, приведем таблицу, отражающую результаты однопараметрического фитирования рассмотренных АКС в сравнении с данными, полученными в эксперименте LEP.

Результаты однопараметрического определения ограничений на АКС в сравнении с данными LEP с 95-процентной доверительной вероятностью
One-parameter fit results of constraints on the AGC and LEP data with 95 % confidence level

| АКС | LEP | МЛК | |
|--------------------------|-----------|-----------------|-----------------|
| | | 0,5 ТэВ | 1,0 ТэВ |
| $\delta\kappa_\gamma$ | [−99; 66] | [−18,78; 19,46] | [−19,14; 21,09] |
| λ_γ | [−59; 17] | [−64,11; 31,83] | [−34,30; 18,47] |
| $\tilde{\kappa}_\gamma$ | – | [−120,8; 170,3] | [−82,07; 101,5] |
| $\tilde{\lambda}_\gamma$ | – | [−72,23; 83,93] | [−24,75; 25,60] |

Заключение

Изучение $W^*W\gamma$ -аномального взаимодействия на базе процесса $e^-\gamma \rightarrow \nu_e W^-$ на линейных коллайдерах представляется крайне перспективной задачей современной теоретической физики. На ускорителях нового поколения, таких как МЛК, будет возможно существенное уточнение ограничений как на уже исследуемые аномальные связи, так и на связи, изучение которых ранее было невозможно в силу недостаточных энергий взаимодействия и точности экспериментальных измерений. Превентивный учет и анализ радиационных поправок низшего порядка, произведенный в данной работе, позволяет сделать вывод о необходимости рассмотрения АКС совместно с радиационными поправками, что крайне важно для фиксации отклонений от СМ. Безусловно, учет поляризационных эффектов и энергетического спектра начальных фотонов вкупе с вкладом жесткого тормозного излучения позволит уточнить теоретические предсказания и практическую применимость полученных результатов, что является естественным путем дальнейших исследований в данном направлении.

Библиографические ссылки

1. Aad G, Abajyan T, Abbott B, Abdallah J, Abdel Khalek S, Abdelalim AA, et al. [ATLAS Collaboration]. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*. 2012;716(1):1–29. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020.

2. Eboli OJP, Gonzalez-Garcia MC, Novaes SF. Quartic anomalous couplings in $e\gamma$ colliders. *Nuclear Physics B*. 1994;411(2–3): 381–396. DOI: 10.1016/0550-3213(94)90455-3.
3. Brodsky SJ, Rizzo TG, Schmidt I. W anomalous moments and the polarization asymmetry zero in $e\gamma \rightarrow \nu W$. *Physical Review D*. 1995;52(9):4929. DOI: 10.1103/PhysRevD.52.4929.
4. Aihara H, Barklow T, Baur U, Busenitz J, Errede S, Fuess TA, et al. Anomalous gauge boson interactions. In: Barklow TL, editor. *Electroweak symmetry breaking and new physics at the TeV scale*. 1996. p. 488–547. DOI: 10.1142/9789812830265_0009.
5. Denner A, Dittmaier S, Roth M, Wackeroth D. Predictions for all processes $e^-e^+ \rightarrow \text{fermions} + \gamma$. *Nuclear Physics B*. 1999; 560(1–3):33–65. DOI: 10.1016/S0550-3213(99)00437-X.
6. Degrande C. A basis of dimension-eight operators for anomalous neutral triple gauge boson interactions. *Journal of High Energy Physics*. 2014;2014(2):101. DOI: 10.1007/JHEP02(2014)101.
7. Hagiwara K, Peccei RD, Zeppenfeld D, Hikasa K. Probing the weak boson sector in $e^-e^+ \rightarrow W^+W^-$. *Nuclear Physics B*. 1987; 282:253–307. DOI: 10.1016/0550-3213(87)90685-7.
8. ALEPH Collaboration, DELPHI collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, LEP Electroweak Working Group. Electroweak measurements in electron – positron collisions at W -boson-pair energies at LEP. *Physics reports*. 2013;532(4):119–244. DOI: 10.1016/j.physrep.2013.07.004.
9. Ginzburg IF, Kotkin GL, Serbo VG, Telnov VI. Colliding γe and $\gamma\gamma$ beams based on the single-pass e^+e^- colliders (vlepp type). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 1983;205(1–2):47–68. DOI: 10.1016/0167-5087(83)90173-4.
10. Ginzburg IF, Kotkin GL, Panfil SL, Serbo VG, Telnov VI. Colliding γe and $\gamma\gamma$ beams based on single-pass e^+e^- accelerators. II. Polarization effects, monochromatization improvement. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 1984;219(1):5–24. DOI: 10.1016/0167-5087(84)90128-5.
11. Denner A, Dittmaier S. Electroweak radiative corrections to $e^- \gamma \rightarrow W^- \nu_e$. *Nuclear Physics B*. 1993;398(2):239–264. DOI: 10.1016/0550-3213(93)90108-2.
12. Böhm M, Dittmaier S. The hard bremsstrahlung process $e^- \gamma \rightarrow W^- \nu_e$. *Nuclear Physics B*. 1993;409(1):3–21. DOI: 10.1016/0550-3213(93)90444-T.
13. Baer H, Barklow T, Fujii K, Gao Y, Hoang A, Kanemura S, et al., editors. *The International Linear Collider. Technical Design Report. Volume 2: Physics*. 2013. 189 p.
14. Шершень ИА, Шишкина ТВ. Исследование фермионов различных поколений в процессах столкновения с фотонами высокой энергии. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2017;1:67–72.
15. Шершень ИА, Шишкина ТВ. Рождение одиночных калибровочных бозонов в процессах высокоэнергетических лептон-фотонных столкновений. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;2:125–132.
16. Anipko DA, Ginzburg IF, Pak AV. Study of anomalous couplings of gauge bosons in the reaction $e^- \gamma \rightarrow W^- \nu \rightarrow l \bar{\nu} \nu$. *Physics of Atomic Nuclei*. 2004;67(12):2209–2215. DOI: 10.1134/1.1842301.
17. Kumar S, Poulou P. Probing $WW\gamma$ coupling through $e^- \gamma \rightarrow \nu_e W^-$ at ILC. *International Journal of Modern Physics A*. 2015; 30(36):1550215. DOI: 10.1142/S0217751X15502152.
18. 't Hooft G, Veltman M. Scalar one-loop integrals. *Nuclear Physics B*. 1979;153:365–401. DOI: 10.1016/0550-3213(79)90605-9.
19. Akhundov A, Bardin D, Kalinovskaya L, Riemann T. Model independent QED corrections to the process $ep \rightarrow eX$. *Fortschritte der Physik*. 1996;44(5):373–482. DOI: 10.1002/prop.2190440502.

References

1. Aad G, Abajyan T, Abbott B, Abdallah J, Abdel Khalek S, Abdelalim AA, et al. [ATLAS Collaboration]. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*. 2012;716(1):1–29. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020.
2. Eboli OJP, Gonzalez-Garcia MC, Novaes SF. Quartic anomalous couplings in $e\gamma$ colliders. *Nuclear Physics B*. 1994;411(2–3): 381–396. DOI: 10.1016/0550-3213(94)90455-3.
3. Brodsky SJ, Rizzo TG, Schmidt I. W anomalous moments and the polarization asymmetry zero in $e\gamma \rightarrow \nu W$. *Physical Review D*. 1995;52(9):4929. DOI: 10.1103/PhysRevD.52.4929.
4. Aihara H, Barklow T, Baur U, Busenitz J, Errede S, Fuess TA, et al. Anomalous gauge boson interactions. In: Barklow TL, editor. *Electroweak symmetry breaking and new physics at the TeV scale*. 1996. p. 488–547. DOI: 10.1142/9789812830265_0009.
5. Denner A, Dittmaier S, Roth M, Wackeroth D. Predictions for all processes $e^-e^+ \rightarrow \text{fermions} + \gamma$. *Nuclear Physics B*. 1999; 560(1–3):33–65. DOI: 10.1016/S0550-3213(99)00437-X.
6. Degrande C. A basis of dimension-eight operators for anomalous neutral triple gauge boson interactions. *Journal of High Energy Physics*. 2014;2014(2):101. DOI: 10.1007/JHEP02(2014)101.
7. Hagiwara K, Peccei RD, Zeppenfeld D, Hikasa K. Probing the weak boson sector in $e^-e^+ \rightarrow W^+W^-$. *Nuclear Physics B*. 1987; 282:253–307. DOI: 10.1016/0550-3213(87)90685-7.
8. ALEPH Collaboration, DELPHI collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, LEP Electroweak Working Group. Electroweak measurements in electron – positron collisions at W -boson-pair energies at LEP. *Physics reports*. 2013;532(4):119–244. DOI: 10.1016/j.physrep.2013.07.004.
9. Ginzburg IF, Kotkin GL, Serbo VG, Telnov VI. Colliding γe and $\gamma\gamma$ beams based on the single-pass e^+e^- colliders (vlepp type). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 1983;205(1–2):47–68. DOI: 10.1016/0167-5087(83)90173-4.
10. Ginzburg IF, Kotkin GL, Panfil SL, Serbo VG, Telnov VI. Colliding γe and $\gamma\gamma$ beams based on single-pass e^+e^- accelerators. II. Polarization effects, monochromatization improvement. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 1984;219(1):5–24. DOI: 10.1016/0167-5087(84)90128-5.
11. Denner A, Dittmaier S. Electroweak radiative corrections to $e^- \gamma \rightarrow W^- \nu_e$. *Nuclear Physics B*. 1993;398(2):239–264. DOI: 10.1016/0550-3213(93)90108-2.
12. Böhm M, Dittmaier S. The hard bremsstrahlung process $e^- \gamma \rightarrow W^- \nu_e$. *Nuclear Physics B*. 1993;409(1):3–21. DOI: 10.1016/0550-3213(93)90444-T.
13. Baer H, Barklow T, Fujii K, Gao Y, Hoang A, Kanemura S, et al., editors. *The International Linear Collider. Technical Design Report. Volume 2: Physics*. 2013. 189 p.

14. Shershan IA, Shishkina TV. The different generations fermions investigation in it scattering by high energy photon beams. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2017;1:67–72. Russian.
15. Shershan IA, Shishkina TV. Single gauge bosons production in the high-energy lepton-photon collisions processes. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2018;2:125–132. Russian.
16. Anipko DA, Ginzburg IF, Pak AV. Study of anomalous couplings of gauge bosons in the reaction $e^- \gamma \rightarrow W^- \nu \rightarrow l \bar{\nu} \nu$. *Physics of Atomic Nuclei*. 2004;67(12):2209–2215. DOI: 10.1134/1.1842301.
17. Kumar S, Poullose P. Probing $WW\gamma$ coupling through $e^- \gamma \rightarrow \nu_e W^-$ at ILC. *International Journal of Modern Physics A*. 2015;30(36):1550215. DOI: 10.1142/S0217751X15502152.
18. 't Hooft G, Veltman M. Scalar one-loop integrals. *Nuclear Physics B*. 1979;153:365–401. DOI: 10.1016/0550-3213(79)90605-9.
19. Akhundov A, Bardin D, Kalinovskaya L, Riemann T. Model independent QED corrections to the process $ep \rightarrow eX$. *Fortschritte der Physik*. 1996;44(5):373–482. DOI: 10.1002/prop.2190440502.

Статья поступила в редколлегию 19.09.2019.
Received by editorial board 19.09.2019.