Известия Гомельского государственного университета
имени Ф.Скорины, №4(55), Ч2, 2009

УДК 530.1;539.12

Анализ аномальных трехбозонных констант в реакции $e^-e^+ \to W^+W^-$ на линейных коллайдерах

Василий Андреев, В. В. Андреев, А. А. Панков

Введение

Проявления "новой физики" (эффекты, отличные от предсказаний Стандартной Модели (СМ)) в процессе

$$e^+ + e^- \to W^+ + W^- \tag{1}$$

могут возникнуть в виде дополнительных эффектов к вкладам в величину трехбозонных констант связи, называемых далее как аномальные константы.

Задача по разделению эффектов аномальных трехбозонных взаимодействий и определению ограничений на их значения является чрезвычайно важной и актуальной как для процесса (1), так и для других планируемых экспериментов по исследованию самодействия калибровочных векторных бозонов на следующем поколении ускорителей (NLC) [1]. Только при существенно более высоких энергиях, достижимых на линейных e^+e^-–коллайдерах следующего поколения с $\sqrt{s} = 0.5 \div 1$ ТэВ, где действие механизма калибровочного сокращения становится определяющим в энергетическом поведении сечения рассеяния, чувствительность процесса (1) к различным эффектам новой физики [2] и, в частности, к аномальным трехбозонным константам связи значительно возрастёт и составит $< 10^{-3}$ [3].

Как было показано [4–6], измерение конечных W^+W^- поляризационных состояний мощным инструментом в разделении трех типов C- и P–сохраняющих форм аномальных констант. Однако современное развитие техники экспериментов на e^+e^-– коллайдерах поставило задачу по новому вычислению ограничений аномальных констант. Целью данной работы является расширение и обобщение анализа по выявлению роли поляризации в исследовании трехбозонных взаимодействий в процессе (1) на основе современных данных для будущих линейных коллайдеров. Показано, что поляризация начальных и конечных состояний позволит не только существенно улучшить ограничения на аномальные параметры, полученные из неполяризационных экспериментов, но и решить задачу по разделению и экстрагированию ограничений для каждого параметра. Решение этой задачи выполнено в самом общем виде, т.е. с учетом всей совокупности C- и P–сохраняющих аномальных бозонных констант связи.

1. Лагранжиан трехбозонных взаимодействий

Эффективный лагранжиан, инвариантный относительно преобразований Лоренца, градиентных преобразований $U(1)_{em}$, а также преобразований C- и P-симметрии, можно представить в виде [7, 8]:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\mathrm{i}\, e \left[A_\mu \left(W^{-\mu\nu} W^+_\nu - W^{+\mu\nu} W^-_\nu \right) + k_\gamma F_{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu} + \frac{\lambda_\gamma}{M_W^2} F^{\nu\lambda} W^-_{\lambda\mu} W^{+\mu}_{\ \nu} \right] -$$
$$-\mathrm{i}\, e \operatorname{ctg}\theta_W \left[g_1^Z\, Z_\mu \left(W^{-\mu\nu} W^+_\nu - W^{+\mu\nu} W^-_\nu \right) + k_Z\, Z_{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu} + \frac{\lambda_Z}{M_W^2} Z^{\nu\lambda} W^-_{\lambda\mu} W^{+\mu}_{\ \nu} \right]. \tag{2}$$

Здесь $W^\pm_{\mu\nu} = \partial_\mu W^\pm_\nu - \partial_\nu W^\pm_\mu$, $Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu$, $e = \sqrt{4\pi\alpha}$ и θ_W – угол Вайнберга. Аномальные параметры, содержащиеся в выражении (2), выражаются через отклонения аномальных констант связи от значений, предсказываемых СМ:

$$\Delta g_1^Z = \left(g_1^Z - 1\right) \equiv \operatorname{tg}\theta_W \delta_Z\ , \quad \Delta k_Z = (k_Z - 1) \equiv \operatorname{tg}\theta_W x_Z + \Delta g_1^Z = \operatorname{tg}\theta_W\,(x_Z + \delta_Z)\ ,$$
$$\Delta k_\gamma = (k_\gamma - 1) \equiv x_\gamma\ , \quad \lambda_\gamma \equiv y_\gamma\ , \quad \lambda_Z \equiv \operatorname{tg}\theta_W\, y_Z\ . \tag{3}$$

Хорошо известно, что константы k_γ и λ_γ связаны со статическими характеристиками $W^\pm$–бозонов, такими как магнитный дипольный (μ_W) и электрический квадрупольный (Q_W) момент:

$$\mu_W = \frac{e}{2M_W}\,(1 + k_\gamma + \lambda_\gamma)\ , \quad Q_W = -\frac{e}{M_W^2}\,(k_\gamma - \lambda_\gamma)\,. \tag{4}$$

2. Наблюдаемые

В борновском приближении процесс (1) описывается амплитудами с обменом γ, Z^0 и ν, представленными на рисунке 1. Дифференциальное сечение для начальных

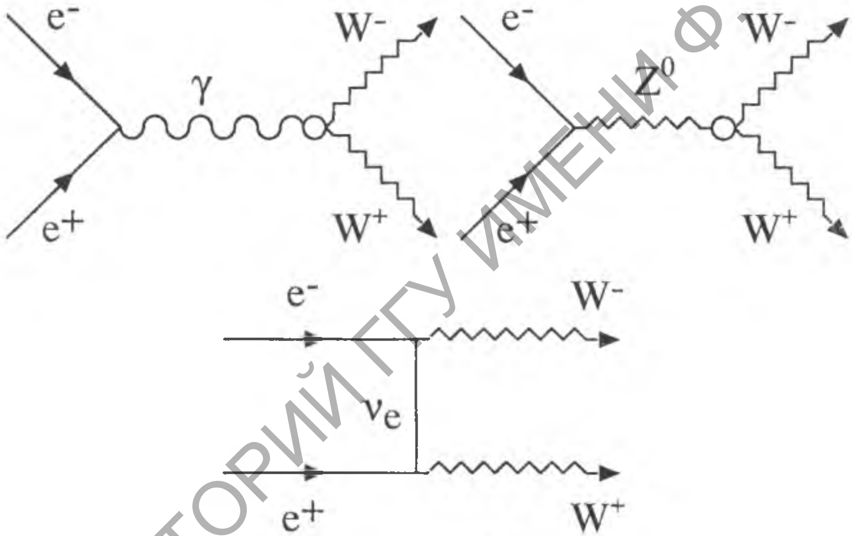

Рисунок 1 — Фейнмановские диаграммы для $e^-e^+ \to W^-W^+$ в борновском приближении

$e^+_{\lambda'} e^-_\lambda$ и конечных $W^+_{\tau'} W^-_\tau$ состояний может быть записано в виде:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{\lambda\lambda'}_{\tau\tau'}}{\mathrm{d}\cos\theta} = \frac{\beta_W}{32\pi s}|\mathcal{M}^{\lambda\lambda'}_{\tau\tau'}|^2\ , \tag{5}$$

где $\beta_W = \sqrt{1 - 1/\gamma_W^2}$ и $\gamma_W = \sqrt{s}/(2m_W)$. Индекс $\lambda, (\lambda') = \pm1$ обозначает спиральность электрона (позитрона), а $\tau\,(\tau') = \pm1\,(T)\,,\,0\,(L)$ – спиновые состояния W^- (W^+) бозонов.

Рассмотрим спиральные амплитуды $\mathcal{M}^{\lambda\lambda'}_{\tau\tau'}$ в случае присутствия в трехбозонной вершине аномальных параметров: δ_Z, x_γ, x_Z, y_γ, y_Z . В импульсном пространстве трехбозонная вершина, соответствующая лагранжиану (2), имеет вид

$$\Gamma_V^{\mu\alpha\beta}(P, k_1, k_2) = -\mathrm{i}\ g_{VWW}^{\mathrm{SM}}\widetilde{\Gamma}_V^{\mu\alpha\beta}(P, k_1, k_2) = -\mathrm{i}\ g_{VWW}^{\mathrm{SM}} \times$$
$$\times \left(\left[f_1^V g^{\alpha\beta} - \frac{f_2^V}{M_W^2}P^\alpha P^\beta\right](k_1 - k_2)^\mu + f_3^V\left(P^\alpha g^{\mu\beta} - P^\beta g^{\mu\alpha}\right)\right)\ , \quad \text{где} \tag{6}$$

$$f_1^\gamma = 1 + 2\gamma_W^2 y_\gamma\ ,\quad f_2^\gamma = y_\gamma\ ,\quad f_3^\gamma = 2 + x_\gamma + y_\gamma\ ,\quad f_2^Z = \operatorname{tg}\theta_W y_Z\ ,$$
$$f_1^Z = 1 + \operatorname{tg}\theta_W\left(\delta_Z + 2\gamma_W^2 y_Z\right)\ ,\quad f_3^Z = 2 + \operatorname{tg}\theta_W\left(x_Z + y_Z + 2\delta_Z\right)\ . \tag{7}$$

Остальные величины определены следующим образом: $g_{\gamma WW}^{\mathrm{SM}} = e$; $g_{ZWW}^{\mathrm{SM}} = e\ \operatorname{ctg}\theta_W$. Введение аномальных констант модифицирует диаграммы с обменом фотоном и Z^0 бозоном. Амплитуда с обменом нейтрино $\mathcal{M}_{\tau,\tau'}^{\lambda,\lambda'}(\nu)$ остается такой же, как в СМ.

Используя метод базисных спиноров [9,10], получим выражение для фейнмановских диаграмм для безмассовых фермионов с обменом нейтрино:

$$\mathcal{M}_{0,0}^{\lambda,\lambda'}(\nu) = 2\,\delta_{\lambda',-\lambda}\delta_{\lambda,-1}\ n_s\left(\frac{t_W(\theta)}{\gamma_W^2} - \gamma_W^2\right)\sin\theta\ ,$$
$$\mathcal{M}_{\tau,\tau'}^{\lambda,\lambda'}(\nu) = \delta_{\lambda',-\lambda}\delta_{\lambda,-1}\ n_s\left[1 - t_W(\theta)\left(1+\tau\beta_W\right)\left(1-\tau'\beta_W\right)\right]\sin\theta\ ,$$

$$\mathcal{M}_{0,\tau}^{\lambda,\lambda'}(\nu) = -\mathcal{M}_{-\tau,0}^{\lambda,\lambda'}(\nu) = \delta_{\lambda',-\lambda}\delta_{\lambda,-1}\ n_s\sqrt{2}\ \gamma_W\tau\left(1+\tau\cos\theta\right)\left[1 - \frac{\left(1-\tau\beta_W\right)t_W(\theta)}{\gamma_W^2}\right] \tag{8}$$

с $t_W(\theta) = \left(1 + \beta_W^2 - 2\beta_W\cos\theta\right)^{-1}$, $n_s = (2\pi\alpha)/\left(\beta_W s_W^2\right)$ и $s_W = \sin\theta_W$, $c_W = \cos\theta_W$.

Для диаграмм с обменом фотоном и Z^0-бозоном имеем, что

$$\mathcal{M}_{\tau,\tau'}^{\lambda,\lambda'}(\gamma) + \mathcal{M}_{\tau,\tau'}^{\lambda,\lambda'}(Z) = 4\pi\alpha\ \lambda\ \delta_{\lambda,-\lambda'}\beta_W\left(\mathcal{A}_{\tau,\tau'}^{\lambda}(\gamma) - \frac{g_{-\lambda}^e\ \chi(s)}{s_W^2}\mathcal{A}_{\tau,\tau'}^{\lambda}(Z)\right)\ , \tag{9}$$

где $\chi(s) = s/\left(s - m_Z^2 + \mathrm{i}m_Z\Gamma_Z\right)$, $g_\lambda^e = -1/2(1+\lambda) + 2s_W^2$ и спиральные структуры $\mathcal{A}_{\tau,\tau'}^{\lambda}$:

$$\mathcal{A}_{0,0}^{\lambda}(V) = -\left(1 + 2\gamma_W^2\left[1 + f_0^V\right]\right)\sin\theta\ , \tag{10}$$

$$\mathcal{A}_{\tau,\tau'}^{\lambda}(V) = (-1)\, f_1^V\delta_{\tau,\tau'}\sin\theta\ ,\quad \left(\tau,\ \tau' = \pm 1\right)\ , \tag{11}$$

$$\mathcal{A}_{0,\tau}^{\lambda}(V) = -\mathcal{A}_{-\tau,0}^{\lambda}(V) = f_3^V\gamma_W\frac{\left(\tau\ \lambda - \cos\theta\right)}{\sqrt{2}}\ ,\ (\lambda,\tau = \pm 1)\quad \text{с} \tag{12}$$

$$f_0^\gamma = x_\gamma\ ,\quad f_0^Z = x_Z + \frac{3-\beta_W^2}{2}\,\delta_Z\ . \tag{13}$$

Как следует из (7) и (10)–(12), спиральные амплитуды, описывающие аннигиляционные переходы с фиксированными начальными и конечными поляризациями, обладают специфической зависимостью от аномальных трехбозонных констант связи. Если модификацию стандартных s–канальных амплитуд, обусловленную аномальными трехбозонными взаимодействиями представить в виде

$$\mathcal{M}(\gamma) + \mathcal{M}(Z) \to \mathcal{M}^{SM}(\gamma) + \mathcal{M}^{SM}(Z) + \Delta\mathcal{M}\ , \tag{14}$$

то вклад $\Delta\mathcal{M}$ в зависимости от поляризационных состояний W–бозонов ($LL, TT, LT + TL$) пропорционален эффективной комбинации аномальных параметров $\Delta_{\tau,\tau'}^{\lambda}$

$$\Delta\mathcal{M}_{\tau,\tau'}^{\lambda,\lambda'} \sim \Delta_{\tau,\tau'}^{\lambda} = c_{\tau,\tau'}^{\gamma} - c_{\tau,\tau'}^{Z}\ \frac{g_{-\lambda}^e\ \chi(s)}{2\ s_W\ c_W}\ , \tag{15}$$

где соответственно

$$c_{LL}^\gamma = x_\gamma\ ,\qquad c_{TT}^\gamma = y_\gamma\ ,\qquad c_{LT}^\gamma = x_\gamma + y_\gamma\ , \tag{16}$$

$$c_{LL}^Z = x_Z + \frac{3-\beta_W^2}{2}\,\delta_Z\ ,\quad c_{TT}^Z = y_Z + \frac{1-\beta_W^2}{2}\,\delta_Z\ ,\quad c_{LT}^Z = x_Z + y_Z + 2\,\delta_Z\ . \tag{17}$$

Для изучения реальной ситуации необходимо учесть, что чистые поляризационные состояния электронов и позитронов, для которых рассчитаны матричные элементы, на практике не реализуются. Для описания частично поляризованных наблюдаемых необходимо использовать матрицу плотности электронов и позитронов. Дифференциальное сечение для частично продольно поляризованных фермионных пучков, полученное с помощью матрицы плотности имеет вид [11, 12]

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}z} = \frac{1}{4}\left[(1+P_L)(1-P_L')\frac{\mathrm{d}\sigma^+}{\mathrm{d}z} + (1-P_L)(1+P_L')\frac{d\sigma^-}{dz}\right], \tag{18}$$

где

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^\lambda}{\mathrm{d}z} = \frac{\beta_W}{32\pi s}|\mathcal{M}^{\lambda,-\lambda}|^2, \quad z=\cos\theta, \quad (\lambda=\pm 1). \tag{19}$$

Для неполяризованных e^+e^- пучков ($P_L = P_L' = 0$) получаем

$$\frac{\mathrm{d}\sigma^{unpol}}{\mathrm{d}z} = \frac{1}{4}\left[\frac{\mathrm{d}\sigma^+}{\mathrm{d}z} + \frac{\mathrm{d}\sigma^-}{\mathrm{d}z}\right], \tag{20}$$

Дифференциальное сечение (20) является одной из основных измеряемых величин для следующего поколения коллайдеров (NLC), но также планируются получение и поляризованных пучков [13–16], что позволит использовать и сечение (18).

Другой поляризационной наблюдаемой величиной является азимутальная асимметрия A_T определяемая как

$$\frac{\mathrm{d}(\sigma A_T)}{\mathrm{d}z} = 2\int\limits_0^{2\pi}\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}z\mathrm{d}\phi_W}\cos(2\phi_W)\mathrm{d}\phi_W = P_T\,P_T'\frac{\beta_W}{64\pi s}\mathrm{Re}\left(\mathcal{M}^{+,-}\mathcal{M}^{*\,-,+}\right). \tag{21}$$

В соотношениях (18), (21) компонента P_L определяет продольную, а P_T поперечную поляризацию. Заметим, что в общем случае $|\overrightarrow{P}| = \sqrt{P_T^2 + P_L^2} \le 1$, а для чистых состояний (при 100%-ой поляризации) $|\overrightarrow{P}| = 1$.

Зависимости матричных элементов от аномальных параметров (см.(15) и (16)-(17)) показывают, что для электронов с $\lambda = \pm 1$ вклады приблизительно пропорциональны величине $c^\gamma_{\tau,\tau'} - \lambda\, c^Z_{\tau,\tau'}\chi(s)/(4s_W c_W)$. Это приводит к тому, что наблюдаемые величины с различными спиральностями электрона (позитрона) и фиксированным поляризационным состоянием W-бозонов будут зависеть от "ортогональных" в плоскости $c^\gamma - c^Z$ комбинаций $c^\gamma_{\tau,\tau'} - c^Z_{\tau,\tau'}$ и $c^\gamma_{\tau,\tau'} + c^Z_{\tau,\tau'}$. При этом аномальные константы трехбозонных взаимодействий (3) содержатся в "обобщенных" параметрах c^γ и c^Z.

3. Методика определения трехбозонных аномальных констант

Общая методика оценки эффектов, отличных от СМ, рекомендует использовать для оценки чувствительности к аномальным трехбозонным константам связи, наблюдаемых процесса (1) функцию вида [17]:

$$\chi^2(\Omega) = \sum_{i=1}^{bins}\left[\frac{N_i^{anom}(\Omega) - N_i^{SM}}{\delta N_i^{SM}}\right]^2, \tag{22}$$

где N_i^{SM} есть число событий, попадающих в угловой интервал, ограниченный размерами i–го бина, а $N_i^{anom}(\mathbf{\Omega})$–число событий, индуцируемое взаимодействиями при наличии аномальных трехбозонных констант связи $\mathbf{\Omega} = \{x_{\gamma,Z}, y_{\gamma,Z}, \delta_Z\}$. В формуле (22) суммирование выполняется по бинам, разбивающим весь разрешенный интервал угла рассеяния θ. Число событий в i-ом бине вычисляется по формуле

$$N_i = L_{int}\,\epsilon\,\sigma_i\ , \tag{23}$$

где сечение рассеяния σ_i есть $(z = \cos\theta)$

$$\sigma_i \equiv \sigma(z_i, z_{i+1}) = \int\limits_{z_i}^{z_{i+1}} \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}z}\right) \mathrm{d}z\ . \tag{24}$$

Через L_{int} в (23) обозначена интегральная светимость установки, определяемая за весь период проведения эксперимента, а через ϵ обозначена эффективность регистрации событий N_i экспериментальной установки.

Ошибка измерения сечения, содержащаяся в выражении (22), состоит из двух частей, включающих статистическую и систематическую погрешности $(\sim \delta_{syst})$:

$$\delta N_i^{SM} = \sqrt{N_i^{SM} + (\delta_{syst}\,N_i^{SM})^2}\ . \tag{25}$$

При получении ограничений на аномальные параметры $W^{\pm}$–бозонов исходим из предположения о том, что результаты будущих экспериментов по измерению сечения процесса (1) согласуются с предсказаниям СМ в пределах ожидаемой точности измерений. В этом случае требование, наложенное на функцию (22) в виде неравенства

$$\chi^2(\mathbf{\Omega}) \leq \Delta\chi^2_{\rm crit} \tag{26}$$

позволяет определить разрешенную область трехбозонных аномальных параметров. Здесь значение $\Delta\chi^2_{\rm crit}$ определяется задаваемым уровнем достоверности (C.L.) и числом параметров, входящих в набор $\mathbf{\Omega}$. Так для C.L.= 95% величина $\Delta\chi^2_{\rm crit} = 3.84, 5.99, 7.82$ если параметров равно 1, 2, 3 соответственно [17].

Специфическая зависимость матричных элементов процесса (1) от аномальных трехбозонных констант связи (см.(15)–(17)) позволяет определить оптимальные наблюдаемые с точки зрения модельно независимого анализа [4–6]. В качестве таких выберем сечение σ^{RL}, для которого имеет место $(1+P_L)(1-P'_L) \gg (1-P_L)(1+P'_L))$ в соотношении (18) и сечение σ^{LR} с $(1+P_L)(1-P'_L) \ll (1-P_L)(1+P'_L))$. Также рассмотрим и вторую пару наблюдаемых: σ^{unpol} (20) и σA_T (21).

Согласно [13,15,16] значение P_L для электронов достигает 80 %, а для позитронов $P'_L = 45-60$ % (для расчетов используем максимально возможное значение $P'_L = 60$ %). Таким образом, при нахождении ограничений аномальных констант имеем, что

$$(P_L, P'_L) = (\pm 0.8, \mp 0.6)\ . \tag{27}$$

Такие же значения могут быть использованы и для параметров поперечной поляризации P_T,P'_T (см. [1, 18, 19]).

Для численных расчетов границ аномальных констант примем округленные значения интегральных светимостей, которые наиболее часто используют в литературе (см. [18, 19, и др.]

$$L_{int} = 500\ \text{фбн}^{-1}\ ,\ (\text{NLC } 500)\ ,\quad L_{int} = 1\ \text{абн}^{-1}\ ,\ (\text{NLC } 1000)\ . \tag{28}$$

Регистрацию $W^{\pm}$–бозона проводят по продуктам его распада в лептонную пару или в пару кварков, индуцирующих адронные струи. Среди всех мод распада пар $W^{\pm}$–бозонов наиболее подходящим для их регистрации является канал распада в лептонную пару и две адронные струи [20, 21]:

$$e^+e^- \to W^+W^- \to (e/\mu, \bar{\nu}) \oplus (q, \bar{q}) \,. \tag{29}$$

Для оценки эффективности используем значение $\epsilon = 0.79 \times 0.3 = 0.237$, которое задается относительными вероятностями распада W–бозонов в лептонную пару ($\Gamma_{\ell\,\nu_\ell}/\Gamma_W$) и две адронные струи ($\Gamma_{q\bar{q}}/\Gamma_W$), а также экспериментальной эффективностью регистрации событий $(e/\mu, \bar{\nu}) \oplus (q, \bar{q})$.

Для систематической ошибки в качестве общепринятого значения для NLC [22] можно взять $\delta_{syst} = 2\%$. Данная оценка несколько представляется несколько завышенной, поскольку измерения сечений (1) для неполяризованных частиц дают $\delta_{syst} < 1\%$. Однако необходимо учесть, что для поляризационных происходит возрастание систематической ошибки. Также в систематическую погрешность включаются ошибки, связанные с фоновыми процессами и радиационными поправками.

Для исследования чувствительности наблюдаемых с помощью χ^2 (22) разобьем область углов вылета W^- бозона $\cos\theta$ ($|\cos\theta| \leq 0.98$) на 6 (шесть) "бинов". При дальнейших численных расчетах χ^2 будем использовать так называемую G–схему для вычисления сечений [12], в которой постоянная тонкой структуры, определяется через константу Ферми: $\alpha = \sqrt{2}\ s_W^2\ m_W^2\ G_F/\pi$. Значения величин s_W, m_W, m_Z и G_F взяты из [17].

4. Модельно независимый анализ аномальных констант на NLC

При использовании критерия (26) для нахождения ограничений можно уменьшить число параметров, входящих в набор Ω до двух, если ввести так называемые "обобщенные" параметры $c_{\tau,\tau'}(\gamma)$, $c_{\tau,\tau'}(Z)$, представляющие собой определенные линейные комбинации аномальных констант связи.

Для процесса $e^+e^- \to W^+_\tau W^-_{\tau}$ верхнюю границу на аномальные трехбозонные константы связи можно изобразить на плоскости $(c^\gamma_{\tau,\tau'}, c^Z_{\tau,\tau'})$ в виде изолиний, определяемых уравнением

$$\chi^2\left(\, c^\gamma_{\tau,\tau'}, c^Z_{\tau,\tau'}\,\right) = 5.99\,. \tag{30}$$

На рисунке 2 изображены разрешенные области, полученные как из различных независимых экспериментов с поляризованными (RL и LR) и неполяризованными исходными пучками, так и являющиеся результатом совместного “фита” поляризационных сечений σ^{RL} и σ^{LR}. Для построения комбинированной области от двух наблюдаемых σ^{RL} и σ^{LR} используется функция χ^2 в виде $\chi^2 = \chi^2_{RL} + \chi^2_{LR}$. Из рисунка 2 извлечем ограничения на обобщенные параметры, выразив их в виде неравенств

$$-\alpha_1^{LL} < x_\gamma < \alpha_2^{LL}\ , \quad -\beta_1^{LL} < x_Z + \delta_Z \frac{3-\beta_W^2}{2} < \beta_2^{LL}\ , \tag{31}$$

где $\alpha^{LL}_{1,2}$ и $\beta^{LL}_{1,2}$ являются проекциями разрешенной (комбинированной) области на горизонтальную и вертикальную оси, соответственно.

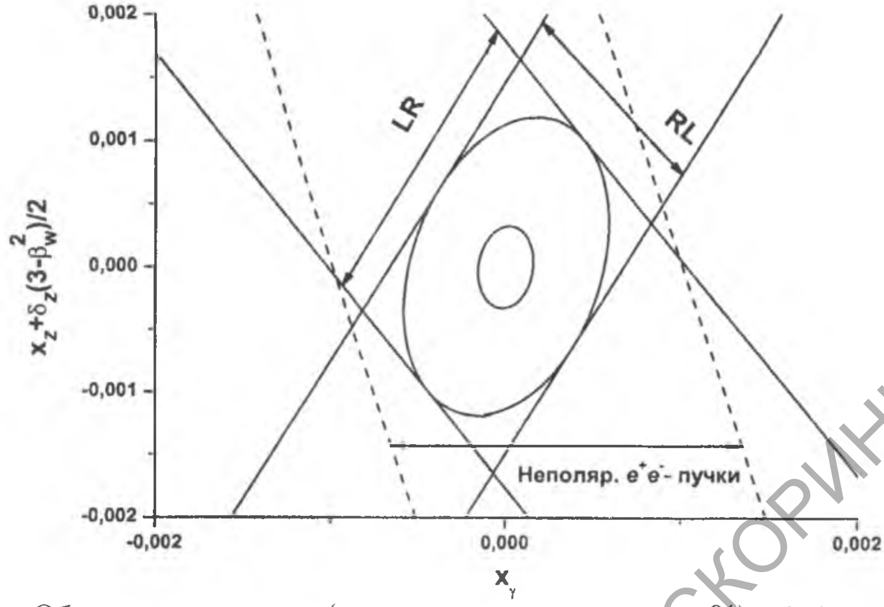

Рисунок 2 — Область изменения (уровень достоверности 95%) обобщенных аномальных параметров $(x_\gamma, x_Z + \delta_Z(3 - \beta_W^2)/2)$, полученная для процесса $e^-e^+ \to W_L^- W_L^+$ из анализа наблюдаемых σ_{LL}^{RL} и σ_{LL}^{LR}. Большая (меньшая) область относится к случаю $\sqrt{s} = 0.5$ ТэВ(1 ТэВ) и $L_{int} = 500\,\text{фбн}^{-1}$ $(1\,\text{абн}^{-1})$.

Возвращаясь к другим поляризационным сечениям и повторяя вышеописанный анализ для реакций $e^+e^- \to W_T^+ W_L^- + W_L^+ W_T^-$ и $e^+e^- \to W_T^+ W_T^-$, получим по аналогичной схеме ограничения на обобщенные параметры ($c_{LT}^\gamma = x_\gamma + y_\gamma$, $c_{LT}^Z = x_Z + y_Z + 2\delta_Z$) и ($c_{TT}^\gamma = y_\gamma$, $c_{TT}^Z = y_Z + \delta_Z(1 - \beta_W^2)/2$) соответственно.

По аналогии с формулами в (31) разрешенные области обобщенных параметров могут быть записаны в виде:

$$-\alpha_1^{LT} < x_\gamma + y_\gamma < \alpha_2^{LT}\ , \quad -\beta_1^{LT} < x_Z + y_Z + 2\delta_Z < \beta_2^{LT}\ . \tag{32}$$

$$-\alpha_1^{TT} < y_\gamma < \alpha_2^{TT}\ , \quad -\beta_1^{TT} < y_Z + \frac{1-\beta_W^2}{2}\delta_Z < \beta_2^{TT}\ . \tag{33}$$

Из уравнений (31) – (33) легко получить модельно независимые ограничения на аномальные параметры CP - четной трехбозонной вершины:

$$(-1)\min\left\{\left(\alpha_1^{LT} + \alpha_1^{LL}\right), \alpha_1^{TT}\right\} < y_\gamma < \min\left\{\alpha_2^{LT} - \alpha_2^{LL}, \alpha_2^{TT}\right\}\ , \tag{34}$$

$$-\frac{1}{\beta_W^2}\ B_2 < \delta_Z < \frac{1}{\beta_W^2}\ B_1\ , \tag{35}$$

$$-\left(\beta_1^{LL} + \frac{3-\beta_W^2}{2\beta_W^2}B_1\right) < x_Z < \beta_2^{LL} + \frac{3-\beta_W^2}{2\beta_W^2}\ B_2\ , \tag{36}$$

$$-\left(\beta_1^{TT} + \frac{1-\beta_W^2}{2\beta_W^2}B_1\right) < y_Z < \beta_2^{TT} + \frac{1-\beta_W^2}{2\beta_W^2}\ B_2\ , \tag{37}$$

где $B_1 = \beta_1^{LL} + \beta_1^{TT} - \beta_1^{LT}$ и $B_2 = \beta_2^{LL} + \beta_2^{TT} - \beta_2^{LT}$. Эти модельно независимые ограничения помещены в таблицу 1. Аналогичные ограничения можно получить для ряда моделей, в рамках которых возникают связи на аномальные параметры WWV–вершины [5, 6].

Численное сравнение как модельно независимых ограничений для пяти свободных параметров, так и модельных ограничений с сокращенным числом параметров

Таблица 1 — Модельно независимые ограничения для пяти C, P–четных аномальных констант связи трехбозонных взаимодействий, соответствующие уровню достоверности 95% $C.L.$ Исходные данные: энергии $\sqrt{s} = 0.5$ ТэВ (1 ТэВ) и интегральные светимости $L_{int} = 500$ фбн$^{-1}$ (1 абн$^{-1}$). Степени продольной поляризации e^-e^+–пучков: $P_L = \pm 0.8$, $P'_L = \mp 0.6$ (RL, LR)

$\sqrt{s}$, (ТэВ)	$x_\gamma\,(10^{-3})$	$y_\gamma\,(10^{-3})$	$\delta_Z\,(10^{-3})$	$x_Z\,(10^{-3})$	$y_Z\,(10^{-3})$
0.5	$-0.58 \div 0.59$	$-1.4 \div 1.4$	$-18.0 \div 9.1$	$-11 \div 20$	$-12 \div 20$
1	$-0.16 \div 0.16$	$-0.84 \div 0.86$	$-1.5 \div 1.0$	$-1.3 \div 1.8$	$-2.8 \div 3.2$

Таблица 2 — Модельно независимые ограничения для 5-ти трехбозонных констант связи при 95% C.L. для NLC, полученные с помощью азимутальной асимметрии и сечения с неполяризованными фермионами

$\sqrt{s}$, (ГэВ)	$x_\gamma\,(10^{-3})$	$y_\gamma\,(10^{-3})$	$\delta_Z\,(10^{-3})$	$x_Z\,(10^{-3})$	$y_Z\,(10^{-3})$
0.5	$-0.73 \div 0.71$	$-1.0 \div 0.96$	$-2.0 \div 3.2$	$-1.2 \div 0.22$	$-2.8 \div 1.7$
1	$-0.22 \div 0.21$	$-1.0 \div 0.96$	$-0.87 \div 2.1$	$-1.0 \div -0.1$	$-2.8 \div 1.7$

свидетельствуют о значительных потенциальных возможностях предлагаемого здесь подхода по диагностике трехбозонных вершин, основанного на анализе поляризационных наблюдаемых процесса (1). Сравнение поляризационных ограничений с неполяризованными начальными пучками дает фактор $\approx 2 \div 3$ в сторону уменьшения интервалов возможных значений. Данный вывод совпадает с результатами работ [1, 18].

Аналогичные вычисления с использованием сечения рассеяния (20) и азимутальной асимметрии (21) для поляризованных бозонов приводят к ограничениям, которые представлены в таблице 2 для значений энергий $\sqrt{s} = 0.5$ ТэВ и 1.0 ТэВ и интегральной светимостью (28). С ростом энергии ограничения становятся более строгими, исключая квадрупольные константы. Это связано с тем, что в TT–канале (откуда и извлекается y_γ) азимутальная асимметрия становится очень малой и для получения ограничения на $y_{\gamma,Z}$ использовались параметры при $\sqrt{s} = 0.5$ ТэВ.

Заключение

Разработанный подход позволяет получить модельно независимые ограничения на каждый в отдельности свободный CP–четный аномальный параметр (см.(34)-(37)), при этом чувствительность поляризационных наблюдаемых является чрезвычайно высокой и достигает величины порядка $10^{-3} - 10^{-4}$ при $\sqrt{s} = 0.5$ ТэВ. При этом соответствующие предельные значения параметров представляются в виде простых математических формул. Однако еще более строгие ограничения на аномальные трехбозонные константы связи могут быть получены в рамках определенного класса моделей с сокращенным числом независимых аномальных параметров.

Результаты численного анализа, представленные в таблицах 1 и 2, демонстрируют открывающиеся возможности в достижении дальнейшего значительного прогресса в установлении ограничений на аномальные трехбозонные константы связи.

Вместе с тем следует иметь в виду, что численные оценки ограничений, представленных в таблицах 1 и 2, получены на основе анализа, базирующегося на ряде предположений, некоторые из которых с точки зрения требований, предъявляемых к эксперименту, а также теоретическому описанию процессов могут оказать влияние на значения. Первое обстоятельство, способное повлиять на численные результаты, связано с учетом здесь лишь борновского приближения для описания исследуемых эффектов в процессе (1). Для более точных оценок исследуемых эффектов необходим учет электрослабых поправок высших порядков [12] в явном виде, а не только "эффективное" их включение в систематическую ошибку за счет увеличения последней.

Для того, чтобы сделать данное исследование более реалистичным, желательно включить анализ угловых распределений продуктов распада W^+ и W^- бозонов, как это сделано в работах [23, 24]. Кроме того, необходим также учет и 4-х фермионных процессов, которые являются фоновыми для реакции $e^+ + e^- \to W^+ + W^- \to q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$.

Таким образом, в работе проведен модельно независимый анализ ограничений на аномальные трехбозонные константы связи в процессе $e^+e^- \to W^+W^-$, базирующийся на комбинированном анализе поляризационных сечений рассеяния при различных вариантах начальных и конечных поляризационных состояний на основе современных значений технических параметров NLC.

Abstract. The paper presents model-independent analysis of limitations on anomalous three-boson bond constants in the process $e^+e^- \to W^+W^-$ based on the combined analysis of polarization cross-sections of scattering in different variants of initial and finite polarization states on the basis of modern values of technical parameters of accelerators of the next generation.

Литература

1. Moortgat-Pick, G. A. The role of polarized positrons and electrons in revealing fundamental interactions at the linear collider / G. A. Moortgat-Pick, [et. al.] // Phys. Rept. — 2008. — Vol. 460. — P. 131–243.

2. Babich, A. A. Search for new physics indirect effects in e+ e- → W+ W- at linear colliders with polarized beams / A. A. Babich, A. A. Pankov, N. Paver // Phys. Lett. — 1995. — Vol. B346. — P. 303–311.

3. Pankov, A. A. Initial longitudinal polarization in e+ e- → W+ W- as a tool to probe trilinear gauge boson couplings / A. A. Pankov, N. Paver // Phys. Lett. — 1994. — Vol. B324. — P. 224–230.

4. Andreev, V. V. Role of beam polarization in the determination of $WW\gamma$ and WWZ coupling from $e^+e^- \to W^+W^-$ / V. V. Andreev, A. A. Pankov, N. Paver // Phys. Rev. D. — 1996. — Vol. 53, № 5. — P. 2390–2402.

5. Андреев, В. В. Модельно независимый анализ трехбозонных констант связи на коллайдере LEP200 с поперечно-поляризованными e^+e^- –пучками / В. В. Андреев, А. А. Панков // Ядерная физика. — 1997. — Т. 60, № 3. — С. 471–483.

6. Андреев, В. В. Модельно независимый анализ трехбозонных электрослабых взаимодействий на линейных e^+e^- – коллайдерах / В. В. Андреев, А. А. Панков // Ядерная физика. — 1996. — Т. 59, № 10. — С. 1788–1806.

7. Probing the Weak Boson Sector in e+ e- → W+ W- / K. Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld, K. Hikasa // Nucl. Phys. — 1987. — Vol. B282. — P. 253–298.

8. Gounaris, G. Trilinear selfcouplings of vector bosons and their determination in e+ e- → W+ W- / G. Gounaris, [et al.] // Proceedings of the Physics Potential Conf. "e+ e- collisions at 500 GeV". Feb 4, 1991, Munich, Germany. / Bielefeld Univ. — Munich, Germany,1992. — P. 735–755.

9. Андреев, В. В. Методы вычисления амплитуд в квантовополевых теориях и моделях / В. В. Андреев. — Гомель: УО "Гомельский государственный университет

им.Ф. Скорины", 2004. — 235 с.

10. Андреев, В. В. Аналитическое вычисление фейнмановских амплитуд / В. В. Андреев // Ядерная физика. — 2003. — Т. 66, № 2. — С. 410–420.

11. Zeppenfeld, D. Measuring the γWW and ZWW three gauge vertex with polarized beams / D. Zeppenfeld // Phys. Lett. — 1987. — Vol. B183. — P. 380–395.

12. Fleischer, J. Transverse versus longitudinal polarization effects in e+ e- → W+ W- / J. Fleischer, K. Kolodziej, F. Jegerlehner // Phys. Rev. — 1994. — Vol. D49. — P. 2174–2187.

13. TESLA Technical Design Report Part I: Executive Summary. [Electronic resource]/ F. Richard, J. R. Schneider, D. Trines, A. Wagner. — 2001. — Mode of access: http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0106314. — Date of access: 24.03. 2006.

14. Delahaye, J.-P. Lepton colliders at the energy and luminosity frontiers: Linear colliders and superB factories / J.-P. Delahaye // J. Phys. Conf. Ser. — 2008. — Vol. 110. — P. 012009.

15. Brau, J. ILC Reference Design Report Volume 1 - Executive Summary. [Electronic resource]/ J. Brau and [et.al.]. — 2007. — Mode of access: http: //arxiv.org /pdf/0712.1950. — Date of access: 14.01. 2008.

16. Braun, H. CLIC 2008 parameters / H. Braun and [et.al.]. — Geneva, Switzerland, 2008. — 41 P. — Preprint CERN-OPEN-№ 2008-021.

17. Review of Particle Physics / W.-M. Yao, C. Amsler, D. Asner and [et al.] // Journal of Physics G. — 2006. — Vol. 33. — P. 1.

18. Diehl, M. Probing triple gauge couplings with transverse beam polarisation in e+ e- -> W+ W- / M. Diehl, O. Nachtmann, F. Nagel // Eur. Phys. J. — 2003. — Vol. C32. — P. 17–27.

19. Ananthanarayan, B. Transverse beam polarization and CP violation in e+ e- -> gamma Z with contact interactions / B. Ananthanarayan, S. D. Rindani // Phys. Lett. — 2005. — Vol. B606. — P. 107–116.

20. Experimental aspects of gauge boson production in e+ e- collisions at s**(1/2) = 500-GeV / M. Frank, P. Mattig, R. Settles, W. Zeuner. — Muenchen, 1992. — 31 P. — Preprint MPI Phys. Astrophys. № MPI-PHE-92-02.

21. Radiative corrections to W pair production at high- energies. [Electronic resource]/ H. Anlauf, A. Himmler, P. Manakos and [et al.]. — 1993. — Mode of access: http://arxiv.org /pdf/hep-ph/9307282. — Date of access: 07.01. 2009.

22. Experimental requirements for the study of electroweak gauge bosons / R. W. Forty, J. B. Hansen, J. D. Hansen, R. Settles // Proceedings of the Workshop on " e+ e- collisions at 500-GeV". 2-3 Apr, 1993, Hamburg, Germany / DESY. — Hamburg, Germany,1993. — P. 235–242.

23. Trilinear couplings among the electroweak vector bosons and their determination at LEP-200 / M. S. Bilenky, J. L. Kneur, F. M. Renard, D. Schildknecht // Nucl. Phys. — 1993. — Vol. B409. — P. 22–68.

24. Sekulin, R. L. Ambiguities in the determination of the vector boson couplings at LEP-200 / R. L. Sekulin // Phys. Lett. — 1994. — Vol. B338. — P. 369–382.

Гомельский государственный
университет им. Ф. Скорины

Поступило 12.02.09

Гомельский государственный
технический университет им. П. О. Сухого