УДК 539.12

ЭФФЕКТЫ АНОМАЛЬНЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ КОНСТАНТ СВЯЗИ НА ЛИНЕЙНОМ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ TESLA С ПОПЕРЕЧНО ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ПУЧКАМИ

А.В. ИСАЕВ, Л.М. КУРБАТОВА, А.А. ПАНКОВ

Учреждение образования «Гомельский государственный технический университет имени П.О. Сухого», Республика Беларусь

Введение

Стандартная модель сильных и электрослабых взаимодействий элементарных частиц (СМ), основанная на калибровочной группе $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, достигла поистине впечатляющих успехов в описании экспериментальных данных во всем интервале достижимых на сегодняшний день энергий. Современный феноменологический статус СМ базируется в основном на всестороннем исследовании процессов, включающих лептонные, лептонадронные и адрон-адронные взаимодействия. В частности, результаты экспериментов, выполненных на e^+e^--коллайдере LEP2, по прецизионному определению констант связи промежуточных векторных бозонов с фермионами прекрасно согласуются с теоретическими предсказаниями СМ с точностью не хуже 0,1 % [1].

Тем не менее СМ не может претендовать на роль всеобъемлющей теории в силу ряда причин. В частности, она содержит большое число свободных параметров и не дает ответ на ряд фундаментальных вопросов, связанных, например, с проблемой иерархии масс частиц, числом поколений, природой нарушения пространственной и CP-чётностей и т. п. Поэтому было бы вполне естественным сделать предположение о существовании более фундаментальной теории, низкоэнергетический предел которой совпадает со СМ. Общим для многих из этих моделей является предсказание необычных физических объектов и явлений на масштабе энергий ≥ 1 ТэВ. Эти необычные, с точки зрения СМ, явления могут быть связаны с существованием новых частиц и взаимодействий, не являющихся «ингредиентами» СМ.

Одной из основных задач экспериментов на современных и будущих ускорительных комплексах, таких как $\bar{p}p$-коллайдер (Tevatron), большой адронный pp-коллайдер (LHC), линейный электрон-позитронный коллайдер TESLA, является выполнение всесторонней проверки СМ, а также поиск эффектов «новой» (нестандартной) физики. Экспериментальное исследование взаимодействия векторных бозонов друг с другом [2], характер которого диктуется неабелевой структурой группы электрослабой симметрии, а также перенормируемостью СМ, является одной из ключевых проверок СМ. Поэтому в физических программах исследований на действующих и планируемых коллайдерах традиционно большое внимание уделяется вопросу измерения трехбозонных $WW\gamma$ и WWZ констант связи. Такие измерения либо подтвердят правильность СМ, либо обнаружат «аномальные» (нестандартные) значения этих констант, что может быть интерпретировано как проявление новой физики, выходящей за рамки СМ.

Хотя эксперименты при низких энергиях и исследование процессов e^+e^--аннигиляции в районе Z^0-резонанса на $LEP1$ и SLC позволяют уже сейчас *косвенным* образом оценить эти константы, однако лишь прямые измерения бозонных взаимодействий могут дать однозначную и точную информацию о них. Прямое измерение трёхбозонных взаимодействий в процессе парного рождения W-бозонов в e^+e^--аннигиляции

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

Было выполнено на коллайдере LEP2 [1]. Особенностью данного процесса при высоких энергиях является его высокая чувствительность к вкладам в наблюдаемые от аномальных трехбозонных взаимодействий. Такие взаимодействия нарушают тонкий механизм калибровочного сокращения, имеющий место в СМ, в результате чего «аномальные» вклады в сечение рассеяния получают сильный рост с энергией. При этом чувствительность S процесса (1) к аномальным калибровочным константам связи подчиняется скейлинговому поведению $S \propto \sqrt{L_{\mathrm{int}} \cdot S}$ ($\sqrt{S}$ – энергия пучков в системе центра масс).

C- и *P*-чётные части эффективного лагранжиана трехбозонных взаимодействий зависят от пяти констант связи, причём задача по экспериментальному разделению их вкладов является чрезвычайно важной, но и вместе с тем, весьма не простой с практической точки зрения. Это обусловлено не только большим числом независимых параметров, но и возможным взаимным сокращением отдельных вкладов, которое может приводить к уменьшению чувствительности наблюдаемых от аномальных констант. В данной работе предложен подход по разделению вкладов от различных аномальных параметров для самого общего случая, а именно, при учете всего набора трехбозонных *C-, P*-чётных констант связи. Полученные таким образом ограничения на аномальные параметры называются модельно независимыми. Существенно, что данный подход базируется на исследовании поляризационных наблюдаемых, обладающих разной зависимостью от аномальных констант. Другое важное свойство поляризационных наблюдаемых состоит в их способности значительно усиливать чувствительность наблюдаемых реакции (1) к аномальным константам связи в сравнении с неполяризационным случаем. Отметим, что создание поперечно поляризованных e^+e^--пучков на коллайдере TESLA будет осуществлено путем соответствующего поворота продольной поляризации [3]. В данном анализе мы используем набор наблюдаемых, включающий в себя сечение рассеяния для неполяризованных электрон-позитронными пучков, а также сечение при наличии поперечной поляризации электронов и позитронов. Исходным положением в модельно независимом анализе трехбозонных констант связи для обеих наблюдаемых является предположение о возможности измерения поляризации конечных *W*-бозонов. Данное предположение базируется на имеющемся опыте подобных измерений, приобретенном в экспериментах на LEP2.

1. Трехбозонные вершины

C- и P-инвариантное WWV взаимодействие в общем случае может быть представлено эффективным лагранжианом с пятью независимыми константами связи [4]:

$$
\begin{aligned}
L_{eff} = &- ie[A_\mu (W^{-\mu\nu} W^+_\nu - W^{+\mu\nu} W^\mu_\nu) + F_{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu} \\
&- iex_\gamma F_{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu} \\
&- ie(ctg\theta_W + \delta_Z)[Z_\mu (W^{-\mu\nu} W^+_\nu - W^{+\mu\nu} W^-_\nu) + Z_{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu}] \\
&- iex_Z Z_{\mu\nu} W^{+\mu} W^{-\nu} + ie\frac{y_Z}{M_W^2} F^{\nu\lambda} W^-_{\lambda\mu} W^{+\mu}_\nu \\
&+ ie\frac{y_Z}{M_W^2} Z^{\nu\lambda} W^-_{\lambda\mu} W^{+\mu}_\nu ,
\end{aligned}
\tag{2}
$$

где

$$W^\pm_{\mu\nu} = \partial_\mu W^\pm_\nu - \partial_\nu W^\pm_\mu \text{ и } Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu .$$

В формуле (2) $e = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$ и θ_W − угол Вайнберга.

Параметры, характеризующие трехбозонные взаимодействия, представлены в виде отклонений аномальных констант связи от значений, предсказываемых стандартной $SU(2)_L \times U(1)_Y$ моделью:

$$
\begin{aligned}
&x_\gamma \equiv \Delta k_\gamma = k_\gamma - 1; \qquad y_\gamma \equiv \lambda_\gamma , \\
&\delta_Z \equiv g_Z - ctg\,\theta_W ; \qquad x_Z \equiv \Delta k_Z (ctg\,\theta_W + \delta_Z) = (k_Z - 1) g_Z , \\
&y_Z \equiv \lambda_Z \, ctg\,\theta_W .
\end{aligned}
\tag{3}
$$

Известно, что константы k_γ и λ_γ связаны с магнитным дипольным μ_W и электрическим квадрупольным Q_W моментами $W^\pm$-бозонов:

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

Выражение для лагранжиана взаимодействий калибровочных бозонов друг с другом в СМ легко получить из формулы (2), положив в ней

$$\delta_Z = x_\gamma = x_Z = y_\gamma = y_Z = 0. \tag{5}$$

В СМ отклонения аномальных констант связи от нуля генерируется электрослабыми поправками, масштаб которых, например для Δk_γ и λ_γ составляет $\alpha_{em}/\pi \sim$ $\sim 10^{-3}$ [5]. Для некоторых «расширенных» теоретических схем СМ таких, например, как модели с дополнительным хиггсовским дублетом, или с дополнительными тяжелыми фермионами [6], либо минимальным суперсимметрическим расширением [7], отклонение от предсказаний СМ в древесном приближении составляет такой же порядок, что и однопетлевые поправки в СМ. Кратко коснемся вопроса об имеющейся информации, а также будущих перспектив получения ограничений на аномальные константы связи. Косвенные ограничения на $WW\gamma$ и WWZ вершины получаются из сравнения низкоэнергетических данных ($\sqrt{S} < 2M_W$) с предсказаниями СМ для наблюдаемых, содержащих аномальные взаимодействия на петлевом уровне [8]. Такие ограничения получены из глобального анализа данных путем варьирования одного параметра (при фиксированных значениях остальных на уровне СМ), однако являются относительно слабыми по сравнению с масштабом электрослабых поправок СМ: $|\Delta k_\gamma| \leq$ 0,12; $|\Delta k_{Z0}| \leq$ 0,08; $|\lambda_\gamma| \leq$ 0,07 и $|\lambda_Z| \leq$ 0,09 при 95 % C.L. [8].

Прямые измерения трехбозонных констант связи при высоких энергиях ($\sqrt{S} > 2M_W$) в настоящее время выполняются в процессах $p\bar{p} \to W^{\pm}\gamma$, $W^{\pm}Z$, и W^+W^- на адронном коллайдере *Tevatron*. Полученные таким образом ограничения составляют ~O (1) [9], что находится далеко от желаемой точности для проверки бозонного сектора СМ. Ожидаемая чувствительность к аномальным параметрам в будущих экспериментах на установке *Tevatron* составит, например, для $|\Delta k_\gamma|$, $|\lambda_\gamma|$ ~O (0,1) при $\int L\, dt = 1$ фбн$^{-1}$. В дальнейшем на адронном коллайдере *LHC* эти ограничения будут существенно улучшены и достигнут для $\Delta k_{\gamma,Z}$ и $\lambda_{\gamma,Z}$ величин порядка O (0,01 – 0,1) при интегральной светимости 100 фбн$^{-1}$ [10].

В ближайшем будущем на действующем коллайдере *HERA* будут получены ограничения на параметры $WW\gamma$ – вершины с точностью до ± 0,5 из процессов одиночного рождения *W*-бозонов [11]. Изучение трехбозонных взаимодействий в процессе (1), как мы уже отмечали, являлось одним из главнейших направлений в физической программе *LEP* 2 [1]. Ожидаемый порядок ограничений, получаемый из прямых измерений сечения рассеяния, составит около O (0,1).

В более отдаленной перспективе на линейных e^+e^--коллайдерах следующего поколения (*TESLA*, *NLC*) с $\sqrt{S} > 0{,}5 - 1$ ТэВ [2] можно будет значительно улучшить ограничения на константы связи трехбозонных вершин за счет более высокой чувствительности процесса (1) к их аномальным значениям. В зависимости от достижимой энергии и интегральной светимости на *TESLA* анализ аномальных констант модельно независимым способом приводит к ограничениям порядка $\leq$O (10^{-3}) [2].

Выражения для спиральных амплитуд процесса $e^+e^- \to W^+W^-$. Чтобы получить амплитуду $A^{\lambda\lambda'}_{\tau\tau'}(s, \cos\theta)$ с определенной электронной спиральностью $\lambda = \pm 1/2$ ($\lambda' = -\lambda$) и фиксированными спиральностями $\tau(W^-)$ и $\tau'(W^+)$ конечной системы, необходимо каждый элемент соответствующего столбца умножить на общий множитель, стоящий в верхней его части. Далее, полученные элементы следует последовательно умножить на соответствующие элементы первой колонки, а затем просуммировать по всем промежуточным состояниям.

3. Поляризационные наблюдаемые процесса $e^+e^- \to W^+W^-$

В борновском приближении процесс (1) описывается амплитудами с обменом γ, Z и ν. Дифференциальное сечение для начальных $e^+_{\lambda'}$, e^-_{λ} и конечных $W^+_{\tau'}\, W^-_{\tau}$ состояний может быть записано в виде:

$$\frac{d\sigma_{\tau\tau'}^{\lambda\lambda'}}{d\cos\theta}=\frac{|\vec{p}|}{4\pi s\sqrt{s}}\left|A_{\tau\tau'}^{\lambda\lambda'}(s,\cos\theta)\right|^2, \tag{6}$$

где $|\vec{p}|=\beta_W\sqrt{s}/2$, $\beta_W=\sqrt{1-4M_W^2/s}.$ Индекс $\lambda=\pm1/2$ ($\lambda'=-\lambda$) обозначает спиральность электрона (позитрона), а τ (τ') = ± 1,0 – спиновые состояния W^- (W^+)-бозонов. В формуле (6) через $A_{\tau\tau'}^{\lambda\lambda'}(s,\cos\theta)$ обозначены спиральные амплитуды. Выражения для спиральных амплитуд $A_{\tau\tau'}^{\lambda\lambda'}$ представлены в табличном виде [2]. При её составлении использованы следующие обозначения: $t=M_W^2-s(1-\beta_W\cos\theta)/2$, $\upsilon=(T_3^e-2\,Q_e s_W^2)/2s_W c_W$, $\alpha=T_3^e/2s_W c_W$ ($s_W=\sin\theta_W$, $c_W=\cos\theta_W$). В спиральном базисе матрица плотности электронов имеет вид:

$$\rho_{\lambda\lambda'}=\frac{1+\vec{\sigma}\cdot\vec{P}}{2}=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}1+P_L & P_T e^{-i\phi}\\ P_T e^{i\phi} & 1-P_L\end{pmatrix}, \tag{7}$$

где вектор $\vec{P}=(P_T\cos\phi,\ P_T\sin\phi,\ P_L)$.

Здесь компонента P_L определяет продольную, а P_T – поперечную поляризацию. Заметим, что в общем случае $|\vec{P}|=\sqrt{P_T^2+P_L^2}\le1$, а для чистых состояний (при 100 %-й поляризации) $|\vec{P}|=1$. Матрица плотности для позитронных состояний $\bar{\rho}$ имеет тот же вид, что и для электронов, но с вектором поляризации $\vec{P}'=(P'_T\cos\phi',\ -P'_T\sin\phi',\ P'_L)$. Усредненный квадрат матричного элемента имеет вид:

$$\begin{aligned}|A|^2&=\sum\rho_{\lambda\lambda'}\bar{\rho}_{\bar{\lambda}\bar{\lambda}'}A^{\lambda\bar{\lambda}}A^{*\lambda\bar{\lambda}'}=\\&=\frac{1}{4}\Big\{(1-P_LP'_L)\Big[|A^+|^2+|A^-|^2\Big]+(P_L-P'_L)\Big[|A^+|^2-[A^-]^2\Big]+\\&+2P_TP_T'\left[\cos(2\phi_W)\mathrm{Re}(A^+A^{-*})-\sin(2\phi_W)\mathrm{Im}(A^+A^{-*})\right]\Big\},\end{aligned} \tag{8}$$

В (8) ϕ_W – азимутальный угол вылета W^-, а спиральная амплитуда $A^\pm$ соответствует спиральности $\lambda=-\lambda'=\pm1/2$ при произвольной поляризации $W^\pm$-состояний (τ,τ'). Интегрируя выражение (8) по углу ϕ_W получим дифференциальное сечение

$$\frac{d\sigma}{dz}=\frac{1}{4}\left[(1+P_L)(1-P_L')\frac{d\sigma^+}{dz}+(1-P_L)(1+P_L')\frac{d\sigma^-}{dz}\right], \tag{9}$$

где

$$\frac{d\sigma^{+,-}}{dz}=\frac{|\vec{p}|}{4\pi s\sqrt{s}}\left|A^{+,-}\right|^2. \tag{10}$$

Для неполяризованных e^+e^--пучков ($P_L=P_L'=0$) из (9) получаем:

$$\frac{d\sigma^{unpol}}{dz} = \frac{1}{4}\left[\frac{d\sigma^+}{dz} + \frac{d\sigma^-}{dz}\right]. \tag{11}$$

Другой наблюдаемой, достаточно эффективной для исследования аномальных взаимодействий калибровочных бозонов является азимутальная асимметрия A_T, определяемая как:

$$\frac{d(\sigma A_T)}{dz} = 2\int_0^{2\pi} \frac{d^2\sigma}{dz\,d\phi_W}\cos(2\phi_W)\,d\phi_W = P_T P_T' \frac{|\vec{p}|}{4\pi s\sqrt{s}} \operatorname{Re}\left(A^+ A^{-*}\right). \tag{12}$$

В численных расчетах поперечной поляризации мы выбираем её максимально возможное значение, достижимое на коллайдере TESLA, а именно: $|P_T| = 0{,}8$; $|P_T'| = 0{,}6$.

4. Ограничения на аномальные трехбозонные константы связи

Задача по разделению эффектов аномальных трехбозонных взаимодействий и определению ограничений на их параметры является чрезвычайно важной и актуальной не только для процесса (1), но и для других планируемых экспериментов по исследованию самодействия калибровочных векторных бозонов. Отметим, что в литературе, посвященной этому вопросу, чаще всего приводятся ограничения на аномальные константы, полученные путем варьирования одновременно одного или двух параметров при фиксированных значениях остальных, соответствующих уровню СМ. Очевидно, что использование данной процедуры ничем не оправдано и, к тому же, при небольшом числе свободных параметров приводит к завышенным оценкам чувствительности наблюдаемых, весьма далеким от реального положения, дел. Как будет показано ниже при наличии более одного независимого параметра их возможные корреляции и взаимные сокращения могут приводить к заметной потере чувствительности. В данной статье выполнен модельно независимый анализ эффектов, индуцируемых *C*- и *P*-чётными константами связи и предложен способ их разделения в самом общем случае. Включение поляризации конечных $W^\pm$-бозонов предоставит возможность получения ограничений для всего набора констант связи, а использование поперечно поляризованных e^+e^--пучков наряду с неполяризованными позволит значительно улучшить современные ограничения на трехбозонные константы.

Из таблицы 1 следует, что отклонения *s*-канальных амплитуд с обменом γ и Z бозонами от их значений в СМ зависят от следующих комбинаций аномальных параметров:

$$\Delta A_{LL}^a(\gamma) \propto x_\gamma; \qquad \Delta A_{LL}^a(Z) \propto \left(x_Z + \delta_Z \frac{3-\beta_W^2}{2}\right) g_e^a, \tag{13}$$

$$\Delta A_{TL}^a(\gamma) \propto x_\gamma + y_\gamma; \qquad \Delta A_{TL}^a(Z) \propto \left(x_Z + y_Z + 2\delta_Z\right) g_e^a, \tag{14}$$

$$\Delta A_{TT}^a(\gamma) \propto y_\gamma; \qquad \Delta A_{TT}^a(Z) \propto \left(y_Z + \delta_Z \frac{1-\beta_W^2}{2}\right) g_e^a. \tag{15}$$

Таблица 1

$e^+_{-\lambda}e^-_{\lambda} \to W^+_L W^-_L$	$\tau = \tau' = 0$ $-\frac{e^2 S\lambda}{2}\sin\theta$	
$\frac{2\lambda - 1}{4\,t\,s_W^2}$	$\frac{S}{2M_W^2}\times$ $\times\left[\cos\theta \ -\beta_W\left(1+\frac{2M_W^2}{S}\right)\right]$	
$-\frac{2}{S}+\frac{2ctg\theta_W}{S-M_Z^2}(\upsilon-2\alpha\lambda)$	$-\beta_W\left(1+\frac{S}{2M_W^2}\right)$	
$-\frac{x_\gamma}{S}+\frac{x_Z+\delta_Z(3-\beta_W^2)/2}{S-M_Z^2}\times$ $\times(\upsilon-2\alpha\lambda)$	$-\beta_W\frac{S}{M_W^2}$	
$e^+_{-\lambda}e^-_{\lambda} \to W^+_T W^-_T$	$\tau = \tau' = \pm1$ $-\frac{e^2 S\lambda}{2}\sin\theta$	$\tau = -\tau' = \pm1$ $-\frac{e^2 S\lambda}{2}\sin\theta$
$\frac{2\lambda - 1}{4\,t\,s_W^2}$	$\cos\theta-\beta_W$	$\cos\theta-2\tau\lambda$
$-\frac{2}{S}+\frac{2ctg\theta_W}{S-M_Z^2}(\upsilon-2\alpha\lambda)$	$-\beta_W$	0
$-\frac{y_\gamma}{S}+\frac{y_Z+\delta_Z(1-\beta_W^2)/2}{S-M_Z^2}\times$ $\times(\upsilon-2\alpha\lambda)$	$-\beta_W\frac{S}{M_W^2}$	0
$e^+_{-\lambda}e^-_{\lambda} \to W^+_T W^-_L$	$\tau = 0, \quad \tau' = \pm1$ $-\frac{e^2 S\lambda}{2\sqrt{2}}\left(\tau'\cos\theta - 2\lambda\right)$	$\tau = \pm1, \quad \tau' = 0$ $-\frac{e^2 S\lambda}{2\sqrt{2}}\left(\tau\cos\theta + 2\lambda\right)$
$\frac{2\lambda-1}{4t\,S_W^2}$	$\frac{\sqrt{S}}{2M_W}\left[\cos\theta\left(1+\beta_W^2\right)-2\beta_W\right]-$ $-\frac{2M_W}{\sqrt{S}}\frac{\tau'\sin^2\theta}{\tau'\cos\theta-2\lambda}$	$\frac{\sqrt{S}}{2M_W}\times$ $\times\left[\cos\theta\left(1+\beta_W^2\right)-2\beta_W\right]-$ $-\frac{2M_W}{\sqrt{S}}\frac{\tau\sin^2\theta}{\tau\cos\theta+2\lambda}$
$-\frac{2}{S}+\frac{2ctg\theta_W}{S-M_Z^2}(\upsilon-2\alpha\lambda)$	$-\beta_W\frac{\sqrt{S}}{M_W}$	$-\beta_W\frac{\sqrt{S}}{M_W}$
$-\frac{y_\gamma}{S}+\frac{y_Z+\delta_Z(1-\beta_W^2)/2}{S-M_Z^2}\times$ $\times(\upsilon-2\alpha\lambda)$	$-\beta_W\frac{S}{M_W}$	$-\beta_W\frac{\sqrt{S}}{M_W}$

В формулах (13)–(15) нижние индексы *LL*, *TL* и *TT* относятся к конечным W^-W^+ поляризациям, а верхний индекс *a* обозначает правополяризованный (+) или левополяризованный (-) электрону с соответствующими константами связи $g_e^+ = S_W / C_W$ и $g_e^- = g_e^+\left(1 - 1/2s_W^2\right)$ с Z бозоном. Для исследования чувствительности наблюдаемых $d\sigma^{unpol}$ и $d\sigma\, A_T$ к аномальным значениям бозонных констант связи разобьём область изменения углов вылета W^- бозона $\cos\theta$ ($\left|\cos\theta\right| \leq 0{,}98$) на эквидистантные бины. Далее, определим функцию χ^2 как

$$\chi^2 = \sum_i^{bins}\left[\frac{N_{SM}(i) - N_{anom}(i)}{\delta\, N_{SM}(i)}\right]^2 . \tag{16}$$

Для установки *TESLA* число бинов обычно выбирается равным шести. В формуле (16) $N(i) = L_{\text{int}} \cdot \sigma_i \cdot \varepsilon_W$ – есть число ожидаемых событий в *i*-том бине, а сечение σ_i есть:

$$\sigma_i \equiv \sigma\left(z_i, z_{i+1}\right) = \int\limits_{z_i}^{z_{i+1}}\left(\frac{d\sigma}{dz}\right)dz . \tag{17}$$

Параметр ε_W представляет собой эффективность восстановления пары W^+W^- с соответствующей спиновой конфигурацией. Если для реконструкции событий процесса (1) выбрать канал с двумя лептонами $l\nu\left(l = e\mu\right)$ плюс две адронные струи (2*j*), то для эффективности можно принять значение $\varepsilon_W \cong 0{,}3$, соответствующее относительной вероятности данного канала. Для интегральной светимости мы принимаем значение $\int L\, dt = 50 \div 500$ фбн$^{-1}$. В формуле (16) ошибка измерения числа событий в *i*-том бине $\delta N_{SM}(i)$ состоит из двух частей, включающих статистическую и случайную погрешности:

$$\delta N_{SM}(i) = \sqrt{N_{SM}(i) + \left(\delta_{sist} N_{SM}(i)\right)^2}. \tag{18}$$

Для систематической ошибки принимается значение $\delta_{sist} = 0{,}5$ %.

В качестве критерия, определяющего разрешенные области для аномальных констант связи, используем условие:

$$\chi^2 \leq \chi^2_{crit}, \tag{19}$$

где величина χ^2_{crit} зависит от задаваемого уровня достоверности. Как следует из выражений (13) ÷ (15) сечение рассеяния (11) и азимутальная асимметрия (12) зависят от следующих пар «эффективных» аномальных параметров $W_L^+W_L^-$:

$$(x_\gamma, x_Z + \delta_Z(3 - \beta_W^2)/2)\ , \quad W_T W_L : \left(x_\gamma + y_\gamma,\ x_Z + y_Z + 2\delta_Z\right)$$

и $W_T^+W_T^-$: $(y_\gamma, y_Z + \delta_Z(1 - \beta_W^2)/2)$.

Верхняя граница на указанные эффективные трехбозонные константы связи можно изобразить на плоскости параметров в виде изолиний, определяемых уравнением $\chi^2 = \chi^2_{crit}$, где χ^2_{crit} = 6 для двух свободных параметров при 95 % C.L. В случае одного свободного параметра (такая ситуация имеет место для некоторых моделей) χ^2_{crit} = 4. Для построения комбинированной области от двух наблюдаемых $d\sigma^{unpol}$ и $d\sigma\ A_T$ используется функция $\chi^2 = \chi^2_{unpol} + \chi^2_{A_T}$. Численный анализ начнем со случая рождения продольно поляризованных $W^{\pm}$-бозонов. Количественный анализ показывает, что азимутальная асимметрия $d\sigma\ A_T$ позволяет более чем в 2 раза улучшить оценку верхней границы для x_γ и нижней границы для эффективного параметра $x_Z + \delta_Z\left(3 - \beta_W^2\right)/2$ по сравнению с ограничениями только от $d\sigma^{unpol}$ вследствие «ортогонального» пересечения разрешенных областей на плоскости параметров. Ограничения на эффективные параметры представим в виде двух неравенств:

$$-\alpha_1^{LL} < x_\gamma < \alpha_2^{LL}, \tag{20}$$

$$-\beta_1^{LL} < x_Z + \delta_Z \frac{3 - \beta_2^{LL}}{2} < \beta_2^{LL}. \tag{21}$$

Здесь $\alpha_{1,2}^{LL}$ и $\beta_{1,2}^{LL}$ являются проекциями разрешенной области на горизонтальную и вертикальную оси соответственно. Отметим, что уже на этом этапе удается получить индивидуальное ограничение на аномальную константу x_γ.

Выполняя аналогичный анализ для $LT + TL$ поляризационного конечного состояния, получим разрешенную область для эффективных аномальных констант связи (14). По аналогии с (20) и (21) имеем:

$$-\alpha_1^{TL} < x_\gamma + y_\gamma < \alpha_2^{TL}, \tag{22}$$

$$-\beta_1^{TL} < x_Z + y_Z + 2\delta_Z < \beta_2^{TL}. \tag{23}$$

Наконец процесс $e^+e^- \to W_T^+W_T^-$ для эффективных параметров трехбозонных вершин (15) даёт

$$-\alpha_1^{TT} < y_\gamma < \alpha_2^{TT}, \tag{24}$$

$$-\beta_1^{TT} < y_Z + \frac{1 - \beta_W^2}{2}\delta_Z < \beta_2^{TT}. \tag{25}$$

Из соотношений (21) ÷ (25) легко получить ограничения на δ_Z, x_Z y_Z:

$$-\frac{1}{\beta_W^2} B_2 < \delta_Z < \frac{1}{\beta_W^2} B_1, \tag{26}$$

$$-\left(\beta_1^{LL} + \frac{3 - \beta_W^2}{2\beta_W^2} B_1\right) < x_Z < \beta_2^{LL} + \frac{3 - \beta_W^2}{2\beta_W^2} B_2, \tag{27}$$

$$-\left(\beta_1^{TT} + \frac{1-\beta_W^2}{2\beta_W^2} B_1\right) < y_Z < \beta_2^{TT} + \frac{1-\beta_W^2}{2\beta_W^2} B_2, \tag{28}$$

где

$$B_1 = \beta_1^{LL} + \beta_1^{TT} + \beta_2^{TL} \text{ и } B_2 = \beta_2^{LL} + \beta_2^{TT} + \beta_1^{TL}.$$

Неравенства (26)–(28) вместе с (20) и (24) для x_γ и y_γ представляют собой модельно независимые ограничения для всех пяти *C*- и *P*-чётных аномальных трехбозонных констант связи, содержащихся в лагранжиане (2). Из формул (20) и (22) следует, что имеется ещё одна возможность для установления ограничений на константу связи y_γ :

$$-\left(\alpha_1^{TL} + \alpha_2^{LL}\right) < y_\gamma < \alpha_1^{LL} + \alpha_2^{TL}. \tag{29}$$

Это отражает тот факт, что число уравнений (или неравенств), определяющих трехбозонные аномальные константы, на единицу больше числа аномальных параметров. Численные результаты данного модельно независимого анализа представлены в таблице 2 для двух значений энергий $\sqrt{s}$ = 0,5 ТэВ и $\sqrt{s}$ = 1 ТэВ и интегральной светимости $\int L\,dt$ = 50 ÷ 500 фбн$^{-1}$, соответственно.

Модельно независимые ограничения для пяти *C*- и *P*-сохраняющих трехбозонных констант связи. Уровень достоверности 95 % C.L.

Таблица 2

E_{CM} (ТэВ)	x_γ (10^{-3})	y_γ (10^{-3})	δ_Z (10^{-3})	x_Z (10^{-3})	y_Z (10^{-3})
0,5	$-1{,}5 \div 1{,}5$	$-7{,}5 \div 7{,}2$	$-32 \div 32$	$-40 \div 40$	$-18 \div 18$
1	$-0{,}4 \div 0{,}3$	$-2{,}5 \div 2{,}5$	$-11 \div 11$	$-12 \div 12$	$-5{,}1 \div 5{,}3$

Как и ожидалось ограничения становятся строже с ростом энергии.

5. Заключительные замечания и выводы

Одним из основных исходных пунктов модельно независимого анализа трехбозонных аномальных констант связи является использование конечной поляризации $W^\pm$-бозонов для введения эффективных параметров, группирующих пять независимых трехбозонных констант связи в пары комбинаций (13)–(15). Благодаря этому спиральные амплитуды и соответствующие наблюдаемые при фиксированных конечных поляризациях $W^\pm$-бозонах зависят от двух (вместо трех или пяти) независимых параметров. Эти сечения рассеяния для поляризованных $W^\pm$-бозонов могут быть экспериментально измерены по угловым распределениям их продуктов распада. Введение эффективных аномальных констант в процедуре χ^2 приводит к простому двумерному анализу для каждой конечной поляризации $W^\pm$. В результате ограничения на эффективные константы можно представить на плоскости двух параметров. Отметим, что наблюдаемые, связанные с поперечной поляризацией начальных пучков, существенно улучшают ограничения на аномальные параметры, полученные в отсутствии поляризации. Отметим наконец, что численные оценки ограничений, представленные в таблице 1, получены на основе использования амплитуд процесса (1) в борновском приближении. Для более точных оценок исследуемых эффектов необходим учет электрослабых поправок высших порядков [12]. Кроме того, как следует из описания данного анализа чувствительность наблюдаемых к аномальным трехбозонным константам связи зависит от исходных параметров таких, например, как эффективность восстановления поляризованных пар $W^{\pm}$, поэтому для уточнения представленных выше оценок необходима более детальная информация о планируемых экспериментальных установках. Наконец, еще один шаг в направлении к более реалистической ситуации мог бы содержать анализ угловых распределений продуктов распада W^{+} и W^{-}-бозонов, как это сделано в работах [13] и [14]. Однако все эти вопросы лежат вне рамок задач, решаемых в данной статье. В заключение выражаем благодарность проф. Н. Паверу за плодотворные дискуссии и полезные замечания.

Список литературы

1. LEPEWWG $f\bar{f}$ SubGroup (C. Geweniger *et. al.*), Combination of the LEP II $e^{+}e^{-}$ Results, CERN preprint LEP2FF/02-01 (March 2002); ALEPH Collaboration and DELPHI Collaboration and L3 Collaboration and OPAL Collaboration and LEP Electroweak Working Group and SLD Heavy Flavor and Electroweak Groups (D. Abbaneo *et al.*), *A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model*, CERN-EP-2001-098, LEPEWWG-2001-02 [arXiv:hep-ex/0112021].
2. Andreev V.V., Pankov A.A. and Paver N., Phys. – 1996. – Rev. D53 2390; Андреев В.В., Панков А.А. ЯФ. – 1996. – Т. 59, Вып. 10. – С. 1788-1806.
3. Aguilar-Saavedra J.A. *et al.* [ECFA/DESY LC Physics Working Group Collaboration], «TESLA Technical Design Report Part III: Physics at an $e^{+}e^{-}$ Linear Collider,» DESY-01-011, arXiv:hep-ph/0106315; Abe T. *et al.* [American Linear Collider Working Group Collaboration], «Linear collider physics resource book for Snowmass 2001. 1: Introduction,» in *Proc. of the APS/DPF/DPB Summer Study on the Future of Particle Physics (Snowmass 2001)* ed. N. Graf, SLAC-R-570, arXiv:hepex/ 0106055.
4. Gounaris G., Kneur J.L., Layssac J. et al. //Proceedings of the Workshop $e^{+}e^{-}$ *Collisions at 500 GeV: the Physics Potential*, ed. – 1992. – Zerwas P.M., DESY 92-123B. – P. 735.
5. Bardeen W.A., Gastmans R. and Lautrup B. //Nucl. Phys. – 1982. – B46, 319; Kim K.J. and Tsai Y.S., Phys. Rev. – 1975. – D 12, 3972.
6. G. Couture et al. //Phys. Rev. – 1988. – D 38, 860.
7. Lahanas A.B. and Spanos V.C. //Phys. Lett. – 1994. – B 334, 378; Phys. Z. – 1995. – C 65, 544; Culatti A. preprint DFPD/94/TH/25. – 1994.
8. Burgess C.P., Godfrey S., Onig H.K., London D. and Maksymyk I. //Phys. Rev. – 1994. – D 49, 6115.
9. Abe F. et al. //Phys. Rev. Lett. – 1995. – 74, 1936; FERMILAB-Pub-95/036-E. – 1995. – 74,1941; Abachi S. et al., FERMILAB-Pub95/044-E. – 1995.
10. Baur U., Ohnemus J. and Han T. //Phys. Rev. – 1995. – D 51, 3381.

11. Baur U. and Zeppenfeld D. //Nucl. Phys.-1989. – B325, 253; Salati P. and Wallet J.C. //Z. Phys.-1982.- C 16, 155; Altarelli G. et al. //Nucl. Phys.-1985.- B262, 204; Ohm M.B. and Rosado A. //Z. Phys. – 1988. – C 39, 275.

12. Fleischer J., Kolodziej K. and Jegerlehner F. //Phys. Rev. – 1994. – D 49, 2174.

13. Bilenky M, Kneur J.L., Renard F.M. and Schildknecht D. //Nucl.Phys. –1993. – B409, 22.

14. Sekulin R.L. //Phys. Lett. – 1994. – B 338, 369.

Получено 17.04.2003 г.