

УДК 539.12

ПОИСК ЭФФЕКТОВ «НОВОЙ» ФИЗИКИ В ПРОЦЕССЕ УПРУГОЙ e^+e^- -АННИГИЛЯЦИИ НА ЛИНЕЙНЫХ КОЛЛАЙДЕРАХ

Е.С. КОКОУЛИНА, Л.М. КУРБАТОВА, А.А. ПАНКОВ

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

1. Введение

Экспериментальное обнаружение на линейных электрон-позитронных коллайдерах отклонений от предсказаний Стандартной Модели (СМ) в процессах аннигиляционного рождения фермионных пар

$$e^+ + e^- \rightarrow \bar{f} + f, \quad (1)$$

где $f = \mu, \tau, q (q = u, d, c, s, b)$ свидетельствовало бы о существовании «новой» (нестандартной) физики. При низких энергиях эти отклонения могут быть систематически описаны и исследованы с помощью формализма эффективных лагранжианов. В данном подходе эффективный лагранжиан строится из полей материи, имеющих место в СМ. Кроме того, при низких энергиях он обладает теми же свойствами симметрии, что и СМ. Результирующее взаимодействие состоит из взаимодействия, реализуемого в СМ, как основного члена ряда, плюс серии членов высших порядков по масштабному параметру $1/\Lambda^n$, образуемых из локальных операторов более высоких размерностей. Таким образом, эффекты нестандартной физики могут наблюдаться при энергии, много меньшей параметра Λ , в виде отклонений наблюдаемых (сечений, асимметрий, угловых распределений) от предсказаний СМ и соответствовать некоторым эффективным контактными взаимодействиями.

Эффективный лагранжиан взаимодействий $e\bar{e}ff$ является диагональным по аромату фермионов и сохраняет спиральность [1]:

$$\mathcal{L}_{CI} = \frac{1}{1 + \delta_{ef}} \sum_{i,j} g_{eff}^2 \varepsilon_{ij} (\bar{e}_i \gamma_\mu e_i) (\bar{f}_j \gamma^\mu f_j). \quad (2)$$

В этом выражении мы используем следующие обозначения: $i, j = L, R$ соответствуют фермионам левой и правой спиральностям, индекс f обозначает тип фермиона, так что $\delta_{ef} = 1$ для e^+e^- конечных состояний. Для четырехфермионных констант связи принята следующая параметризация: $\varepsilon_{ij} = \eta_{ij} / \Lambda_{ij}^2$. Предполагается, что интенсивность взаимодействия определяется константой $g_{eff}^2 = 4\pi$. Выбор константы g_{eff} в таком виде продиктован соображениями, согласно которым контактные взаимодействия становятся сильными при $\sqrt{s} \rightarrow \Lambda_{ij}$. Величина η_{ij} принимает значения: $\eta_{ij} = \pm 1$ или $\eta_{ij} = 0$, при этом масштабный параметр Λ_{ij} играет роль свободной независимой переменной. Положительный и отрицательный знаки соответствуют конструктивному

и деструктивному характерам интерференции контактных взаимодействий со стандартными амплитудами, описывающими обмен фотоном и Z -бозоном.

Различные типы нестандартной физики, в которых взаимодействия фермионов характеризуются обменом частиц в s -, t - и u -каналах, могут описываться эффективным четырехфермионным контактным взаимодействием при условии, что квадрат массы обмениваемой частицы существенно больше соответствующих мандельштамовских переменных. Это относится, например, к эффектам, вызываемым обменом тяжелым Z' - бозоном [2], лептокварками [3], суперсимметричными лептонами и кварками в суперсимметричных теориях с нарушенной R -четностью [4]. Таким образом, контактные взаимодействия можно рассматривать как удобную параметризацию отклонений от предсказаний СМ, которые могут индуцироваться каким-либо из типов нестандартной физики.

В данной статье рассматриваются эффекты контактных взаимодействий в упругом рассеянии Баба:

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-. \quad (3)$$

Из формулы (2) для лагранжиана контактных взаимодействий следует, что для данного фермиона f в процессе (1) всего имеется четыре возможных типа взаимодействий, соответствующих полному числу независимых моделей. Оно определяется полным числом спиральных комбинаций $ij = LL, LR, RL$ и RR . В процессе упругого рассеяния Баба, куда вовлечены только электроны и позитроны, количество независимых эффективных констант связи на одно меньше, т. е. их всего три. В природе может реализовываться или какая-либо одна из этих возможностей, часто называемых в литературе «моделью», или любая их комбинация. Перечень моделей и их параметризаций, наиболее часто обсуждаемых в литературе при анализе экспериментальных данных в контексте четырехфермионных контактных взаимодействий, содержится в табл. 1 [5].

Таблица 1

**Модели четырехфермионных контактных взаимодействий
и их параметризация в процессе $e^+e^- \rightarrow ff$**

Модель	η_{LL}	η_{RR}	η_{LR}	η_{RL}
LL	± 1	0	0	0
RR	0	± 1	0	0
LR	0	0	± 1	0
RL	0	0	0	± 1
VV	± 1	± 1	± 1	± 1
AA	± 1	± 1	∓ 1	∓ 1
$LL+RR$	± 1	± 1	0	0
$LR+RL$	0	0	± 1	± 1

Недавно в работах [6, 7] был выполнен глобальный анализ экспериментальных данных по нейтральным токам и приведены соответствующие ограничения на индивидуальные параметры четырехфермионных контактных взаимодействий. В частности, эти данные включали в себя процессы рождения фермионных пар в электрон-позитронной аннигиляции на коллайдере LEP с энергиями $\sqrt{s} = 130 \div 207$ ГэВ, в том числе и по упругому рассеянию Баба. Отсутствие сигналов нестандартной физики в экспериментах с участием лептонов и кварков позволило установить ограничения на соответствующие параметры Λ_{ij} , наиболее строгие из которых оказались на отметке

$\Lambda_{ij} > 10 \div 20$ ТэВ с уровнем достоверности 95 %. Будущие линейные e^+e^- - коллайдеры с энергией $\sqrt{s} = 500 \div 1000$ ГэВ предоставят наилучшие возможности для поиска и изучения эффектов, индуцируемых $eeff$ - контактными взаимодействиями в процессе (1), благодаря высокой чувствительности этого процесса при высоких энергиях и особенно наличия поляризации начальных пучков [8, 9].

Важной проблемой в исследовании четырехфермионных контактных взаимодействий является наличие большого числа параметров, значительно усложняющих выполнение модельно-независимого анализа [1]. В самом деле, в общем случае отклонения наблюдаемых от предсказаний СМ, вызываемые контактными взаимодействиями, могут одновременно зависеть от нескольких эффективных констант связи. Так, для процесса (1) их может быть ≤ 4 , а для упругого рассеяния Баба ≤ 3 . Разделение и эмпирическое определение такого количества параметров является довольно сложной задачей как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения. Очевидно, что в общем случае при выполнении процедуры обработки (фитирования) экспериментальных данных должны учитываться все возможные варианты четырехфермионных контактных взаимодействий. В то же время в литературе, посвященной изучению четырехфермионных контактных взаимодействий, для простоты анализа приводятся ограничения на константы, полученные путем варьирования одного, в лучшем случае двух независимых параметров при нулевых значениях остальных. Одновременный учет вкладов от нескольких киральных констант связи вызывает их сокращение и, как результат, уменьшение чувствительности наблюдаемых к параметрам Λ_{ij} . Ранее в работах [8, 9] данная проблема была всесторонне исследована и решена в общем виде для процессов (1). В частности, был разработан подход для выполнения модельно-независимого анализа четырехфермионных контактных взаимодействий, позволяющий одновременно учитывать весь набор параметров взаимодействия. Данный подход базируется на использовании новых интегральных наблюдаемых и возможности получения продольной поляризации начальных пучков на будущих линейных e^+e^- - коллайдерах. Именно из-за наличия продольной поляризации электрон-позитронных пучков удается выделить спиральные сечения рассеяния процесса (1) и тем самым решить задачу по разделению и экстрагированию параметров четырехфермионных контактных взаимодействий. Решение этой задачи было выполнено в общем виде с учетом всего набора четырехфермионных констант связи. В этой статье предпринята попытка разрешить данную проблему для процесса упругой аннигиляции Баба и получить модельно-независимые ограничения на параметры контактных взаимодействий.

Во втором разделе определяются поляризационные наблюдаемые для процесса (3), позволяющие выполнить модельно-независимый анализ контактных взаимодействий. Здесь же подробно анализируется чувствительность наблюдаемых к контактными взаимодействиям, зависимость наблюдаемых от угла рассеяния и др. В третьем разделе получены модельно-независимые ограничения на масштабный параметр Λ_{ij} из χ^2 -анализа поляризационных сечений, а также приведен сравнительный анализ ограничений, следующих из лептонного квазиупругого процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и процесса Баба.

2. Поляризационные наблюдаемые

В борновском приближении, учитывающем обмен фотоном γ и Z - бозоном в s - и t - каналах, а также вклад от четырехфермионных контактных взаимодействий (2), дифференциальное сечение рассеяния процесса (3) для продольно-поляризованных электрон-позитронных пучков можно представить в виде

$$\frac{d\sigma(P^-, P^+)}{d \cos \theta} = (1 - P^- P^+) \frac{d\sigma_1}{d \cos \theta} + (1 + P^- P^+) \frac{d\sigma_2}{d \cos \theta} + (P^+ - P^-) \frac{d\sigma_P}{d \cos \theta}. \quad (4)$$

Здесь используются следующие обозначения: P^- и P^+ – это продольные поляризации электронного и позитронного пучков, соответственно; θ – угол вылета конечного электрона по отношению к направлению начального электронного пучка в с.ц.м. e^+e^- - пары. Кроме того, дифференциальные сечения, входящие в выражение (4), имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_1}{d \cos \theta} &= \frac{\pi\alpha^2}{4s} [A_+(1 + \cos \theta)^2 + A_-(1 - \cos \theta)^2], \\ \frac{d\sigma_2}{d \cos \theta} &= \frac{\pi\alpha^2}{4s} 4A_0, \\ \frac{d\sigma_P}{d \cos \theta} &= \frac{\pi\alpha^2}{4s} A^P_+(1 + \cos \theta)^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Функции $A_0(s, t)$, $A_\pm(s, t)$ и $A^P_+(s, t)$ можно записать в виде:

$$\begin{aligned} A_0(s, t) &= \left(\frac{s}{t} \right)^2 \left| 1 + g_R g_L \chi_Z(t) + \frac{t}{\alpha} \varepsilon_{LR} \right|^2, \\ A_+(s, t) &= \frac{1}{2} \left| 1 + \frac{s}{t} + g_L^2 \left(\chi_Z(s) + \frac{s}{t} \chi_Z(t) \right) + 2 \frac{s}{\alpha} \varepsilon_{LL} \right|^2 + \\ &+ \frac{1}{2} \left| 1 + \frac{s}{t} + g_R^2 \left(\chi_Z(s) + \frac{s}{t} \chi_Z(t) \right) + 2 \frac{s}{\alpha} \varepsilon_{RR} \right|^2, \\ A_-(s, t) &= \left| 1 + g_R g_L \chi_Z(s) + \frac{s}{\alpha} \varepsilon_{LR} \right|^2, \\ A^P_+(s, t) &= \frac{1}{2} \left| 1 + \frac{s}{t} + g_L^2 \left(\chi_Z(s) + \frac{s}{t} \chi_Z(t) \right) + 2 \frac{s}{\alpha} \varepsilon_{LL} \right|^2 - \\ &- \frac{1}{2} \left| 1 + \frac{s}{t} + g_R^2 \left(\chi_Z(s) + \frac{s}{t} \chi_Z(t) \right) + 2 \frac{s}{\alpha} \varepsilon_{RR} \right|^2, \end{aligned} \quad (6)$$

где α – постоянная тонкой структуры, $t = -s(1 - \cos \theta)/2$, $\chi_Z(s) = s/(s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z)$ и $\chi_Z(t) = t/(t - M_Z^2)$ представляют собой пропагаторы нейтрального калибровочного Z -бозона в s и t каналах, соответственно, а Γ_Z и M_Z – его полная ширина распада и масса. Здесь принята следующая нормировка киральных констант связи для электронов с правой (g_R) и левой (g_L) спиральностью в СМ: $g_R = tg\theta_W$, $g_L = -ctg2\theta_W$, где θ_W – угол Вайнберга.

Если поляризованы оба пучка, то появляется возможность выполнить эксперименты по измерению поляризационных сечений при четырех конфигурациях поляризации пучков $++$, $--$, $+-$ и $-+$, соответствующих следующим комбинациям: $(P^-, P^+) = (P_1, P_2)$, $(-P_1, -P_2)$, $(P_1, -P_2)$ и $(-P_1, P_2)$, где $P_{1,2} > 0$. В частности, если ввести упрощенные обозначения для дифференциальных сечений $d\sigma \equiv d\sigma / d \cos \theta$, то поляризационные сечения можно представить в виде:

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{++} &\equiv d\sigma(P_1, P_2) = (1 - P_1 P_2) d\sigma_1 + (1 + P_1 P_2) d\sigma_2 + (P_2 - P_1) d\sigma_p, \\
 d\sigma_{--} &\equiv d\sigma(-P_1, -P_2) = (1 - P_1 P_2) d\sigma_1 + (1 + P_1 P_2) d\sigma_2 - (P_2 - P_1) d\sigma_p, \\
 d\sigma_{+-} &\equiv d\sigma(P_1, -P_2) = (1 + P_1 P_2) d\sigma_1 + (1 - P_1 P_2) d\sigma_2 - (P_2 + P_1) d\sigma_p, \\
 d\sigma_{-+} &\equiv d\sigma(-P_1, P_2) = (1 + P_1 P_2) d\sigma_1 + (1 - P_1 P_2) d\sigma_2 + (P_2 + P_1) d\sigma_p.
 \end{aligned} \tag{7}$$

Чтобы выделить из измеряемых поляризованных сечений величины $d\sigma_1$, $d\sigma_2$ и $d\sigma_p$, несущие информацию о параметрах четырехфермионных взаимодействий, необходимо обратить систему уравнений (7). Соответствующее решение запишем в виде:

$$\begin{aligned}
 d\sigma_1 &= \frac{1}{8} \left[\left(1 - \frac{1}{P_1 P_2} \right) (d\sigma_{++} + d\sigma_{--}) + \left(1 + \frac{1}{P_1 P_2} \right) (d\sigma_{+-} + d\sigma_{-+}) \right], \\
 d\sigma_2 &= \frac{1}{8} \left[\left(1 + \frac{1}{P_1 P_2} \right) (d\sigma_{++} + d\sigma_{--}) + \left(1 - \frac{1}{P_1 P_2} \right) (d\sigma_{+-} + d\sigma_{-+}) \right], \\
 d\sigma_p &= -\frac{1}{2(P_1 + P_2)} (d\sigma_{+-} - d\sigma_{-+}) = \frac{1}{2(P_2 - P_1)} (d\sigma_{++} - d\sigma_{--}).
 \end{aligned} \tag{8}$$

Отметим, что уравнения, содержащиеся в (7), не являются линейно независимыми, поэтому для получения решений (8) необходимо выполнение не только требования $P_1 \neq 0$ и $P_2 \neq 0$, но также и $P_1 \neq \pm P_2$. Из формул (5) и (6) легко видеть, что σ_2 зависит только от одного параметра (ε_{LR}), σ_p – от двух параметров (ε_{RR} и ε_{LL}) и, наконец, σ_1 зависит от всех трех параметров. Поэтому для получения модельно-независимых ограничений на параметры электронных контактных взаимодействий требуется иметь информацию о всех поляризационных наблюдаемых (8). В этой связи роль продольной поляризации в модельно-независимом анализе контактных взаимодействий становится более очевидной. В частности, из формул (4)-(6) легко видеть, что в неполяризованном случае $P_1 = P_2 = 0$, дифференциальное сечение выражается через $d\sigma_1$ и $d\sigma_2$, в которых интерференционные члены контактных взаимодействий, пропорциональные ε_{LR} и содержащиеся в выражениях A_0 и A_- , имеют противоположные знаки. Такая структура сечения приводит к частичному сокращению эффектов, индуцируемых контактными взаимодействиями при $-t \rightarrow s$, и, следовательно, к потере чувствительности к ним в неполяризованном случае. Следовательно, экспериментальная информация о параметре ε_{LR} будет более точной, если экстрагировать ее из $d\sigma_2$ посредством измерения поляризационных сечений (8). Зависимость сечения от параметров контактных взаимодействий ε_{LL} и ε_{RR} реализуется через зависимость последнего от функции $A_+(s, t)$. При этом в линейном приближении по этим константам их вклад в сечение можно записать в виде $\sigma(SM + CI) - \sigma(SM) \propto \varepsilon_{LL} + \varepsilon_{RR}$, при получении которого было учтено приближенное равенство $g_L^2 \approx g_R^2$. Поэтому неполяризованное сечение не дает ограничений на контактные взаимодействия, а только корреляцию вида $|\varepsilon_{LL} + \varepsilon_{RR}| < const$.

В количественном анализе при оценке ограничений на Λ_{ij} нами приняты следующие значения для поляризации начальных пучков: $P_1 = 0,8$ и $P_2 = 0,6$. Что касается эффективности регистрации конечных e^+e^- - пар, то она принята на уровне $\varepsilon = 90\%$ в

соответствии с величиной, достигнутой на LEP2. Кроме того, планируемые характеристики коллайдера и детектора соответствуют следующим значениям энергии и полного интервала угла рассеяния: $\sqrt{s} = 0,5$ ТэВ, $|\cos \theta| \leq 0,9$. При расчете угловых распределений мы делим полный интервал изменения угла рассеяния на девять эквидистантных бинов с шириной $\Delta z = 0,2$ ($z \equiv \cos(\theta)$).

Далее определим число событий в каждом бине для четырех возможных комбинаций поляризаций:

$$N_{++}, N_{--}, N_{+-}, N_{-+}. \quad (9)$$

Именно эти величины непосредственно измеряются на эксперименте:

$$N_{\alpha\beta}^{bin} = \frac{1}{4} L_{int} \varepsilon \int_{bin} (d\sigma_{\alpha\beta} / dz) dz, \quad (10)$$

где $\alpha\beta = ++, +-, -+, --$.

В формуле (10) через L_{int} мы обозначили интегральную светимость $L_{int} = \int L dt$, накопленную за год. Кроме того, при выполнении последующего количественного анализа мы предполагаем, что годовая интегральная светимость распределяется в равных долях для каждой из четырех комбинаций поляризаций электронного и позитронного пучков, определяемых формулами (7).

На рис. 1 изображены угловые распределения числа событий по бинам N_{++}^{bin} и N_{+-}^{bin} в СМ, имеющие вид гистограмм, при энергии $\sqrt{s} = 500$ ГэВ и интегральной светимости $L_{int} = 50$ фбн⁻¹. Здесь сечения рассеяния рассчитывались в эффективном борновском приближении. На рис. 1

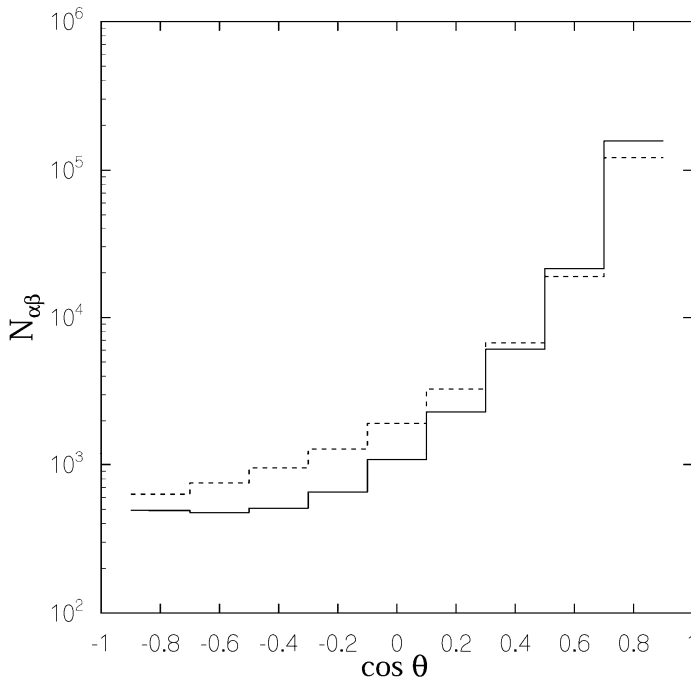


Рис. 1. Распределение числа событий по бинам N_{+-}^{bin} (сплошная линия) и N_{++}^{bin} (штриховая линия) в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ в СМ при энергии $\sqrt{s} = 500$ ГэВ и светимости $L_{int} = 50$ фбн⁻¹.

наблюдается характерный пик в сечении при рассеянии вперед из-за фотонного полюса в t -канале. Он открывает возможность для накопления большой статистики событий в кинематической области при $t \rightarrow 0$. Угловые распределения числа событий для других поляризационных конфигураций (7) являются аналогичными приведенным здесь и поэтому не представлены на рис. 1.

Относительное отклонение сечений σ_1, σ_2 и σ_p от их поведений, предсказываемых СМ, из-за влияния контактных взаимодействий можно представить в виде:

$$\Delta_O = \frac{O(SM + CI) - O(SM)}{O(SM)}, \quad (11)$$

где $O = \sigma_1, \sigma_2, \sigma_p$. На рис. 2 и рис. 3 представлены угловые распределения относительных отклонений для наблюдаемых (8) при заданных светимости и параметре

Λ_{ij} , как указано в подписях к рисункам. Относительные отклонения в формуле (11) нормируются на сечения рассеяния, вычисленные в СМ, по аналогии с тем, как это было сделано при оценке числа событий в отдельных бинах, изображенных на рис. 1. Далее, для оценки чувствительности наблюдаемых величин необходимо сравнить относительные отклонения с ожидаемыми статистическими погрешностями. Это сравнение выполнено на рис. 2 и рис. 3, где статистические погрешности представлены в виде вертикальных линий. На рис. 2 видно, что сечение $d\sigma_1$ имеет максимальную чувствительность к контактным взаимодействиям в кинематической области, определяемой рассеянием конечных электронов в переднюю полусферу. В этой области отношение отклонения наблюдаемой к величине статистической погрешности существенно возрастает. Кроме того, по рис. 2 можно заключить, что при заданных значениях энергии \sqrt{s} и светимости L_{int} чувствительность наблюдаемых к параметру Λ_{ij} будет значительно превосходить масштаб 30 ТэВ. В отличие от $d\sigma_1$, чувствительность $d\sigma_2$ к параметру ε_{LR} практически не зависит от выбора кинематической области, определяемой $\cos\theta$. Другими словами, отклонение наблюдаемой $d\sigma_2$, выраженное в единицах статистической погрешности, остается постоянным и не зависящим от $\cos\theta$. Это свойство наблюдаемой позволяет получить высокую чувствительность к контактным взаимодействиям, как это показано на рис. 3. Соответствующие нижние границы на параметр Λ_{LR} будут очевидно превосходить величину 50 ТэВ.

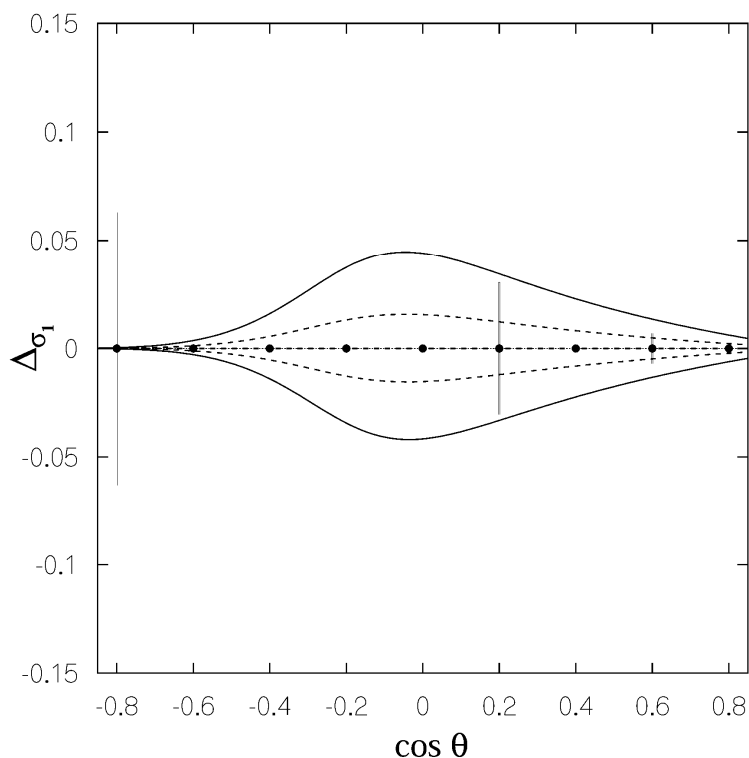


Рис. 2. Угловое распределение относительного отклонения $\Delta\sigma_1$ при $\Lambda_{RR} = 30$ ТэВ (сплошная линия) и 50 TeV (штриховая линия). Кривые, расположенные выше (ниже) оси ординат, соответствуют деструктивной (конструктивной) интерференции контактных взаимодействий с амплитудами СМ. Вертикальные линии обозначают ожидаемую статистическую погрешность при $L_{\text{int}} = 50$ фбн⁻¹.

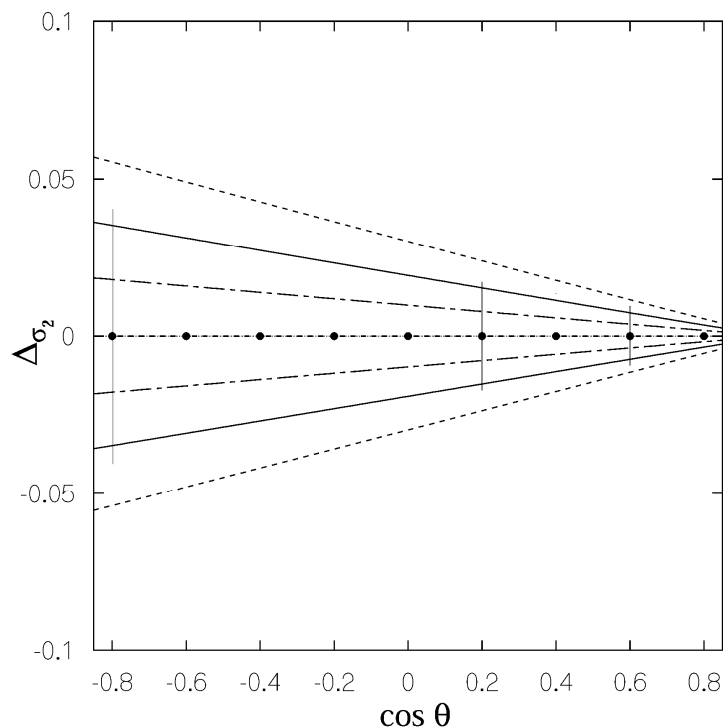


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для $\Delta\sigma_2$ при $\Lambda_{LR} = 40$ ТэВ (штриховая линия), 50 ТэВ (сплошная линия), 70 ТэВ (штрихпунктирная линия)

3. Ограничения на $eeee$ – контактные взаимодействия

При оценке потенциальных возможностей линейных e^+e^- - коллайдеров по поиску эффектов нестандартной физики, таких, например, как контактных взаимодействий, важная роль отводится разработке методики обработки и анализа экспериментальных данных. Она во многом зависит от специфических условий и факторов, связанных с деталями проведения эксперимента, а также от физических и технических характеристик ускорительных установок и детекторов. Однако даже без этой экспериментальной информации можно сделать предварительную оценку чувствительности наблюдаемых процесса (3) к параметрам четырехфермионных контактных взаимодействий. Одна из стандартных методик расчетов такого рода основана на анализе функций χ^2 , характеризующих проявление взаимодействия «нового» (нестандартного) типа [10]. Для процесса Баба функция χ^2 строится из углового распределения сечений. Для поляризационных дифференциальных сечений функция χ^2 выражается через сумму квадратов относительных отклонений, выраженных в единицах экспериментальной погрешности и взятых по девяти угловым бинам:

$$\chi^2(\mathcal{O}) = \sum \left(\frac{\Delta\mathcal{O}^{bin}}{\delta\mathcal{O}^{bin}} \right)^2, \quad (12)$$

где $\mathcal{O} = \sigma_1, \sigma_2, \sigma_P$ и $\sigma^{bin} \equiv \int_{bin} (d\sigma / \sigma z) dz$. В формуле (12) через $\Delta\mathcal{O}$ обозначено отклонение наблюдаемой от ее поведения в СМ, $\Delta\mathcal{O} = \mathcal{O}(SM + CI) - \mathcal{O}(SM)$, которое может быть легко выражено через константы контактных взаимодействий при учете формул (6). Кроме того, здесь через $\delta\mathcal{O}$ обозначена экспериментальная погрешность измерений, которая содержит статистический и систематический вклады.

При выполнении количественного анализа и, в частности, для вычисления поляризованных сечений рассеяния мы используем программу TOPAZ0 [11, 12]. Данная программа была специально адаптирована для анализа четырехфермионных контактных взаимодействий, при этом исходные параметры выбраны в виде $m_{top} = 175$ ГэВ и $M_H = 120$ ГэВ. Кроме того, для усиления сигнала от четырехфермионных контактных взаимодействий необходимо было выделить «нерadiационные» события, что осуществлялось путем наложения ограничений на кинематическую переменную, называемую углом аколлинearности для конечных электронов и позитронов, $\theta_{acol} < 10^0$.

При оценке погрешности $\delta\mathcal{O}$ мы варьировали величину интегральной светимости в интервале от 50 до 500 фбн⁻¹ для выявления относительной роли статистической составляющей в ней. Что касается систематической погрешности, то мы предполагаем, что она возникает за счет имеющихся неопределенностей в измерении светимости, $\delta L_{int}/L_{int} = 0,5\%$, эффективности регистрации конечной электрон-позитронной пары, $\delta\varepsilon/\varepsilon = 0,5\%$, и, наконец, степени продольной электронной и позитронной поляризаций, $\delta P_1/P_1 = \delta P_2/P_2 = 0,5\%$.

В наиболее простом случае, реализуемом в наблюдаемой σ_2 , из-за ее однопараметрической зависимости от ε_{LR} соответствующее отклонение от СМ при $\sqrt{s} \ll \Lambda_{LR}$ определяется преимущественно интерференционным членом и может быть выражено в виде:

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_2^{bin} &\equiv \sigma_2^{bin}(SM + CI) - \sigma_2^{bin}(SM) \cong \\ &\cong 2\pi\alpha s \varepsilon_{LR} \int_{bin} \frac{d \cos \theta}{t} (1 + g_R g_L \chi_Z(t)). \end{aligned} \quad (13)$$

Погрешность для сечения σ_2 выражается в соответствии с выражением (8) через погрешности непосредственно измеряемых наблюдаемых σ_{++} , σ_{--} , σ_{+-} и σ_{-+} :

$$\begin{aligned} (\delta\sigma_2)^2 &= \frac{1}{8^2} \left[\left(1 + \frac{1}{P_1 P_2} \right)^2 ((\delta\sigma_{++})^2 + (\delta\sigma_{--})^2) + \left(1 - \frac{1}{P_1 P_2} \right)^2 ((\delta\sigma_{+-})^2 + (\delta\sigma_{-+})^2) \right] + \\ &+ \left(\frac{\sigma_{++} + \sigma_{--} - \sigma_{+-} - \sigma_{-+}}{8P_1 P_2} \right)^2 \left[\left(\frac{\delta P_1}{P_1} \right)^2 + \left(\frac{\delta P_2}{P_2} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (14)$$

$$\left(\frac{\delta\sigma_{\alpha\beta}}{\sigma_{\alpha\beta}} \right) = \frac{1}{N_{\alpha\beta}} + \left(\frac{\delta L_{int}}{L_{int}} \right)^2 + \left(\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon} \right)^2. \quad (15)$$

Аналогичные выражения для погрешностей имеют место для сечений σ_1 и σ_p .

При получении ограничений на параметры четырехфермионных контактных взаимодействий мы исходим из предположения о том, что результаты (будущих) экспериментов по измерению процесса (3) согласуются с предсказаниями СМ в пределах ожидаемой точности измерений. В этом случае требование, налагаемое на функцию (12) и выраженное в виде неравенства

$$\chi^2 < \chi_{C.L.}^2, \quad (16)$$

позволяет определить разрешенную область параметров четырехфермионных контактных взаимодействий. Здесь $\chi_{C.L.}^2$ есть число, определяемое задаваемым уровнем достоверности ($C.L.$). Мы выбираем $\chi_{C.L.}^2 = 3,84$ и $5,99$ для заданного 95-процентного уровня достоверности и при одно- и двухпараметрическом фите, соответственно [10].

Количественный анализ начнем с наиболее простого случая, когда наблюдаемая зависит только от одного параметра. Такой наблюдаемой является сечение σ_2 , для которого в соответствии с формулой (13) $\Delta\sigma_2 = \Delta\sigma_2(\varepsilon_{LR})$. Таким образом, ограничения на параметр ε_{LR} получаются из однопараметрического фита. С практической точки зрения для получения модельнонезависимых ограничений на параметр ε_{LR} необходимо решить неравенство (16). На рис. 4 представлены соответствующие ограничения на масштабный параметр Λ_{LR} для исходных значений интегральной светимости L_{int} , меняющихся в интервале $50 - 500$ фбн⁻¹. Как и ожидалось, наилучшие ограничения на параметр Λ_{LR} получаются при максимально допустимых значениях светимости. Полученные ограничения на Λ_{LR} превосходят энергию линейного коллайдера в 110-170 раз. Еще раз отметим, что такая высокая светимость наблюдаемой σ_2 обусловлена, в первую очередь, равнозначным вкладом в функцию χ^2 от всех бинов, делящих эквидистантно всю кинематическую область изменения $\cos\theta$ (см. рис. 3).

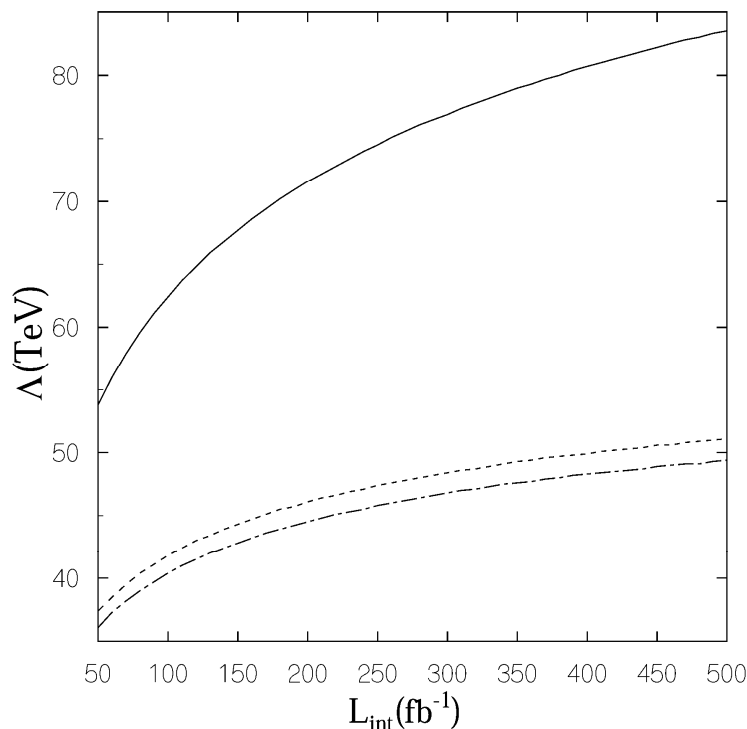


Рис. 4. Модельно-независимые ограничения (уровень достоверности 95 %) на масштабные параметры Λ_{LR} (сплошная линия), Λ_{LL} (пунктирная линия) и Λ_{RR} (штрихпунктирная линия), полученные из процесса (3) при $E_{c.m.} = 0,5$ ТэВ, $|P^-| = 0,8$ и $|P^+| = 0,6$

Перейдем к анализу поляризационного сечения σ_p . Оно одновременно зависит от двух параметров: ε_{RR} и ε_{LL} . Из формул для сечений (4) и (5) видно, что в линейном приближении по параметрам ε_{RR} и ε_{LL} , а также с учетом соотношения $|g_L| \approx |g_R|$ в СМ, отклонение сечения σ_p от поведения, предсказываемого СМ, можно представить в виде

$$\Delta\sigma_p \propto (\varepsilon_{LL} - \varepsilon_{RR}). \quad (17)$$

Это линейное приближение вполне адекватно описывает зависимость наблюдаемой от параметров контактных взаимодействий. На рис. 5 изображена разрешенная область на плоскости $(\varepsilon_{RR}, \varepsilon_{LL})$, полученная в общем случае из двухпараметрического фита сечения σ_p с учетом линейных и квадратичных членов по параметрам контактных взаимодействий. Именно благодаря тому, что основной вклад в $\Delta\sigma_p$ определяется линейным вкладом по $(\varepsilon_{RR}, \varepsilon_{LL})$, разрешенная область на плоскости параметров имеет вид прямой полосы, проходящей через первый и третий квадранты. По сути, с помощью σ_p можно получить лишь корреляцию между параметрами ε_{LL} и ε_{RR} , а не разрешенную замкнутую область, лежащую в окрестности нуля $\varepsilon_{LL} = \varepsilon_{RR} = 0$. Чтобы получить замкнутую область, необходимо дополнительно включить в анализ наблюдаемую σ_1 . Эта наблюдаемая зависит от всех трех параметров ε_{RR} , ε_{LL} и ε_{LR} , как это видно из выражений (4) и (5). Причем по аналогии с формулой (17) зависимость от первых двух параметров в линейном приближении по этим параметрам можно представить как

$$\Delta\sigma_1 \propto (\varepsilon_{RR} + \varepsilon_{LL}). \quad (18)$$

Таким образом, из наблюдаемой σ_1 получаем корреляцию между параметрами (18), которая совместно с зависимостью (17) позволит в значительной степени ограничить разрешенную область на плоскости $(\varepsilon_{RR}, \varepsilon_{LL})$ и локализовать ее в окрестности нуля $\varepsilon_{LL} = \varepsilon_{RR} = 0$. С практической точки зрения, для получения этой области необходимо выполнить совместный двухпараметрический фит наблюдаемых σ_1 и σ_2 . Соответствующая функция χ^2 имеет вид

$$\chi^2 = \chi^2(\sigma_1) + \chi^2(\sigma_2). \quad (19)$$

Что касается зависимости σ_1 от третьего параметра ε_{LR} , то при выполнении процедуры фитирования мы учитывали, что область изменения данного параметра существенно ограничена значениями, полученными из однопараметрического фита σ_2 . Результат совместного фита наблюдаемых σ_1 и σ_2 представлен на рис. 5 в виде заштрихованного эллипса, охватывающего точку $\varepsilon_{ij} = 0$ ($i = L, R$). На рис. 6 изображен этот же эллипс, представляющий собой модельнонезависимые ограничения на параметры ε_{RR} и ε_{LL} , для двух значений интегральной светимости линейного e^+e^- -коллайдера, $L_{int} = 50 \text{ фбн}^{-1}$ и 500 фбн^{-1} . Ограничения на параметры ε_{LL} и ε_{RR} просто преобразовать в соответствующие предельные значения для масштабных параметров Λ_{LL} и Λ_{RR} (см. рис. 4). Как и ожидалось ранее, чувствительность наблюдаемых σ_1 и σ_p к Λ_{RR} и Λ_{LL} значительно ниже чувствительности σ_1 к Λ_{LR} .

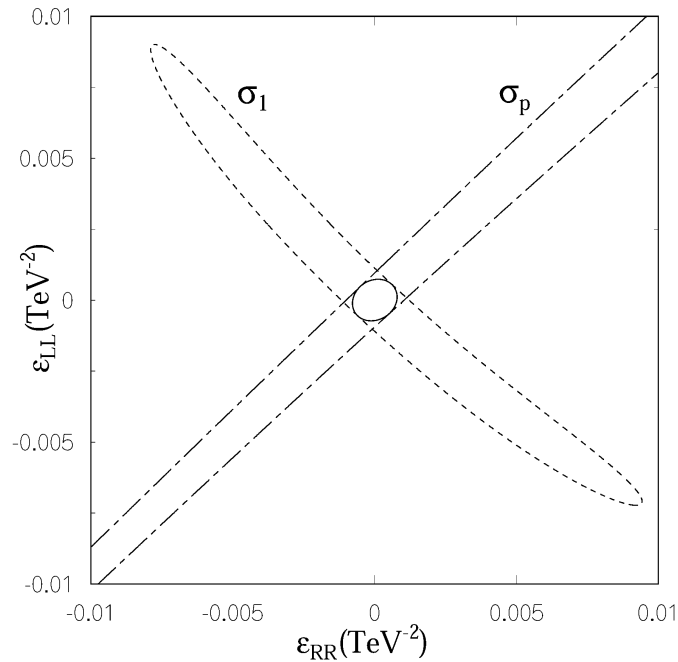


Рис. 5. Разрешенные области (уровень достоверности 95 %) на плоскости параметров $(\epsilon_{RR}, \epsilon_{LL})$, полученные из σ_1 и σ_p при $\sqrt{s} = 500$ ГэВ и $L_{int} = 50$ фбн⁻¹.

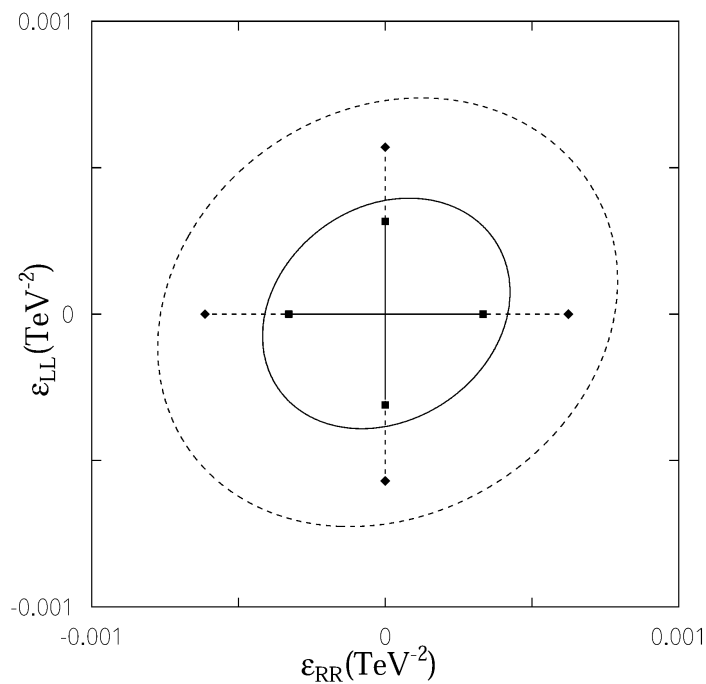


Рис. 6. Комбинированные разрешенные области (уровень достоверности 95 %), полученные из σ_1 и σ_p при $\sqrt{s} = 500$ ГэВ и $L_{int} = 50$ фбн⁻¹ (внешний эллипс) и $L_{int} = 500$ фбн⁻¹ (внутренний эллипс)

Для сравнения на рис. 6 представлены также модельнозависимые ограничения на параметры ϵ_{LL} и ϵ_{RR} для моделей типа LL и RR (см. табл. 1). Они изображены в виде вертикальных и горизонтальных отрезков, начало и конец которых определяют ми-

нимальное и максимальное предельные значения параметров. Данные ограничения получены путем варьирования только одной переменной (параметра) при нулевых значениях остальных. Иными словами, модельно зависимые ограничения получают-ся из однопараметрического фита. Как видно из рис. 6 модельно-зависимые ограни-чения являются более строгими по сравнению с модельно-независимыми. Это связа-но в первую очередь с тем, что для однопараметрического фита мы выбирали $\chi^2_{C.L.} = 3,84$ (уровень достоверности 95 %). Кроме того, здесь очевидно отсутствует корреляция между параметрами ε_{ij} , которая, безусловно, влияет на количественный результат.

Следует еще раз оттенить ту роль, которую играет поляризация при выполнении модельно независимого анализа контактных взаимодействий в процессе (3). Неполяризованное сечение зависит от всех трех параметров контактных взаимодействий ε_{LL} , ε_{RR} и ε_{LR} . Ясно, что при фиксированной энергии и в отсутствие поляризации отсутствует возможность разделить сигналы, индуцируемые различными контакт-ными взаимодействиями. В лучшем случае удастся получить «корреляционные» об-ласти на плоскости параметров. Действительно, из формул (4) – (6) видно, что для неполяризованных электрон-позитронных пучков, $P^- = P^+ = 0$ сечение $d\sigma^{unp} = d\sigma_1 + d\sigma_2$. Таким образом, зависимость сечения $d\sigma^{unp}$ от параметров ε_{LL} и ε_{RR} определяется соответствующей зависимостью сечения $d\sigma_1$. Поэтому неполяри-зованное сечение дает лишь корреляцию между параметрами ε_{LL} и ε_{RR} , аналогич-ную той, которая имела место в наблюдаемой $d\sigma_1$ при наличии поляризации (рис. 5). Что касается параметра ε_{LR} , то его можно экстрагировать путем выделения сече-ния $d\sigma_2$, которое зависит лишь от этого параметра. Вместе с тем, из формулы (7) видно, что без электронной и позитронной поляризации выделение $d\sigma_2$ из непо-средственно измеряемых на эксперименте сечений $d\sigma_{\alpha\beta}$ невозможно. Таким обра-зом, только в поляризационных экспериментах можно выполнить модельно-независимый анализ контактных взаимодействий в процессе (3) и получить соответ-ствующие ограничения на их параметры.

Поучительно сравнить потенциальные возможности в обнаружении эффектов контактных взаимодействий в лептонных процессах $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Модельно-независимый анализ контактных взаимодействий для последнего из них был недавно выполнен в работах [8, 9]. В табл. 2 приведены соответствующие огра-ничения на параметры Λ_{ij} , полученные из процессов упругой и квазиупругой анни-гиляций. Отметим, что чувствительности процессов к параметрам Λ_{RR} и Λ_{LL} срав-нимы по величине, в то время как для масштабного параметра с недиагональной комбинацией спиральных индексов Λ_{LR} , процесс Баба обладает значительно более высокой чувствительностью. Эта особенность процесса Баба может быть эффектив-но использована в исследовании суперсимметричного нейтрино (снейтрино), суще-ствование которого предсказывают суперсимметрические теории с нарушенной R-четностью [13, 14]. В этом случае виртуальный обмен снейтрино дает дополнитель-ный (к СМ) вклад в амплитуды с недиагональными киральными индексами. Поэтому ограничения, полученные на масштабный параметр Λ_{LR} , могут быть использованы для оценки параметров снейтрино (массы $m_{\bar{\nu}}$ и юкавовской константы λ). Опуская несущественные детали вычислений, легко получить ограничения на отношение па-

раметров нейтрино $m_{\bar{\nu}}/\lambda \approx \Lambda_{LR}/8\pi \cong 11-17$ ТэВ при $L_{\text{int}} = 50$ фбн⁻¹ и 500 фбн⁻¹, соответственно.

В заключение авторы выражают благодарность доценту А.А. Бабичу и профессору Н. Паверу за плодотворные дискуссии и полезные замечания.

Таблица 2

Модельно-независимые ограничения на Λ_{ij} (уровень достоверности 95 %), полученные из процесса упругой и квазиупругой аннигиляций $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ при $E_{c.m.} = 0,5$ ТэВ, $L_{\text{int}} = 50$ фбн⁻¹, $|P^-| = 0,8$ и $|P^+| = 0,6$.

Процесс	L_{int} фбн ⁻¹	Λ_{LL} ТэВ	Λ_{RR} ТэВ	Λ_{LR} ТэВ	Λ_{RL} ТэВ
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	50	35	35	31	31
	500	47	49	51	52
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	50	38	36	54	
	500	51	49	84	

Литература

1. E.J. Eichten, K.D.Lane, M.E. and Peskin, Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 811.
2. A.A. Babich, A.A. Pankov, and N. Paver, Phys. Lett. B 452 (1999) 355.
3. J. Kalinowski, R. Rückl, H. Spiesberger, and P. Zerwas, Phys. Lett. B 406 (1997) 314.
4. T.G. Rizzo, Preprint SLAC-PUB-7982 (1998).
5. H. Kroha, Phys. Rev. D 46 (1992) 58.
6. A.F. Zarnecki, Eur. Phys. J. C 11(1999)359 [hep-ph/9904334].
7. A.F. Zarnecki, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 79 (1999) 158 [hep-ph/9905565].
8. A.A. Pankov and N. Paver, Phys. Lett. B 432 (1998) 159.
9. A.A. Babich, P. Osland, A.A. Pankov, and N. Paver, Phys. Lett. B476 (2000) 95; B 481 (2000) 263.
10. D.E. Groom et al., (Review of Particle Physics, Particle Data Group), Eur. Phys. J. C 15 (2000) 191.
11. G. Montagna, F. Piccinini, O. Nicrosini, G. Passarino and R. Pittau, Nucl. Phys. B 401 (1993) 3.
12. G. Montagna, O. Nicrosini, F. Piccinini and G. Passarino, Comput. Phys. Commun. 76 (1993) 328; Comput. Phys. Commun. 117 (1999) 278.
13. T.G. Rizzo, Phys. Rev. D 59 (1999) 113004.
14. J. Kalinowski, R. Rückl, H. Spiesberger and P.M. Zerwas, Phys. Lett. B 406 (1997) 314.

Получено 20.05.2002 г.