

**МОДЕЛЬНО-НЕЗАВИСИМЫЙ АНАЛИЗ  
ЧЕТЫРЁХФЕРМИОННЫХ КОНТАКТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
НА  $e^+e^-$  И  $e^-e^-$ -КОЛЛАЙДЕРАХ**

**А.В. Цитринов**

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

Научный руководитель А.А. Панков

В данной работе выполнен модельно-независимый анализ четырёхфермионных контактных взаимодействий в процессах  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  и  $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$  на будущих линейных электрон-позитронных коллайдерах с продольно поляризованными начальными пучками.

Лагранжиан контактных взаимодействий представляет собой эффективный инструмент для объяснения феноменологических эффектов новой физики, которые характеризуются высокоэнергетическими массовыми параметрами  $\Lambda$ . При энергии много меньшей параметра  $\Lambda$  (которая будет достигнута на новых коллайдерах) эффекты новой физики могут наблюдаться в виде отклонений наблюдаемых от предсказаний Стандартной Модели (СМ). В этом подходе эффективный лагранжиан строится из полей материи, имеющих место в СМ, и 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  $1/\Lambda^n$ . Для процесса Баба (1):

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \quad (1)$$

а так же и для процесса Мёллера (2):

$$e^-e^- \rightarrow e^-e^-, \quad (2)$$

то есть для случая фермионных токов, сохраняющих спиральность и диагональных по аромату, общий вид четырёхфермионного контактного  $eeff$ -взаимодействия, можно записать в виде:

$$L_{Cl} = \frac{1}{1+\delta_{ef}} \sum g_{eff}^2 \epsilon_{ij} (\bar{e}_i \gamma_\mu e_i) (\bar{f}_j \gamma^\mu f_j). \quad (3)$$

В этом выражении использованы следующие обозначения:  $i, j = L, R$  соответствуют фермионам левой и правой спиральности, индекс  $f$  обозначает тип фермиона, так что  $\delta_{ef}$  равно единице при  $f = e$ , и если мы примем  $\delta_{ef}$  равным нулю, то получим лагранжиан, соответствующий процессу (4).

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-. \quad (4)$$

Для четырёхфермионных констант связи в лагранжиане (3) принята следующая параметризация:  $\delta_{ij} = \eta_{ij}/(\Lambda_{ij})^2$ . Здесь 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  $(s)^{1/2} = \Lambda_{ij}$ . Величина  $\eta_{ij}$  принимает значения  $|\eta_{ij}| = 1$  или  $\eta_{ij} = 0$ , оставляя при этом за масштабным параметром  $\Lambda_{ij}$  роль свободной независимой переменной.

Из формулы (3) для лагранжиана контактных взаимодействий следует, что для процесса Баба (1) и для процесса Мёллера (2) всего имеется три возможных типа взаимодействий, соответствующих полному числу независимых моделей. Оно определяется полным числом спиральных комбинаций  $ij = LL, RR, LR = RL$ . А для процесса (4)  $LR \neq RL$ , и поэтому для его имеются четыре независимые спиральные комбинации.

Дифференциальные сечения рассеяния процессов (1), (2), (4) для продольно-поляризованных пучков можно представить в виде:

$$\frac{d\sigma(P^-, P^+)}{d \cos \theta} = \frac{(1+P^-)(1-P^+)}{4} \frac{d\sigma_R}{d \cos \theta} + \frac{(1-P^-)(1+P^+)}{4} \frac{d\sigma_L}{d \cos \theta} + \frac{1+P^-P^+}{2} \frac{d\sigma_{LR,t}}{d \cos \theta}. \quad (5)$$

Здесь используются следующие обозначения:  $P^-$  и  $P^+$  – это продольные поляризации электронного и позитронного пучков, соответственно;  $\theta$  – угол вылета конечного электрона по отношению к направлению начального электронного пучка в системе центра масс электрон-позитронной пары. Кроме того, дифференциальные сечения, входящие в выражение (5), имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_L}{d \cos \theta} &= \frac{d\sigma_{LL}}{d \cos \theta} + \frac{d\sigma_{LR,s}}{d \cos \theta}, \\ \frac{d\sigma_R}{d \cos \theta} &= \frac{d\sigma_{RR}}{d \cos \theta} + \frac{d\sigma_{RL,s}}{d \cos \theta}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{LL}}{d \cos \theta} &= \frac{2\pi\alpha^2}{s} |A_{LL}|^2, \quad \frac{d\sigma_{RR}}{d \cos \theta} = \frac{2\pi\alpha^2}{s} |A_{RR}|^2, \\ \frac{d\sigma_{LR,t}}{d \cos \theta} &= \frac{2\pi\alpha^2}{s} |A_{LR,t}|^2, \quad \frac{d\sigma_{LR,s}}{d \cos \theta} = \frac{d\sigma_{RL,s}}{d \cos \theta} = \frac{2\pi\alpha^2}{s} |A_{LR,s}|^2 \end{aligned} \quad (7)$$

и

$$\begin{aligned} A_{RR} &= \frac{u}{s} \left[ 1 + \frac{s}{t} + g_R^2 (X_Z(s) + \frac{s}{t} X_Z(t)) + 2 \frac{s}{\alpha} \varepsilon_{RR} \right], \\ A_{LL} &= \frac{u}{s} \left[ 1 + \frac{s}{t} + g_L^2 (X_Z(s) + \frac{s}{t} X_Z(t)) + 2 \frac{s}{\alpha} \varepsilon_{LL} \right], \\ A_{LR,s} &= \frac{t}{s} \left[ 1 + g_R g_L X_Z(s) + \frac{s}{\alpha} \varepsilon_{LR} \right], \\ A_{LR,t} &= \frac{s}{t} \left[ 1 + g_R g_L X_Z(t) + \frac{t}{\alpha} \varepsilon_{LR} \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\alpha$  постоянная тонкой структуры,  $t = -s(1 - \cos\theta)/2$ ,  $X_Z(s) = s/(s-M_Z^2+i^*M_Z^*\Gamma_Z)$  и  $X_Z(t) = t/(t-M_Z^2)$  представляют собой пропагаторы нейтрального калибровочного Z-бозона в s и t каналах, соответственно, а  $\Gamma_Z$  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 CM:  $g_R = tg\theta_w$ ,  $g_L = -ctg2\theta_w$ , где  $\theta_w$  – угол Вайнберга.

В количественном анализе при оценке ограничений на  $A_{ij}$  приняты следующие значения для поляризации начальных пучков:  $|P^-| = 0.8$  и  $|P^+| = 0.6$ . Эффективность регистрации равна 95 %. Планируемые характеристики коллайдера и детектора соответствуют следующим значениям энергии и полного интервала угла рассеяния:

$(s)^{1/2} = 1$  ТэВ,  $|\cos\theta| \leq 0.9$ . При расчете угловых распределений мы делим полный интервал изменения угла рассеяния на девять эквидистантных бинов с шириной  $\Delta\cos\theta = 0.2$ . Интегральная светимость варьируется от 50 до 500  $\text{fb}^{-1}$ .

Методика расчетов основана на анализе функций  $X^2$ , характеризующих проявление контактных взаимодействий. Функция  $X^2$  строится из угловых распределений сечений. Для поляризационных дифференциальных сечений функция  $X^2$  выражается через сумму квадратов отклонений от их поведения в СМ, выраженных в единицах экспериментальной погрешности и взятых по девяти угловым бином. При получении ограничений на параметры четырехфермионных контактных взаимодействий мы исходим из предположения о том, что результаты (будущих) экспериментов согласуются с предсказаниями СМ в пределах ожидаемой точности измерений. В этом случае требование, налагаемое на функцию  $X^2$  и выраженное в виде неравенства  $X^2 \leq X_{CL}^2$  позволяет определить разрешенную область параметров четырехфермионных контактных взаимодействий. Правая часть неравенства есть число, определяемое задаваемым уровнем достоверности ( $CL$ ). Мы выбираем 7.82 для заданного 95%-ного уровня достоверности для процессов (1), (2) при трехпараметрическом и 9.49 для процесса (4) при четырехпараметрическом фите, соответственно. Для получения модельно независимых ограничений на параметры необходимо решить это неравенство.

На рис. 1, 2 представлены графики зависимости ограничений на параметры контактных взаимодействий от интегральной светимости для процессов (1), (2) и (4), полученные при энергии 1 ТэВ и поляризации начальных пучков:  $|P^-| = 0.8$  и  $|P^+| = 0.6$ .

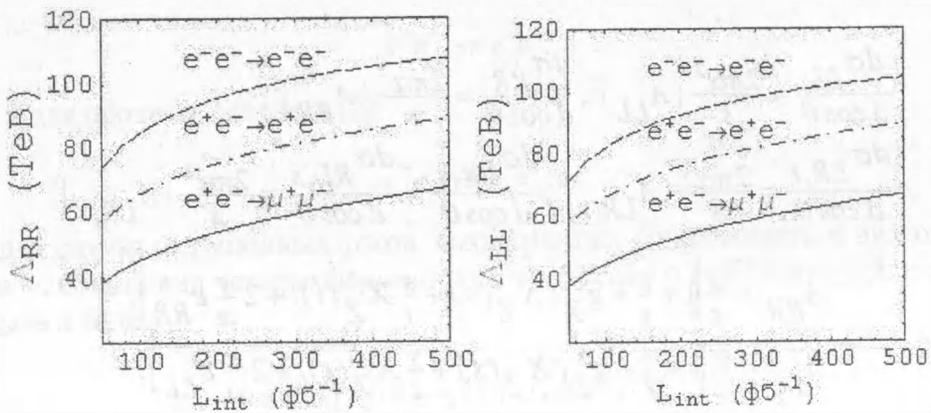


Рис. 1

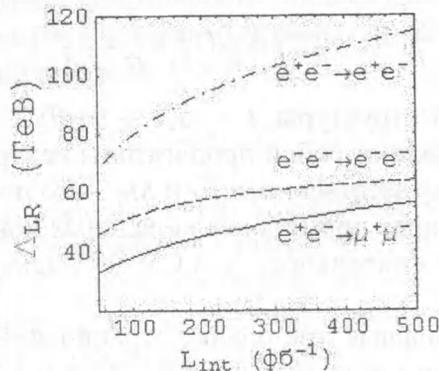


Рис. 2

Из этих графиков следует что наилучшая чувствительность достигается при максимальной интегральной светимости ускорительной установки, и что процесс Мёллера (2) имеет лучшие ограничения на параметры  $A_{RR}$  и  $A_{LL}$  чем процессы (1) и (4), а наилучшее ограничение для параметра  $A_{LR}$  наблюдается для процесса Баба (1).

#### Литература

1. E. Eichten, K. Lane and M. E. Peskin, Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 811.
2. A.A. Babich, P. Osland, A. A. Pankov and N. Paver, Phys. Lett. B 518 (2001) 128.
3. A.A. Pankov and N. Paver, Eur. Phys. J. C 29 (2003) 313.

## КОМПЛЕКС РЕГИСТРАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

К.Л. Ивинский

*Гомельский государственный университет  
имени Франциска Скорины, Республика Беларусь*

Научный руководитель В.А. Дробышевский

Данный комплекс предназначен для измерения и регистрации временных характеристик срабатывания контактов устройств регулирования переменного напряжения (РПН). Устройства регулирования напряжения являются составной частью силовых трансформаторов и предназначены для обеспечения нужного уровня напряжения для потребителя.

Чтобы лучше представить, что собой представляет энергосеть и почему нужно регулировать напряжение рассмотрим рис. 1.

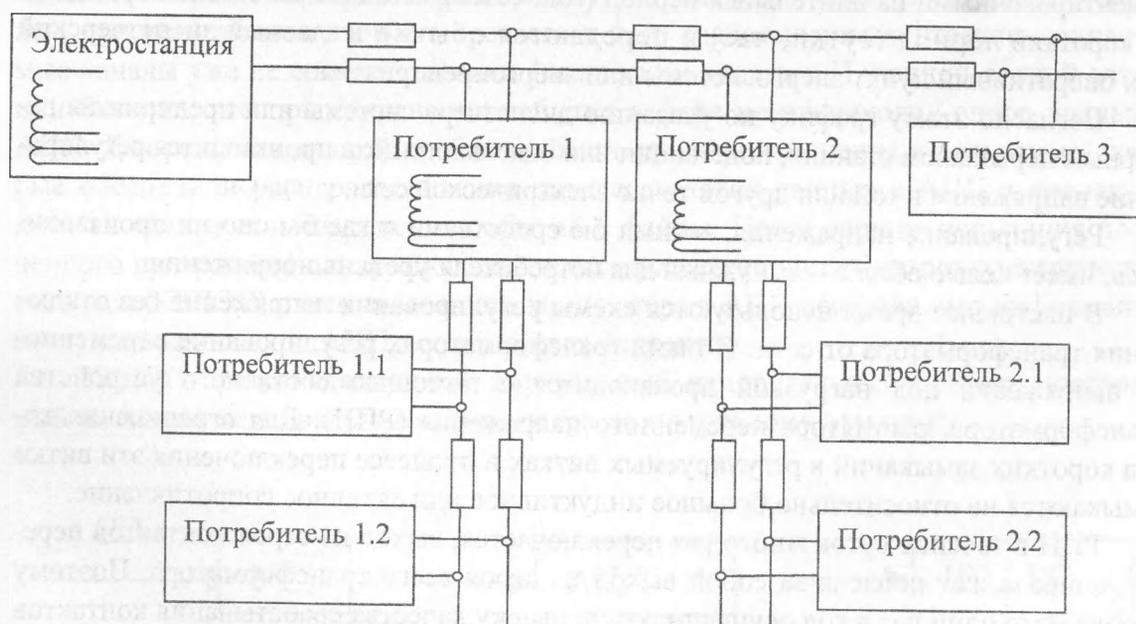


Рис. 1. Энергосеть

Потребители пользуются напряжением от 10 000 В до 500 000 В.

Когда начинает работать потребитель 2, сила тока на линии возрастает, и напряжение на клеммах потребителя соответственно падает. Для выравнивая уровня напряжения в сети используются трансформаторы, в состав которых входит регулятор пе-