

УДК 539.172

И.А. СОТСКИЙ, Т.В. ШИШКИНА

РОЖДЕНИЕ ЧЕТЫРЕХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛЕПТОНОВ В ПРОЦЕССАХ СТОЛКНОВЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ФОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

The calculation and analysis of $\gamma\gamma$ -scattering process with four charged particles in the final state are presented. The matrix elements are constructed in frame of standard theory of electroweak interaction using both the helicity amplitude method and method of precision Lorentz-invariant calculation without any approximation. Calculation is performed by Monte-Carlo method of numerical integration. The differential and total cross sections are presented at different spin states of interacting particles and kinematic cuts.

Современный этап развития физики высоких энергий позволяет создать в ближайшем десятилетии новый тип линейных ускорителей, на которых помимо $e+e-$ - и $e-e-$ -взаимодействий планируется осуществлять столкновения поляризованных $\gamma\gamma$ - и γe -пучков при энергиях, достигающих 1 ТэВ в системе центра масс (с. ц. м.) [1-3]. Такие реакции открывают новые возможности для исследования неабелевой структуры электрослабого взаимодействия, детальной проверки калибровочной части Стандартной Модели, изучения s -канального рождения хиггсовского бозона, а также поиска новых частиц, предсказанных различными теориями, например, таких как дополнительные нейтральные и заряженные калибровочные бозоны, хиггсовские бозоны, суперсимметричные

частицы или технипионы. Для успешной реализации этих экспериментов необходимо учесть следующее.

1. Поскольку W^\pm и хиггсовские бозоны распадаются внутри детектора, то их рождение может быть зафиксировано только посредством регистрации вторичных продуктов распада, например пары лептонов в конечном состоянии (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ - и $\tau^+\tau^-$ -лептонов). В силу высокой чувствительности, которая достигается в таких экспериментах, точная реконструкция каждого события возможна только при учете всех фоновых процессов, дающих вклад в конечное сечение, основными из которых являются реакции:

$$\gamma\gamma \rightarrow l^+l^- \text{ и } \gamma\gamma \rightarrow l^+l^- + \gamma, \gamma\gamma \rightarrow 2l^+2l^-. \quad (1)$$

2. Поскольку начальные высокоэнергетичные фотоны генерируются при комптоновском рассеянии лазерного луча на пучке быстрых электронов, для успешного проведения экспериментов необходимо знать энергетический спектр пучка фотонов и степень его поляризованности. Эти данные можно получить из контрольных измерений характеристик ряда калибровочных процессов, в качестве которых также выступают реакции (1).

В связи с этим расчет и анализ дифференциальных и полных сечений процесса рождения двух [4-6] и четырех заряженных лептонов при энергиях и кинематических ограничениях планируемых фотон-фотонных столкновений представляют большой экспериментальный и теоретический интерес.

Ранее в работах [7-9] уже были проанализированы процессы рождения двух лептон-антилептонных пар в $\gamma\gamma$ -столкновениях. При этом расчеты проводились с точностью, приемлемой лишь для экспериментов на низкоэнергетических пучках. Полученные значения сечений и используемые методы оказались принципиально неприменимыми при кинематических условиях планируемых исследований.

Матричные элементы подобных реакций в пределе малых полярных углов были записаны в работе [10]. Однако значения ни дифференциального, ни полного сечений не были получены, что исключило возможность численного анализа представленных выражений и оценки точности используемого авторами приближения.

Сечение процесса $\gamma\gamma \rightarrow 4l$ при различных кинематических ограничениях и энергиях взаимодействующих частиц было рассмотрено также в работе [11], где использовался алгоритм автоматического вычисления амплитуд рассеяния ALPNA. Однако современные высокоэнергетические эксперименты требуют изучения сечений при всех возможных поляризациях взаимодействующих частиц, чего данный алгоритм не позволяет.

В связи с этим задача расчета характеристик обсуждаемого процесса с точностью, соответствующей планируемым экспериментальным исследованиям, по-прежнему остается актуальной.

Матричные элементы и сечения процессов фоторождения четырех лептонов

Процесс рождения четырех лептонов в $\gamma\gamma$ -столкновениях с учетом вклада электромагнитного и нейтрального слабого токов описывается в первом порядке теории возмущения тремя топологически независимыми диаграммами Фейнмана (рис. 1). Диаграммы, описывающие обмен заряженным слабым током, не рассматриваются в связи с незначительностью их вклада в сечение $\gamma\gamma$ -рассеяния и трудностью регистрации рождающейся в этом случае пары нейтрино.

Сечение искомого процесса может быть записано в следующей форме:

$$\sigma = \frac{1}{2(k_1 k_2)} \int |M|^2 d\Gamma,$$

где M - матричный элемент процесса,

$$d\Gamma = \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3 2p_1^0} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3 2p_2^0} \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3 2p_3^0} \frac{d^3 p_4}{(2\pi)^3 2p_4^0} (2\pi)^4 \delta(k_1 + k_2 - p_1 - p_2 - p_3 - p_4) -$$

элемент фазового объема, $k_{1,2}$ — 4-импульсы начальных фотонов, $p_{1,2,3,4}$ — 4-импульсы конечных лептонов, $(k_1 k_2) = k_1^0 k_2^0 - \mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2$ - скалярное произведение 4-импульсов k_1 и k_2 .

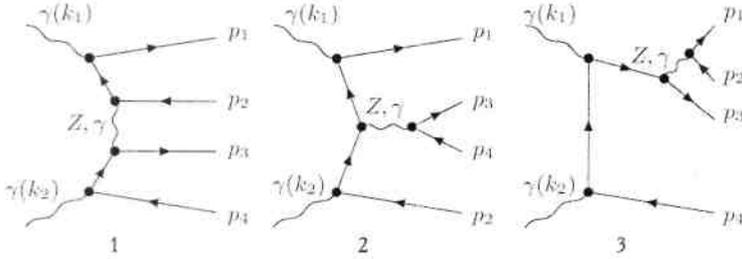


Рис. 1. Фейнмановские диаграммы процесса $\gamma\gamma \rightarrow 4l$ в борновском приближении

В данной работе расчет был выполнен методом точных лоренц-инвариантных вычислений (см., например, [12, 13]) и методом спиральных амплитуд [14-16], дающим более простые компактные выражения. Первый из названных методов позволяет получить точные ковариантные выражения сечений процессов, не прибегая к каким-либо приближениям, однако в силу громоздкости конечных формул требует больших затрат компьютерного времени для достижения необходимой точности в процессе численного интегрирования. Метод спиральных амплитуд непосредственно приводит к выражениям матричных элементов, соответствующим каждому фиксированному спиновому состоянию начальных и конечных частиц. Эти выражения не содержат биспино-ров, что значительно упрощает процесс квадрирования и численного интегрирования. Совместное использование двух методов позволяет разработать эффективную процедуру обработки экспериментальной информации и оценить погрешность, внесенную применением приближений.

Приведем явный вид матричных элементов, полученных в рамках метода спиральных амплитуд для случая электрослабого взаимодействия и описывающих фейнмановские диаграммы (1) - (3) (см. рис. 1). Здесь и далее используются следующие обозначения:

$$N_1(p_i, p_k) = [16(p_i p_k)(p_i k_1)(p_i k_1)]^{-1/2},$$

$$N_2(p_i, p_k) = [16(p_i p_k)(p_i k_2)(p_i k_2)]^{-1/2},$$

$$D_1(k_3^2) = \frac{1}{k_3^2} \text{ и } D_2(k_3^2) = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{2m_z^2}{k_3^2 - m_z^2} - \text{бозонные пропагаторы, где } k_3, - 4\text{-им-}$$

пульс виртуальной частицы, m_z - масса Z^0 -бозона, G - константа Ферми; $g_L = g_V + g_A$; $g_R = g_V - g_A$; $M(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_6)$ - матричный элемент процесса при фиксированной поляризации взаимодействующих частиц, где $\lambda_{1(2)}$ соответствует спиновым состояниям фотона с 4-импульсом $k_{1(2)}$, $\lambda_{3,4,5,6}$ - спиральности

лептона с 4-импульсом $p_{1,2,3,4}$. Явный вид всех фазовых множителей $e^{i(\Delta\phi_j)}$ в силу их громоздкости приведен в работе [17].

$$M_1(+, -, +, -, +, -, -) = \left\{ -64e^2 \left(e^2 D_1(k_3^2) + g_L^2 D_2(k_3^2) \right) N_1(p_1, p_2) N_2(p_3, p_4) \times \right. \\ \left. \times \left[2\sqrt{(k_1 p_3)(k_1 p_2)} - \sqrt{(p_1 p_2)(p_1 p_3)} e^{i(\Delta\phi_1)} - (p_1 p_2)(p_1 p_3) - \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
 & -\{(k_1 p_3)(k_1 p_2) e^{i(\Delta\phi_2)}\} \sqrt{(p_1 p_2)(p_3 p_4)} - \{(p_1 \leftrightarrow p_3)\} e^{i(\Delta\phi_3)} - \\
 & - \{(p_2 \leftrightarrow p_4)\} e^{i(\Delta\phi_4)} + \{(p_1 \leftrightarrow p_3, p_2 \leftrightarrow p_4)\} e^{i(\Delta\phi_{1..})},
 \end{aligned} \tag{2}$$

$$\begin{aligned}
 M_1(+, -, -, +, +, -) &= \{64e^2 (e^2 D_1(k_3^2) + g_L g_R D_2(k_3^2))\} \times \\
 & \times N_1(p_1, p_2) N_2(p_3, p_4) \left[2\sqrt{(k_1 p_3)(k_1 p_1)} - \right. \\
 & \left. - \sqrt{(p_1 p_2)(p_3 p_2)} e^{i(\Delta\phi_5)} - (p_1 p_2)(p_3 p_2) - (k_1 p_3)(k_1 p_1) e^{i(\Delta\phi_6)} \right] \times \\
 & \times \sqrt{(p_1 p_2)(p_3 p_4)} + \{(k_1 \leftrightarrow k_2, p_1 \leftrightarrow p_2, p_3 \leftrightarrow p_4)\}^* e^{i(\Delta\phi_7)},
 \end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{aligned}
 M_1(+, +, +, -, +, -) &= \{64e^2 (e^2 D_1(k_3^2) + g_L^2 D_2(k_3^2))\} N_1(p_1, p_2) N_2(p_3, p_4) \times \\
 & \times \left[(k_1 p_1) + (k_1 p_2) - (p_1 p_2) \right] (p_2 p_4) \sqrt{(p_1 p_2)(p_3 p_4)} + \{(k_1 \leftrightarrow k_2)\} e^{i(\Delta\phi_{1..})} - \\
 & - \{(p_1 \leftrightarrow p_3)\} e^{i(\Delta\phi_8)} - \{(k_1 \leftrightarrow k_2, p_1 \leftrightarrow p_3)\} e^{i(\Delta\phi_9)} e^{i(\Delta\phi_{1..})},
 \end{aligned} \tag{4}$$

$$\begin{aligned}
 M_1(+, +, -, +, +, -) &= \{64e^2 (e^2 D_1(k_3^2) + g_L g_R D_2(k_3^2))\} \times \\
 & \times D(k_3^2) N_1(p_1, p_2) N_2(p_3, p_4) \left[(k_1 p_1) + (k_1 p_2) - (p_1 p_2) \right] \times \\
 & \times (p_1 p_4) \sqrt{(p_1 p_2)(p_3 p_4)} + \{(k_1 \leftrightarrow k_2)\} e^{i(\Delta\phi_{1..})}.
 \end{aligned} \tag{5}$$

Матричные элементы (2) - (5) описывают первую из представленных на рис. 1 диаграмм при основных поляризаационных состояниях взаимодействующих частиц:

$$\begin{aligned}
 M_2(+, -, +, -, +, -) &= \{-64e^2 (e^2 D_1(k_3^2) + g_L^2 D_2(k_3^2))\} D(k_3^2) N_1(p_1, p_2) \times \\
 & \times N_2(p_1, p_2) \left[(p_1 p_2) \sqrt{(k_1 p_4)(k_1 p_1)(p_1 p_3)} e^{i(\Delta\phi_9)} - (p_1 p_2)(p_1 p_3) \sqrt{(p_3 p_4)} - \right. \\
 & \left. - \sqrt{(p_1 p_2)(k_1 p_2)(k_1 p_3)(k_1 p_1)(k_1 p_4)} e^{i(\Delta\phi_{10})} + \right. \\
 & \left. + \sqrt{(p_1 p_3)(p_1 p_2)(k_1 p_2)(k_1 p_3)(p_3 p_4)} e^{i(\Delta\phi_{11})} \right] \sqrt{(p_1 p_2)} e^{i(\Delta\phi_{11})} - \\
 & - \{(p_1 \leftrightarrow p_3)\} e^{i(\Delta\phi_{12})} - \{(p_2 \leftrightarrow p_4)\} e^{i(\Delta\phi_{13})} + \{(p_1 \leftrightarrow p_3, p_2 \leftrightarrow p_4)\} e^{i(\Delta\phi_{2..})},
 \end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned}
 M_2(+, -, -, +, +, -) &= \{64e^2 (e^2 D_1(k_3^2) + g_L g_R D_2(k_3^2))\} D(k_3^2) / ((p_1 p_4)(p_3 p_4)) \times \\
 & \times N_1(p_1, p_2) N_2(p_1, p_2) \left\{ \left[(k_2 p_1)(k_2 p_4) \sqrt{(p_3 p_4)(p_3 p_2)(p_1 p_2)} + \left[(p_1 p_4)(p_3 p_4) - \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. - (k_2 p_1)(p_3 p_4) \right] \sqrt{(p_1 p_2)(k_2 p_2)(k_2 p_4)} e^{i(\Delta\phi_{14})} + \left[(p_1 p_2)(p_1 p_4) - (p_1 p_2)(k_2 p_4) \right] \times \right. \\
 & \left. \times \sqrt{(k_2 p_1)(k_2 p_3)(p_3 p_4)} e^{i(\Delta\phi_{15})} - (p_3 p_4)(p_1 p_4)(p_1 p_2) \sqrt{(p_1 p_4)} e^{i(\Delta\phi_{16})} \right\} \times \\
 & \times \sqrt{(p_1 p_2)(p_1 p_4)(p_3 p_4)} e^{i(\Delta\phi_{17})} + \{(k_1 \leftrightarrow k_2, p_1 \leftrightarrow p_3, p_2 \leftrightarrow p_4)\}^* e^{i(\Delta\phi_{2..})},
 \end{aligned} \tag{7}$$

$$M_2(+, +, +, -, +, -) = 0,$$

$$M_2(+, +, -, +, +, -) = 0.$$

Вторую диаграмму на рис. 1 при основных спиновых состояниях частиц, участвующих в процессе, описывают выражения (6), (7).

$$\begin{aligned}
 M_3(+, -, +, -, +, -) = & \left\{ \left[-64e^2 \left(e^2 D_1(k_3^2) + g_L^2 D_2(k_3^2) \right) \right] / \left[(p_1 p_3) + (p_1 p_4) + \right. \right. \\
 & + (p_3 p_4) \left. \right] N_1(p_1, p_2) N_2(p_1, p_2) \left[\sqrt{(k_1 p_1)(p_1 p_4)} + \sqrt{(k_1 p_3)(p_3 p_4)} e^{i(\Delta\varphi_{18})} \right] (p_1 p_2) \times \\
 & \times \sqrt{(p_1 p_3)(k_2 p_1)(k_2 p_2)(k_1 p_1)} - 4(2e)^4 D(k_3^2) N_1(p_1, p_2) N_2(p_1, p_2) / \left[(p_2 p_4) + \right. \\
 & + (p_3 p_2) + (p_3 p_4) \left. \right] \left[\sqrt{(k_2 p_2)(p_3 p_2)} + \sqrt{(k_2 p_4)(p_3 p_4)} e^{i(\Delta\varphi_{19})} \right] (p_1 p_2) \times \\
 & \times \sqrt{(p_2 p_4)(k_2 p_2)(k_1 p_2)(k_1 p_1)} e^{i(\Delta\varphi_{20})} \left. \right\} e^{i(\Delta\varphi_{21})} - \left\{ (p_1 \leftrightarrow p_3) \right\} e^{i(\Delta\varphi_{12})} - \\
 & - \left\{ (p_2 \leftrightarrow p_4) \right\} e^{i(\Delta\varphi_{13})} + \left\{ (p_1 \leftrightarrow p_3, p_2 \leftrightarrow p_4) \right\} e^{i(\Delta\varphi_{21-})},
 \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned}
 M_3(+, -, -, +, +, -) = & \left\{ \left[64e^2 \left(e^2 D_1(k_3^2) + g_L g_R D_2(k_3^2) \right) \right] / \left[(p_1 p_3) + (p_1 p_4) + \right. \right. \\
 & + (p_3 p_4) \left. \right] N_1(p_1, p_2) N_2(p_1, p_2) \left[(k_2 p_1) \sqrt{(p_1 p_3)} + \sqrt{(k_2 p_1)(k_2 p_4)(p_3 p_4)} e^{i(\Delta\varphi_{22})} \right] \times \\
 & \times (p_1 p_2) \sqrt{(k_1 p_1)(k_1 p_2)(p_1 p_4)} + 4(2e)^4 D(k_3^2) N_1(p_1, p_2) N_2(p_1, p_2) / \left[(p_2 p_4) + \right. \\
 & + (p_3 p_2) + (p_3 p_4) \left. \right] \left[(k_1 p_2) \sqrt{(p_2 p_4)} + \sqrt{(k_1 p_2)(k_1 p_3)(p_3 p_4)} e^{i(\Delta\varphi_{23})} \right] (p_1 p_2) \times \\
 & \times \sqrt{(k_2 p_1)(k_2 p_2)(p_3 p_2)} e^{i(\Delta\varphi_{24})} \left. \right\} e^{i(\Delta\varphi_{25})} + \left\{ (k_1 \leftrightarrow k_2, p_1 \leftrightarrow p_3, p_2 \leftrightarrow p_4) \right\} e^{i(\Delta\varphi_{26})},
 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned}
 M_3(+, +, +, -, +, -) = & \left\{ -64e^2 \left(e^2 D_1(k_3^2) + g_L^2 D_2(k_3^2) \right) \right\} / \left[(p_2 p_4) + (p_3 p_2) + \right. \\
 & + (p_3 p_4) \left. \right] N_1(p_1, p_2) N_2(p_1, p_2) \left[\sqrt{(k_2 p_1)(p_1 p_2)} - \sqrt{(k_1 k_2)(k_1 p_2)} e^{i(\Delta\varphi_{27})} \right] (p_1 p_2) \times \\
 & \times (p_2 p_4) - \sqrt{(p_3 p_4)(k_2 p_1)} e^{i(\Delta\varphi_{42})} \left. \right\} - \left\{ (p_1 \leftrightarrow p_3) \right\} e^{i(\Delta\varphi_{28})} - \left\{ (p_2 \leftrightarrow p_4) \right\} e^{i(\Delta\varphi_{29})} + \\
 & + \left\{ (p_1 \leftrightarrow p_3, p_2 \leftrightarrow p_4) \right\} e^{i(\Delta\varphi_{2,})} - \left\{ (k_1 \leftrightarrow k_2, p_1 \leftrightarrow p_3) \right\} e^{i(\Delta\varphi_{28})} e^{i(\Delta\varphi_{3,})} - \\
 & - \left\{ (k_1 \leftrightarrow k_2, p_2 \leftrightarrow p_4) \right\} e^{i(\Delta\varphi_{29})} e^{i(\Delta\varphi_{2,})} + \left\{ (k_1 \leftrightarrow k_2, p_1 \leftrightarrow p_3, p_2 \leftrightarrow p_4) \right\} e^{i(\Delta\varphi_{2,})},
 \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned}
 M_3(+, +, -, +, +, -) = & \left\{ \left[64e^2 \left(e^2 D_1(k_3^2) + g_L g_R D_2(k_3^2) \right) \right] / \left[(p_1 p_3) + (p_1 p_4) + \right. \right. \\
 & + (p_3 p_4) \left. \right] N_1(p_1, p_2) N_2(p_1, p_2) \left[\sqrt{(k_2 p_1)(k_1 k_2)(k_1 p_2)(p_1 p_2)} e^{i(\Delta\varphi_{30})} - \right. \\
 & - (k_1 p_2)(p_1 p_2) \left. \right] (p_1 p_4) \sqrt{(p_1 p_2)(p_3 p_4)} + 4(2e)^4 D(k_3^2) N_1(p_1, p_2) \times \\
 & \times N_2(p_1, p_2) / \left[(p_2 p_4) + (p_3 p_2) + (p_3 p_4) \right] \left[\sqrt{(k_2 p_3)(k_1 k_2)(k_1 p_4)(p_3 p_4)} e^{i(\Delta\varphi_{31})} + \right. \\
 & + (p_3 p_4)(k_2 p_3) \left. \right] (p_1 p_4) \sqrt{(p_1 p_2)(p_3 p_4)} e^{i(\Delta\varphi_{2,})} \left. \right\} e^{i(\Delta\varphi_{32})} + \left\{ (k_1 \leftrightarrow k_2) \right\} e^{i(\Delta\varphi_{2,})}.
 \end{aligned} \quad (11)$$

Матричные элементы (8) - (11) соответствуют третьей диаграмме рис. 1. Квадрат матричного элемента для каждого фиксированного поляризованного состояния имеет вид:

$$\left| M(+, +, +, -, +, -) \right|^2 = \left| \sum_{i=1}^3 M_i(+, +, +, -, +, -) \right|^2.$$

Используя кроссинг-симметрию, а также С- и Р-симметрии, можно установить следующие соотношения, связывающие матричные элементы, соответствующие различным спиновым конфигурациям взаимодействующих частиц:

$$\left| M(+, +, +, -, -, +) \right|^2 = \left| M(+, +, -, +, +, -) \right|^2_{p_1 \leftrightarrow p_3, p_2 \leftrightarrow p_4},$$

$$\begin{aligned}
 |M(+, +, +, +, -, -)|^2 &= |M(+, +, -, +, +, -)|_{p_1 \leftrightarrow p_3}^2, \\
 |M(+, +, -, -, +, +)|^2 &= |M(+, +, -, +, +, -)|_{p_2 \leftrightarrow p_4}^2, \\
 |M(+, -, -, -, +, +)|^2 &= |M(+, -, -, +, +, -)|_{p_2 \leftrightarrow p_4}^2, \\
 |M(+, -, +, -, -, +)|^2 &= |M(+, -, -, +, +, -)|_{p_1 \leftrightarrow p_3, p_2 \leftrightarrow p_4}^2, \\
 |M(+, -, +, +, -, -)|^2 &= |M(+, -, -, +, +, -)|_{p_1 \leftrightarrow p_3}^2, \\
 |M(+, -, -, +, -, +)|^2 &= |M(+, -, +, -, +, -)|_{k_1 \leftrightarrow k_2, g_L \rightarrow g_R}^2;
 \end{aligned} \tag{12}$$

$$|M(+, +, -, +, -, +)|^2 = |M(+, +, +, -, +, -)|_{p_1 \leftrightarrow p_2, p_3 \leftrightarrow p_4, g_L \rightarrow g_R}^2; \tag{13}$$

$$\begin{aligned}
 |M(-, -, +, -, -, +)|^2 &= |M(+, +, -, +, +, -)|^2, \\
 |M(-, -, -, -, +, +)|^2 &= |M(+, +, +, +, -, -)|^2, \\
 |M(-, -, -, +, +, -)|^2 &= |M(+, +, +, -, -, +)|^2, \\
 |M(-, -, +, +, -, -)|^2 &= |M(-, -, -, -, +, +)|^2, \\
 |M(-, -, +, -, +, -)|^2 &= |M(+, +, -, +, -, +)|_{g_R \rightarrow g_L}^2, \\
 |M(-, -, -, +, -, +)|^2 &= |M(+, +, +, -, +, -)|_{g_L \rightarrow g_R}^2, \\
 |M(-, +, +, -, -, +)|^2 &= |M(+, -, -, +, +, -)|^2, \\
 |M(-, +, -, +, +, -)|^2 &= |M(+, -, +, -, -, +)|^2, \\
 |M(-, +, +, +, -, -)|^2 &= |M(+, -, -, -, +, +)|^2, \\
 |M(-, +, -, -, +, +)|^2 &= |M(+, -, +, +, -, -)|^2, \\
 |M(-, +, +, -, +, -)|^2 &= |M(+, -, -, +, -, +)|_{g_R \leftrightarrow g_L}^2, \\
 |M(-, +, -, +, -, +)|^2 &= |M(+, -, +, -, +, -)|_{g_L \leftrightarrow g_R}^2.
 \end{aligned} \tag{14}$$

Для расчета дифференциальных и полных сечений использован метод численного интегрирования Монте-Карло. В случае, когда рождающиеся частицы движутся в близких направлениях, матричный элемент оказывается очень большим, что приводит к так называемой коллинеарной расходимости. В целях достижения требуемой точности был создан адаптированный генератор для расчета сечений. В нем вместо равномерного розыгрыша событий рождения частиц по фазовому пространству события генерируются непосредственно вдоль пиков, что обеспечивает существенно более высокую точность численного интегрирования (погрешность не превышает 0,5-0,7 %).

Результаты и их обсуждение

Получены дифференциальные и полные сечения процесса $\gamma\gamma \rightarrow 2e^+2e^-$ в рамках стандартной теории электрослабого взаимодействия частиц при энергии 0,3, 1, 0,5 ТэВ в системе центра масс. Значения полного сечения при различных энергиях и кинематических ограничениях приведены в таблице. Зависимости дифференциального сечения от косинуса полярного угла (между направлением

фотона с 4-импульсом k_1 и электрона, обладающего 4-импульсом p_1) при различных поляризациях взаимодействующих частиц представлены на рис. 2, 3.

Полное сечение (в фб) рождения двух электрон-позитронных пар в процессе рассеяния неполяризованных фотонов при различных кинематических ограничениях

Кинематические ограничения	Энергия, ГэВ		
	300	500	1000
(3, 7°)	76,41 ± 0,47	32,15 ± 0,15	9,90 ± 0,07
(3, 11°)	35,38 ± 0,23	15,27 ± 0,06	4,80 ± 0,03
(5, 7°)	70,08 ± 0,3	29,69 ± 0,14	9,26 ± 0,06
(5°, 11°)	32,12 ± 0,17	13,96 ± 0,09	4,42 ± 0,03

Примечание. Для ограничения кинематической области использованы обозначения (a° , b°), где a° - минимальный угол между конечными частицами, b° - минимальный угол между фотоном и любым из лептонов (полярный угол).

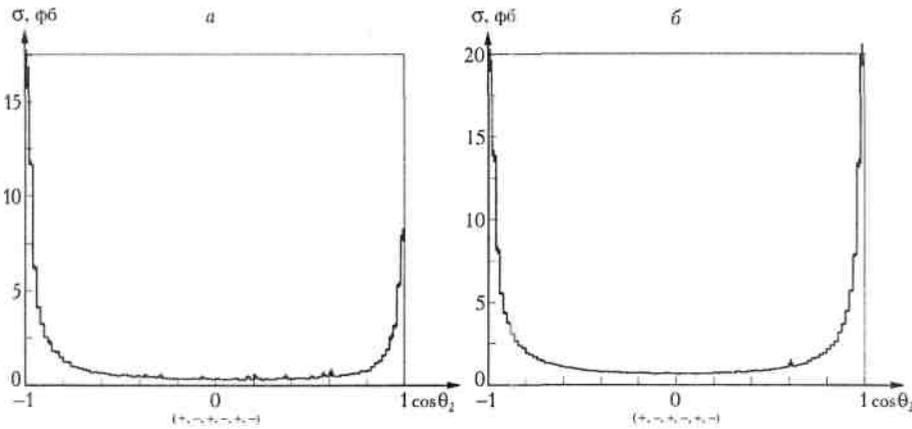


Рис. 2. Гистограмма зависимости a - дифференциального сечения $\sigma(+,-,+,-,+,-)$ и b - дифференциального сечения $\sigma(+,+,-,-,+,-)$ от косинуса полярного угла (в фб при энергии начальных фотонов, равной 0,5 ТэВ в с. ц. м.)

Как видно из приведенных данных, сечение имеет ярко выраженную зависимость от полярного угла (см. рис. 2, 3): падает практически до нуля в центральной части кинематической области и сильно растет в случае рассеяния в направлениях, близких к оси сталкивающихся частиц. Зависимость сечения от ограничения минимального экспериментально достижимого полярного угла (между осью сталкивающихся частиц и направлением вылета любой из конечных частиц) более значительная, чем от ограничений на величину угла рассеяния конечных частиц (между направлениями разлета двух любых рождающихся частиц). Полное сечение $\gamma\gamma$ -рассеяния сильно

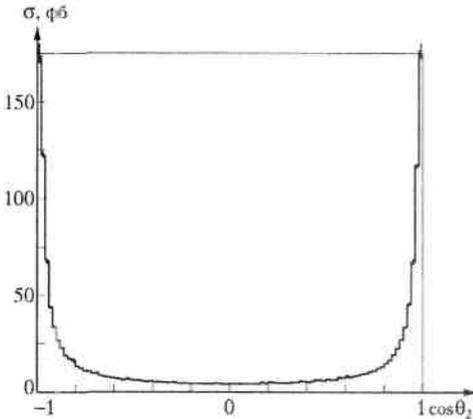


Рис. 3. Гистограмма зависимости дифференциального сечения рассеяния неполяризованных фотонов от косинуса полярного угла (в фб при энергии начальных частиц, равной 0,5 ТэВ в с. ц. м.)

растет при уменьшении энергии взаимодействия (см. таблицу). Асимметрия дифференциальной зависимости (рис. 2 а) связана с тем, что начальные фотоны имеют противоположные спиновые состояния. Кривые, изображающие дифференциальные сечения рассеяния фотонов, имеющих одинаковую поляризацию, симметричны (рис. 2 б). Величина сечения рассеяния

фотонов с различной поляризацией несколько превышает сечение, характеризующее рассеяние фотонов в одинаковых поляризационных состояниях.

Сравнение результатов, полученных методом спиральных амплитуд и методом точных ковариантных вычислений, выявляет исчезающе малый вклад, вносимый учетом масс электрона и позитрона, в исследованной кинематической области.

На основе выполненного анализа установлено, что величина дифференциальных и полных сечений процесса $\gamma\gamma \rightarrow 2e^+2e^-$ достаточно велика для эффективного использования последнего в качестве калибровочного при создании линейных ускорителей.

Авторы выражают глубокую признательность В.А. Мосолову за плодотворные обсуждения на этапе получения численных результатов.

1. TESLA Technical Design Report Part 6: The Photon Collider at TESLA. Hamburg, 2001. DESY-01-011E.
2. International Linear Collider Technical Review Committee. Second Report. Hamburg, 2003. SLAC-R-606.
3. Accelerator technical design report for J-PARC. KEK Report. 2002-13; JAERI-Tech. 2003-044; J-PARC. 03-01.
4. Shishkina T., Makarenko V. The investigation of spin effects in photon production with fermion pair in $\gamma\gamma$ -collision. Режим доступа: hep-ph/0212409.
5. Makarenko V., Moenig K., Shishkina T. // Eur. Phys. J. 2003. C32. sOl. P. 143; LC-PHSM-2003-016.
6. Makarenko V., Shishkina T. The finite mass calculations for $\gamma\gamma \rightarrow ff\gamma$ process. Режим доступа: hep-ph/0310104.
7. Lipatov L., Frolov G. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 10. С. 399.
8. Serbo V. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 12. С. 33.
9. Cheng H., Wu T.T. // Phys. Rev. 1970. III. 3414.
10. Kuraev E., Galynskii M. // Nucl. Phys. 2004. B676. P. 390; 2003. Calibrations processes for photon-photon collider. Режим доступа: hep-ph/0308044.
11. Moretti M. Four lepton final state from $\gamma\gamma$ -fusion. Режим доступа: hep-ph/9606225.
12. Bardin D.Yu., Shumeiko N. // Nucl. Phys. 1977. B127. P. 242.
13. Kukhto T. (Shishkina), Shumeiko N., Timoshin S. // J. Phys. G: Nucl. Phys. 1987. Vol. 13. P. 725.
14. Causmaecker P. de, Gastmans R., Troost W., Tai Tsun Wu // Phys. Lett. 1981. B105. P. 215.
15. Iidem. // Nucl. Phys. 1982. B206. P. 53.
16. Berends F., Kleiss R. // Nucl. Phys. 1982. B206. P. 61.
17. Shishkina T., Sotsky I. Production of four leptons in $\gamma\gamma$ -interaction. Режим доступа: hep-ph/0312208.

Поступила в редакцию 28.10.04.

Иван Александрович Сотский - младший научный сотрудник НИЦФЧЭ БГУ.
Татьяна Викентьевна Шишкина - доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики.