
ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ATOMIC NUCLEUS AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS

УДК 539.1.01, 539.124

ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ ОДНОПЕТЛЕВЫЕ ПОПРАВКИ К ПРОЦЕССУ РОЖДЕНИЯ ПАРЫ ФЕРМИОНОВ В ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОЙ АННИГИЛЯЦИИ

В. В. ХАСЕНЕВИЧ¹⁾, Т. В. ШИШКИНА¹⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

Приведены численные результаты определения полного сечения, поляризационной асимметрии, а также асимметрии рассеяния вперед-назад. Расчеты осуществлены для продольной поляризации начальных электрон-позитронных пучков, а также для неполяризованного случая в однопетлевом приближении стандартной электро-слабой модели Глэшоу – Вайнберга – Салама без рассмотрения полей кварков. В качестве схемы перенормировок использована неминимальная схема на массовой поверхности при одновременной перенормировке полей. Помимо излучения мягких фотонов, произведен численный учет жесткого тормозного излучения и осуществлен анализ влияния параметров обрезания фазовой области трехчастичного конечного состояния, в качестве которых выступают угол аколлинеарности между конечными лептонами, пороговые энергии детектирования конечных частиц, а также энергия излучения мягких фотонов. Описан алгоритм получения ультрафиолетово сходящегося выражения. Расчеты проводились в формализме функций Пассарино – Вельмана в приближении легких лептонов.

Ключевые слова: электрослабое взаимодействие; электрон-позитронные пучки; продольная поляризация; однопетлевые поправки; тормозное излучение.

Образец цитирования:

Хасеневич ВВ, Шишкина ТВ. Электрослабые однопетлевые поправки к процессу рождения пары фермионов в электрон-позитронной аннигиляции. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2019;3:31–40. <https://doi.org/10.33581/2520-2243-2019-3-31-40>

For citation:

Khasianevich UU, Shishkina TV. Electroweak one-loop corrections to the process of fermion pair production in electron-positron annihilation. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2019;3:31–40. Russian. <https://doi.org/10.33581/2520-2243-2019-3-31-40>

Авторы:

Владимир Владиславович Хасеневич – младший научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории научного приборостроения физического факультета.

Татьяна Викентьевна Шишкина – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры теоретической физики и астрофизики физического факультета.

Authors:

Uladzimir U. Khasianevich, junior researcher at the research laboratory of scientific instrumentation, faculty of physics. khasianevich.u.u@gmail.com

Tatiana V. Shishkina, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of theoretical physics and astrophysics, faculty of physics. shishkina.tatiana.v@gmail.com

ELECTROWEAK ONE-LOOP CORRECTIONS TO THE PROCESS OF FERMION PAIR PRODUCTION IN ELECTRON-POSITRON ANNIHILATION

U. U. KHASIANEVICH^a, T. V. SHISHKINA^a

^a*Belarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus*

Corresponding author: U. U. Khasianevich (khasianevich.u.u@gmail.com)

Numerical results for the total cross section, polarization asymmetry, as well as forward-backward asymmetry are presented. Calculations were carried out for longitudinal polarization of the initial electron-positron beams, as well as for the unpolarized case in the one-loop approximation for the standard electroweak Glashow – Weinberg – Salam model without considering quark fields. As a renormalization scheme, we used a non-minimal on-shell scheme with simultaneous renormalization of the fields. In addition to considering the radiation of soft photons, numerical analysis of hard bremsstrahlung was performed. Analysis of the effect of the cut-off parameters of the phase region of the three-particle final state was made, which are the acollinearity angle between the final leptons, the detecting threshold energies of the final particles, and the radiation energy of the soft photons. An algorithm for obtaining ultraviolet convergent expressions is described. The calculations were carried out in the formalism of the Passarino – Veltman functions in the light-lepton approximation.

Keywords: electroweak interaction; electron-positron beams; longitudinal polarization; one-loop corrections; bremsstrahlung.

Введение

В настоящее время стандартная модель является наиболее достоверной и экспериментально проверенной калибровочной теорией. В то же время существует ряд фактов, которые не могут найти объяснения в ее рамках. Поэтому на современном этапе сформировалось отношение к стандартной модели как к эффективной теории на сравнительно малых энергиях. В связи с этим к ней добавляют различные составляющие наподобие массовых нейтринных слагаемых, расширяют хиггсовский и другие секторы и т. д. В силу высокой достоверности стандартной модели эффекты новой физики являются слабыми. Это приводит к тому, что для их фиксации необходимы точные эксперименты. Таковые осуществляются, в частности, на электрон-позитронных ускорителях. Поскольку существует большое число проектов последних (например, ILC, CLIC, CEPC), то проведение расчетов в области их рабочих энергий с учетом современных значений физических констант необходимо для последующего сравнения с величинами, полученными в рамках расширенных моделей.

В настоящей работе рассматривается процесс аннигиляции электронов и позитронов в пару лептонов другого поколения. Данный процесс изучается достаточно давно [1]. Однако в области энергии современных экспериментов значительную роль играют эффекты теории возмущений, возникающие в следующих за лидирующим порядках, так называемые радиационные поправки. Наиболее полное вычисление электромагнитных радиационных поправок к данному процессу было произведено в [2–4], однако электрослабые поправки были представлены только в работах [5; 6]. После этого многие авторы выполняли расчеты данного процесса, но практически все, за исключением [7; 8], проводили их в рамках лишь электромагнитных поправок. Очевидно, что при энергиях планируемых экспериментов учет и анализ электрослабых поправок является актуальной задачей как при калибровке ускорителей, так и при поиске явлений и эффектов новой физики.

Используемая модель и предписания

В работе рассматривается процесс

$$e^+(p_+, \lambda_+) + e^-(p_-, \lambda_-) \rightarrow l^+(q_+) + l^-(q_-) + \gamma(k).$$

В случае продольной поляризации начальных пучков частиц со спиральностями λ_{\pm} учет тормозного излучения в конечном состоянии является неизбежной теоретической необходимостью ввиду инфракрасной расходимости виртуального вклада.

В расчетах использовался лагранжиан в физической параметризации масс частиц и заряда электрона. Также применялась калибровка 'т Хоофта – Фейнмана, которая наиболее удобна, поскольку позволяет упростить вычисление пропагаторов векторных бозонов в петлях за счет введения духов Фаддеева – Попова и дополнительных нефизических бозонов Хиггса.

При расчете собственных энергий от замкнутых фермионных петель возникают следы, содержащие нечетное число матриц γ_5 , однозначный расчет которых требует дополнительного правила, в качестве которого мы применяли предписание Ларина [9; 10].

В кинематике $2 \rightarrow 2$ использовались следующие стандартные инварианты:

$$\begin{aligned} W^2 &\equiv s = (p_+ + p_-)^2 = (q_+ + q_-)^2, \\ i_+ &\equiv u = (p_+ - q_-)^2 = (p_- - q_+)^2 = -\frac{s}{4}(1 + \cos\theta_-), \\ i_- &\equiv t = (p_+ - q_+)^2 = (p_- - q_-)^2 = -\frac{s}{4}(1 - \cos\theta_-), \end{aligned}$$

где θ_- – угол между лептоном и электроном в системе центра инерции (с. ц. и.) ($\vec{p}_- + \vec{p}_+ = 0$). Далее под рабочей системой отсчета будет подразумеваться с. ц. и.

Дифференциальное сечение в наших обозначениях представляется как

$$d\sigma = \frac{\tau}{2s} \frac{d\Gamma_n}{(2\pi)^{3n-4}}, \quad d\Gamma_n = \prod_j \frac{dq_j}{2q_j^0} \delta\left(\sum_j q_j - p_+ - p_-\right),$$

где τ – квадрат амплитуды, усредненный по начальным и просуммированный по конечным спиновым состояниям фермионов. Двухчастичный фазовый объем имеет следующий вид:

$$\Gamma_2 = \frac{\pi}{4} \int d\cos\theta_-.$$

В вычислениях используется ковариантная нормировка спиноров, поэтому для матрицы плотности в пределе безмассовых фермионов справедливы выражения

$$\rho(p_\pm) = \frac{1}{2}(1 \mp \lambda_\pm \gamma_5) \gamma_\alpha p_\pm^\alpha.$$

Борновское сечение и виртуальный вклад

Лидирующий порядок теории возмущений в используемой калибровке представляет собой четыре амплитуды: две из них – распространение нейтральных бозонов γ , Z (рис. 1, *a*), остальные – хиггсовского скаляра H , а также нефизического псевдоскаляра χ . Поскольку взаимодействие скаляров с лептонами определяется отношением масс, то амплитуды двух последних диаграмм значительно подавлены

фактором $\frac{m_e m_f}{m_W^2}$ по отношению к распространению векторных бозонов, что позволяет пренебречь ими.

Это замечание также справедливо для аналогичных диаграмм в вершинных поправках (отметим, что амплитуды с распространением W -бозона имеют вклад, сравнимый с электромагнитными радиационными поправками).

Сечение рассматриваемого процесса в лидирующем порядке можно записать в виде

$$\frac{d\sigma_B}{dz} = \frac{1}{8\pi s} (\tau_Q + \tau_I + \tau_W),$$

где $z = \cos\theta_-$; τ_Q , τ_I и τ_W – вклады квантовой электродинамики, интерференции и распространения Z -бозона соответственно, которые имеют очень простую форму в приближении нулевых масс фермионов и могут быть представлены так (в правых частях опущен множитель $16\pi^2\alpha^2$):

$$\begin{aligned} \tau_Q &= P(1 + z^2), \\ \tau_I (2w)^{-1} &= v^2 P(1 + z^2) + avP_-(1 + z)^2 + 2a^2 Pz, \\ \tau_W w^{-2} &= (a^2 + v^2)^2 P(1 + z^2) + 2av(a^2 + v^2)P_-(1 + z)^2 + 8a^2 v^2 Pz, \end{aligned}$$

здесь $P = 1 - \lambda_+ \lambda_-$; $P_- = \lambda_+ - \lambda_-$; $w = s(s - m_Z^2)^{-1}$; v и a – векторная и аксиальная константы взаимодействия лептонов с Z -бозоном:

$$v = \left(-\frac{1}{2} + 2s_W^2\right) \frac{1}{2s_W c_W}, \quad a = -\frac{1}{2} \frac{1}{2s_W c_W}.$$

В качестве схемы перенормировок применялась неминимальная схема на массовой поверхности [11]. Это обусловлено следующими причинами. Параметры лагранжиана электрослабой части стандартной модели содержат хорошо определенные физические величины, что позволяет использовать физические условия перенормировки и гарантирует, что перенормированные параметры будут эквивалентны физическим во всех порядках теории возмущений. Явная перенормировка полей дает возможность производить расчеты только с ампутированными диаграммами, что значительно уменьшает их полное число, однако в результате радиационных поправок появляются недиагональные элементы массовых матриц, и голые поля перестают быть собственными состояниями с определенными массами. Неминимальная схема подразумевает введение матриц полевых констант перенормировки, что позволяет определить перенормированные поля таким образом, чтобы они были корректными собственными векторами физических масс во всех порядках теории возмущений. Наконец, вычисление радиационных поправок осуществляется с учетом большого количества фейнмановских диаграмм, громоздких по структуре ввиду необходимости вычисления петлевых интегралов, которые в подавляющем большинстве содержат ультрафиолетовые и (или) инфракрасные расходимости. Для рассматриваемого процесса радиационные поправки совпадают с однопетлевыми, поэтому возможно применение существующих алгоритмов и соответствующего программного обеспечения, упрощающих расчеты. Мы пользовались программными пакетами *FeynArts* [12] для генерации диаграмм и *FeynCalc* [13] для расчета амплитуд, поскольку они поддерживают интересующую нас схему перенормировок.

Ультрафиолетовые расходимости выделялись размерной регуляризацией в интегралах Пассарино – Вельтмана вида [5; 9; 11]

$$T_{v_1, \dots, v_p}^N(p_1, \dots, p_{N-1}, m_0, \dots, m_{N-1}) = \frac{(2\pi\mu)^{4-d}}{i\pi^2} \int d^d q \frac{q_{v_1} \dots q_{v_p}}{D_0 \dots D_{N-1}},$$

$$D_0 = q^2 - m_0^2 + i\epsilon, D_i = (q + p_i)^2 - m_i^2 + i\epsilon, i = \overline{1, N-1},$$

численный расчет которых проводился посредством пакета *Loop Tools* [14].

В однопетлевом приближении появляются новые топологии диаграмм, которые схематически изображены на рис. 1, б – е [5; 7; 8].

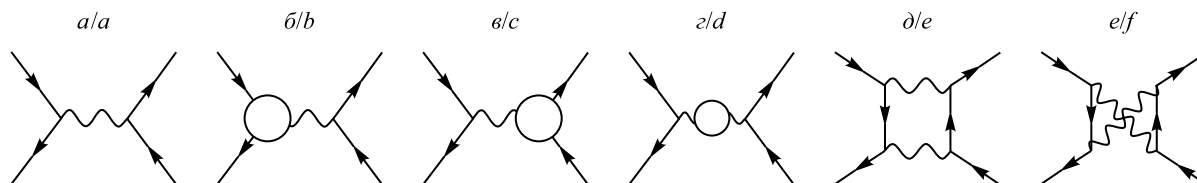


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для V -вклада в однопетлевом приближении:

a – борновские амплитуды; $б, в$ – вершинные диаграммы;
 $г$ – собственно-энергетические диаграммы; $д, е$ – диаграммы обмена двумя бозонами
Fig. 1. Feynman diagrams for V -contribution in one-loop approximation:
 a – Born amplitudes; b, c – vertex diagrams; d – self-energy diagrams; e, f – box diagrams

Вершинные диаграммы содержат как непосредственно петлевые трехточечные интегралы, так и контрчленные диаграммы. Их сумма является ультрафиолетово сходящейся, однако имеет инфракрасную расходимость, содержащуюся в C_0 -функции, которая получается при интегрировании амплитуд с распространением фотона в петле, а также в B_0' -функции в контрчленной вершине. На уровне сечений эта расходимость факторизуется и записывается в виде

$$\frac{d\sigma_{\text{vert}}^{IR}}{d\sigma_B} = \frac{\alpha}{\pi} \left[2m_e^2 B_0^{e'} - s_e C_0^e + \{e \rightarrow f\} \right],$$

где

$$B_0^{x'} = -\frac{1}{m_x^2} \left(1 + \ln \frac{\lambda}{m_x} \right), C_0^x = C_0(m_x^2, m_x^2, s, m_x^2, \lambda^2, m_x^2).$$

Явный вид C_0 -функции приведен в [9].

Выражения для констант контрчленных вершин получаются непосредственно из условий перенормировки, которые накладываются на собственно-энергетические диаграммы. Амплитуды на рис. 1, г, при учете соответствующих контрчленных диаграмм являются полностью сходящимися.

Обмен двумя калибровочными бозонами ультрафиолетово сходящийся, но содержит инфракрасно расходящийся вклад, который появляется из скалярных D_0 -функций. Эту расходимость удаётся свести к расходимости в C_0 -функции [9]:

$$\frac{d\sigma_{\text{box}}^{IR}}{d\sigma_B} = -\frac{\alpha_s}{\pi} [i_- C_0^- - \{- \rightarrow +\}], \quad C_0^\pm = C_0(m_e^2, m_f^2, i_\pm, m_e^2, \lambda^2, m_f^2).$$

Тормозное излучение

Поскольку виртуальный вклад не является инфракрасно сходящимся, то необходимо дополнительно учитывать сечение испускания реальных фотонов с энергией, не превосходящей порог экспериментальной установки. Соответствующие диаграммы изображены на рис. 2.

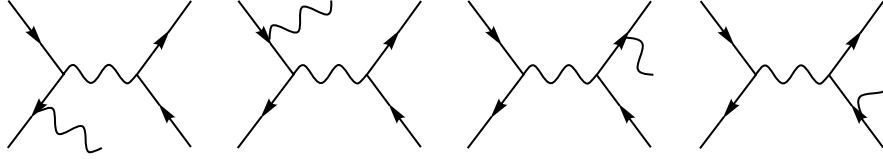


Рис. 2. Диаграммы Фейнмана для R -вклада
Fig. 2. Feynman diagrams for R -contribution

Сечение тормозного излучения можно схематически разбить следующим образом:

$$\frac{d\sigma_R}{dz} = \int_A d\sigma_H + \int_I (d\sigma_H - d\sigma_S) + \int_I d\sigma_S, \quad (1)$$

где A и I – анизотропная и изотропная области интегрирования фазового пространства (рис. 3); $d\sigma_H$ – сечение жесткого тормозного излучения; $d\sigma_S$ – сечение тормозного излучения в приближении мягких фотонов. Анизотропную область мы определяем ограничениями полного трехчастичного фазового пространства: экспериментальными параметрами обрезания и энергией фотона, при которой использовалось выражение для классического тока. Изотропная область соответствует излучению мягких фотонов с энергией, меньшей задаваемого искусственно порога ω .

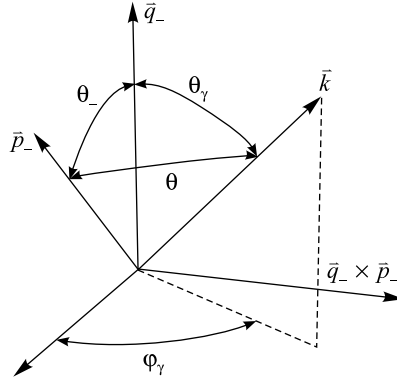


Рис. 3. Углы между векторами моментов импульса в с. ц. и.
Fig. 3. Angles between momentum vectors in c. m. s.

Путем выбора подходящего значения ω второй интеграл в (1) можно сделать сколь угодно малым. Однако, поскольку интегрирование жесткого тормозного излучения производилось численно и выражение для сечения не зависит от выбора максимальной энергии фотона приближения мягкого излучения, мы выбирали эту энергию такой, чтобы минимизировать вклад численного интегрирования.

Целью приведенного выше разбиения (1) является возможность получения аналитического выражения для сечения в области инфракрасной расходимости. Это позволяет комбинировать ее (при одинаковом способе регуляризации) с расходящейся частью виртуального вклада и получить физически осмысленный результат.

Дифференциальное сечение тормозного излучения в пределе излучения мягких фотонов может быть представлено в виде

$$d\sigma_S = -\frac{\alpha}{4\pi^2} d\sigma_B \int_{k_0 < \omega} \frac{d^3k}{k_0} \left(\sum_p \varepsilon(p) \frac{p^\nu}{pk} \right)^2, \quad (2)$$

где

$$\varepsilon(p_+) = -1, \quad \varepsilon(p_-) = +1, \quad \varepsilon(q_-) = -1, \quad \varepsilon(q_+) = +1.$$

Интегралы в правой части (2) являются инфракрасно расходящимися. При их вычислении осуществляется размерная регуляризация, соответствующая используемой при расчете функций Пассарино – Вельтмана в виртуальной части однопетлевых поправок.

В качестве линейно независимых инвариантов для определения амплитуд жесткого излучения были выбраны [15]

$$s = (p_+ + p_-)^2, \quad x_1 = \frac{1}{s}(s' + 2q_-k), \quad x_2 = \frac{s'}{s}, \quad -2p_-k, \quad i_-,$$

где $s' = (q_+ + q_-)^2$. Фазовый объем трехчастичного конечного состояния удобно представить набором параметров $\{x_1, x_2, \cos\theta_-, \varphi_\gamma\}$, где φ_γ – азимутальный угол фотона (см. рис. 3), поскольку справедливы следующие соотношения между энергиями конечного лептона E_- , антилептона E_+ , фотона E_γ и инвариантами $x_{1,2}$:

$$E_- = \frac{1}{2}\sqrt{s}x_1, \quad E_+ = \frac{1}{2}\sqrt{s}(1 + x_2 - x_1), \quad E_\gamma = \frac{1}{2}\sqrt{s}(1 - x_2).$$

Эти соотношения позволяют производить расчеты с реалистичными ограничениями на фермионы в конечном состоянии.

Из рис. 3 следует, что угол θ , входящий в инвариант p_-k , представляется соотношением

$$\cos\theta = \sin\theta_- \sin\theta_\gamma \cos\varphi_\gamma + \cos\theta_- \cos\theta_\gamma,$$

где θ_γ определяется из кинематических выражений следующим образом:

$$\cos\theta_\gamma = \frac{2x_2 - x_1x_2 - x_1}{(1 - x_2)}.$$

Интегрирование трехчастичного фазового объема проводится путем разбиения процесса $2 \rightarrow 3$ на два подпроцесса: $2 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 2$. В результате имеем

$$\Gamma_3 = \frac{\pi s}{16} \int dx_1 dx_2 d\cos\theta_- d\varphi_\gamma.$$

В качестве экспериментальных параметров ограничения фазового объема выбираем

$$E_\pm \geq \frac{1}{2}e\sqrt{s} \equiv E_{th}, \quad \zeta \leq \zeta_{max},$$

где ζ – угол аколлинearности.

Кривая постоянной аколлинearности $\cos\zeta = \text{const}$ определяется уравнением

$$2x_2 = x_1(1 - x_1 + x_2)(1 + \cos\zeta).$$

Граница фазовой области схематично представлена на рис. 4. Регион, где инвариант x_2 близок к единице, соответствует изотропной области I и обозначен двойной штриховкой. Анизотропная область A ограничивается кривой постоянной аколлинearности, разрешенными энергиями лептонов (показаны штриховыми линиями) и законом сохранения энергии-импульса.

Численные результаты

Анализ проводился для энергий 250–1000 ГэВ. Поскольку аннигиляция происходит в векторный бозон, то одинаковые конфигурации спинов оказываются сильно подавленными (нулевыми в пределе безмассовых фермионов), поэтому имеет смысл рассматривать только три конфигурации, которые определяются следующим образом:

$$\sigma_L : \lambda_- = -1, \quad \lambda_+ = +1,$$

$$\sigma_R : \lambda_- = +1, \quad \lambda_+ = -1,$$

$$\sigma_N : \lambda_- = 0, \quad \lambda_+ = 0.$$

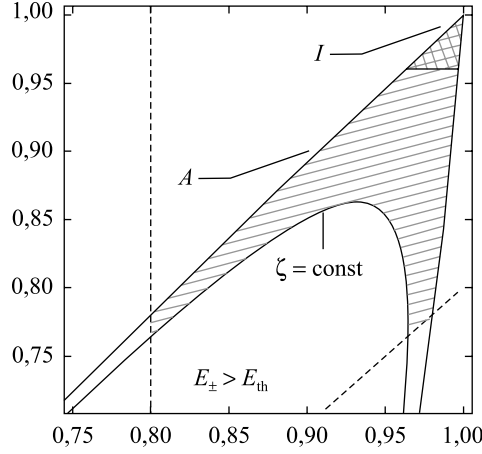


Рис. 4. Область интегрирования трехчастичного пространства
Fig. 4. Three-particle volume of integration

Чтобы получить как можно больше информации из экспериментальных данных, вводятся различные интегральные характеристики дифференциальных сечений, такие как полное сечение, асимметрия вперед-назад:

$$\sigma_T = \int_{-1}^1 \frac{d\sigma}{dz} dz, \quad A_{FB} = \frac{1}{\sigma_T} \left(\int_0^1 \frac{d\sigma}{dz} dz - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{dz} dz \right).$$

У этих величин доступны для изучения три различные конфигурации спинов и поляризационная асимметрия

$$A_p = \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R}.$$

Отметим, что рассматриваемые величины для тау-лептонов в конечном состоянии качественно не отличаются от таковых для пары мюонов, поэтому дальнейшие результаты будут приводиться только для последней. Очевидно, все исследуемые величины зависят от параметров обрезания: разрешенного угла аколлинеарности и регистрируемого порога энергии фермионов. Углы аколлинеарности изменялись от 5° до 50° , величина e – от 0,2 до 0,9. К этим параметрам мы добавили еще один: угол, фиксирующий конус вокруг направления начальных пучков, в котором измерения сечения не проводятся. В качестве оценки численных результатов его значение было установлено в 3° .

Зависимость полного сечения от энергии взаимодействия приведена на рис. 5 в двойном логарифмическом масштабе. Штриховой линией обозначены сечения для борновского приближения. Порядок сечений по величине при учете радиационных поправок не изменяется и является таким: наибольшее значение соответствует спиновой конфигурации σ_L , далее следует σ_R , наименьшее значение означает неполяризованное сечение σ_N (разные типы обозначены разными черными графическими значками на рис. 5).

Радиационные поправки для достаточно большой области разрешенного трехчастичного фазового пространства, ограниченного значениями $\zeta = 15^\circ$, $e = 0,5$, являются отрицательными и растут по модулю при увеличении энергии столкновения начальных пучков. Учет однопетлевых радиационных поправок для σ_L приводит к самым незначительным изменениям сечения. Далее по величине располагается неполяризованное сечение. Для σ_R наблюдается значительное уменьшение сечения, достигающее 10 %. Следует отметить, что для всех параметров обрезания будет иметь место сходная ситуация: радиационные поправки для σ_R приведут к его уменьшению более значительно, чем для остальных поляризаций начальных пучков. При сужении области интегрирования трехчастичного конечного состояния сечения будут уменьшаться, а процентные поправки соответственно расти. В рассматриваемой области параметров обрезания они могут достигать -30% при достаточно строгих критериях отбора событий.

На рис. 6 изображена процентная зависимость асимметрии рассеяния вперед-назад от суммарной энергии столкновения в с. ц. и. (обозначения соответствуют рис. 5, белые графические значки отражают борновские значения сечений). Следует обратить внимание, что порядок величин изменился: наибольшая – $A_{FB}(\sigma_L)$, наименьшая – $A_{FB}(\sigma_R)$. Можно наблюдать следующую картину: с ростом энергии взаимодействия асимметрии уменьшаются. В пределе $m_i \ll s$ в борновском приближении они вообще перестают зависеть от энергии столкновения и определяются лишь константами электрослабого взаимодействия и поляризациями начальных пучков. Видно, что учет радиационных поправок незначительно изменяет исследуемые величины, причем порядок асимметрий по величине опять сохраняется.

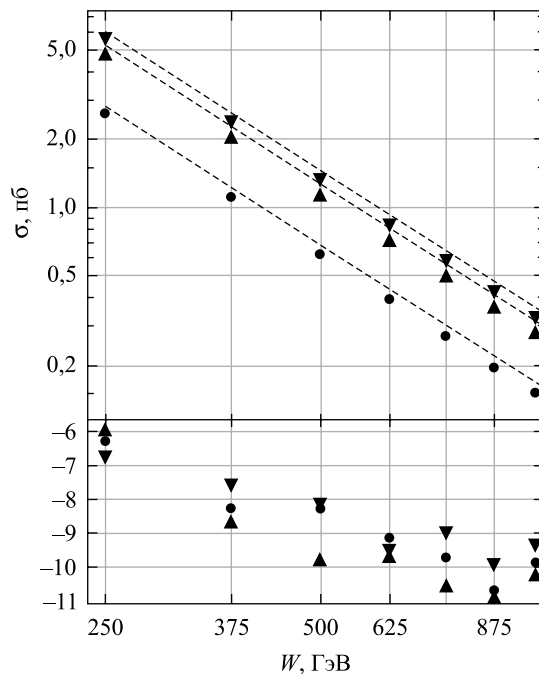


Рис. 5. Зависимость полного сечения от энергии столкновения в с. ц. и. при параметрах обрезания $\zeta = 15^\circ$, $e = 0,5$.
Снизу приведены процентные значения поправок (см. пояснения в тексте)
Fig. 5. Dependence of the total cross section on the collision energy in c. m. s. with cut-off parameters $\zeta = 15^\circ$, $e = 0.5$.
Percentage of corrections is shown below (see explanations in the text)

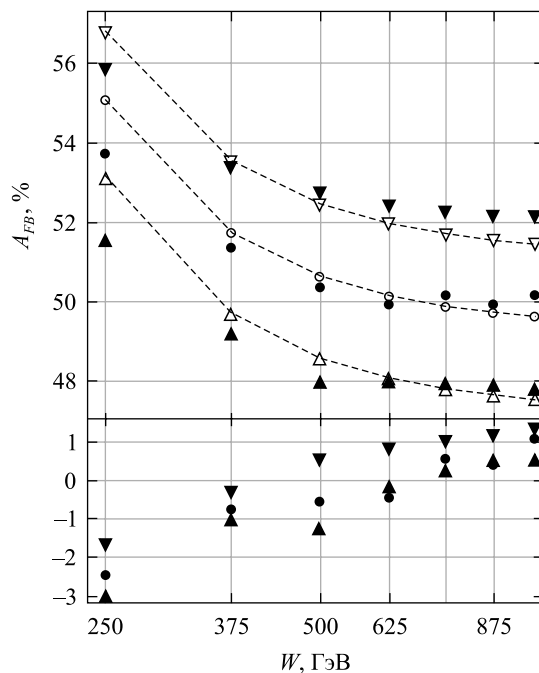


Рис. 6. Зависимость асимметрии рассеяния вперед-назад от энергии столкновения в с. ц. и. для $\zeta = 25^\circ$, $e = 0,6$.
Снизу приведены процентные значения поправок (пояснения в тексте)
Fig. 6. Dependence of the forward-backward asymmetry on the collision energy in c. m. s. with cut-off parameters $\zeta = 25^\circ$, $e = 0.6$.
Percentage of corrections is shown below (explanations in the text)

Также наблюдается такой достаточно интересный эффект: уменьшение рассматриваемой асимметрии за счет увеличения энергии в борновском приближении компенсируется ростом радиационных поправок, а это приводит к тому, что начиная с энергии около 500 ГэВ она практически перестает изменяться (в пределах точности численного интегрирования).

Из рис. 7 видно, что учет радиационных поправок приводит к росту поляризационной асимметрии для всех значений рассматриваемой энергии, причем с увеличением s величина этого изменения также растет. Такое поведение может быть количественно объяснено следующим образом. Разность в сечениях различных спиновых конфигураций остается примерно такой же, как и в случае вычислений для лидирующего порядка теории возмущений. Однако абсолютные значения сильно уменьшаются при более строгих критериях отбора событий. Это и приводит к росту асимметрии. Также мы наблюдаем схожую с рис. 6 картину: радиационные поправки к поляризационной асимметрии увеличиваются быстрее, чем уменьшается борновское сечение, и в результате A_p остается фактически постоянной для различных значений энергии.

На рис. 8 приведены зависимости асимметрий от параметров обрезания. Горизонтальные линии для асимметрий соответствуют борновским значениям. Параметр e принимает значения в диапазоне 0,2–0,9, как указывалось ранее. Следует обратить внимание, что при малых углах аколлинearности максимальные значения асимметрий наблюдаются при большей пороговой энергии фермионов (параметра e). При больших ζ поляризационная асимметрия перестает значительно зависеть от e (сужение закрашенной области).

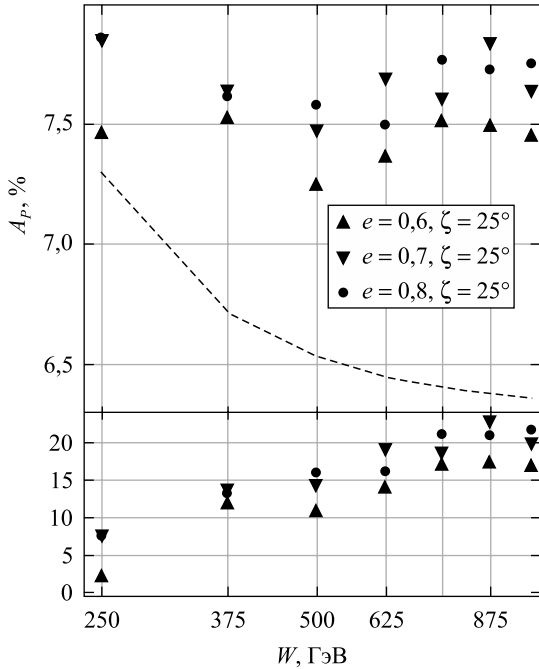


Рис. 7. Зависимость поляризационной асимметрии от энергии столкновения в с. ц. и.

Снизу приведены процентные значения поправок

Fig. 7. Dependence of the polarization asymmetry on the collision energy in c. m. s.

Percentage corrections are presented below

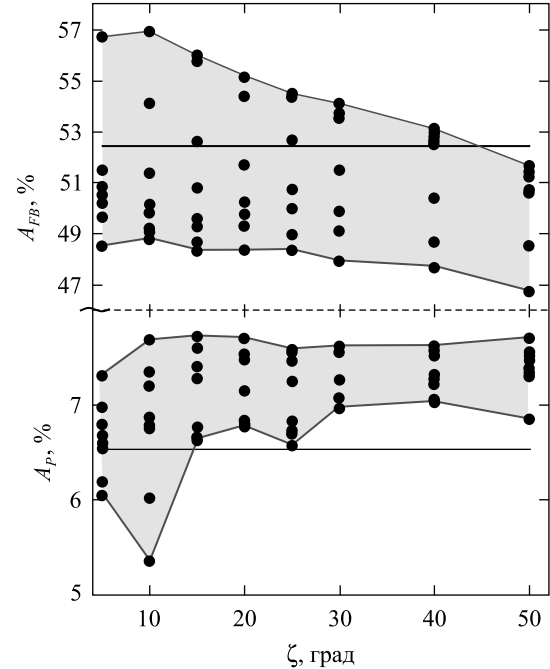


Рис. 8. Области значений асимметрий: вперед-назад (A_{FB}) и поляризационной (A_p) при энергии столкновения 250 ГэВ для различных пороговых энергий лептонов

Fig. 8. Magnitudes of forward-backward (A_{FB}) and polarization asymmetry (A_p) for the collision energy of 250 GeV for different threshold energies of leptons

Закключение

Малая величина отношения масс фермионов к вакуумному среднему поля Хиггса позволяет с достаточной степенью точности пренебречь вкладом хиггсовских полей и в силу этого значительно уменьшить число рассматриваемых диаграмм. Поскольку энергии в исследуемой области превышают вакуумное

среднее, то самосогласованность выкладок требует пренебрежения величинами порядка $\frac{m_f^2}{s}$, что и было сделано при расчетах. Это позволяет не рассматривать сечение вблизи малых углов рассеяния (при таких углах производить измерения затруднительно с экспериментальной точки зрения) и пренебрегать массами фермионов по сравнению с переменными t, u (за исключением случаев коллинеарных расходимостей).

С учетом указанных приближений в данной работе был произведен расчет интегральных характеристик изучаемого процесса: полного дифференциального сечения, поляризационной асимметрии и асимметрии вперед-назад.

Показано, что наибольшему влиянию подвержена поляризационная асимметрия, поскольку радиационные поправки увеличивают ее в два раза. Для A_{FB} эти поправки несколько скромнее и составляют около 5 %, в связи с чем наиболее важным инструментом в изучении рассматриваемого процесса является использование пучков поляризованных частиц в начальном состоянии.

Библиографические ссылки / References

1. Berestetskii VB, Pomeranchuk Ila. Formation of a μ -meson pair in positron annihilation. Letters to the editor. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 1956;2(3):580.
2. Berends FA, Gaemers KJF, Gastmans R. Hard photon corrections to the process $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. *Nuclear Physics B*. 1973;57(2):381–400. DOI: 10.1016/0550-3213(73)90108-9.
3. Berends FA, Kleiss R. Distributions in the process $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$. *Nuclear Physics B*. 1981;177(2):237–262. DOI: 10.1016/0550-3213(81)90390-4.
4. Berends FA, Kleiss R, Jadach S. Radiative corrections to muon pair and quark pair production in electron-positron collisions in the Z_0 region. *Nuclear Physics B*. 1982;202(1):63–88. DOI: 10.1016/0550-3213(82)90221-8.
5. Passarino G, Veltman M. One-loop corrections for e^+e^- annihilation into $\mu^+\mu^-$ in the Weinberg model. *Nuclear Physics B*. 1979;160(1):151–207. DOI: 10.1016/0550-3213(79)90234-7.
6. Passarino G. Hard bremsstrahlung corrections for the process $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. *Nuclear Physics B*. 1982;204(2):237–266. DOI: 10.1016/0550-3213(82)90147-X.
7. Igarashi M, Nakazawa N, Shimada T, Shimizu Y. Electroweak corrections to muon pair production in electron-positron annihilation at high energy. *Nuclear Physics B*. 1986;263(2):347–398. DOI: 10.1016/0550-3213(86)90122-7.
8. Fujimoto J, Igarashi M, Nakazawa N, Shimizu Y, Tobimatsu K. Radiative corrections to e^+e^- reactions in electroweak theory. *Progress of Theoretical Physics Supplement*. 1990;100:1–379. DOI: 10.1143/PTPS.100.1.
9. Hooft G't, Veltman MJG. Regularization and renormalization of gauge fields. *Nuclear Physics B*. 1972;44(1):189–213. DOI: 10.1016/0550-3213(72)90279-9.
10. Larin SA. The renormalization of the axial anomaly in dimensional regularization. *Physics Letters B*. 1993;303(1–2):113–118. DOI: 10.1016/0370-2693(93)90053-K.
11. Denner A. Techniques for the calculation of electroweak radiative corrections at the one-loop level and results for W-physics at LEP200. *Fortschritte Der Physik*. 1993;41(4):307–420. DOI: 10.1002/prop.2190410402.
12. Küblbeck J, Böhm M, Denner A. Feyn Arts – computer-algebraic generation of Feynman graphs and amplitudes. *Computer Physics Communications*. 1990;60(2):165–180. DOI: 10.1016/0010-4655(90)90001-H.
13. Mertig R, Böhm M, Denner A. Feyn Calc – computer-algebraic calculation of Feynman amplitudes. *Computer Physics Communications*. 1991;64(3):345–359. DOI: 10.1016/0010-4655(91)90130-D.
14. Hahn T, Pérez-Victoria M. Automated one-loop calculations in four and D dimensions. *Computer Physics Communications*. 1999;118(2–3):153–165. DOI: 10.1016/S0010-4655(98)00173-8.
15. Montagna G, Nicrosini O, Passarino G. Analytic final state corrections to $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ with realistic cuts. *Physics Letters B*. 1993;309(3–4):436–442.

Статья поступила в редколлегию 19.07.2019.

Received by editorial board 19.07.2019.