

УДК 539.12-17; 530.145

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ ХИГГСОВСКИХ БОЗОНОВ В ЛЕПТОН-АНТИЛЕПТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

С.К. Абдуллаев¹, Л.А. Агамалиева², М.Ш. Годжаев¹, Ф.А. Саддих¹

¹Кафедра теоретической физики, ²Кафедра строения вещества
Бакинский Государственный Университет, ул. З. Халилова, 23, AZ1148, Баку, Азербайджан
^as_abdullayev@mail.ru, ^bag.leyla@hotmail.com, ^mm_qocayev@mail.ru, ^ff_seddig@yahoo.com

В настоящей статье приводится обзор работ по рождению Хиггс бозонов в продольно поляризованных лептон-антилептонных столкновениях в рамках Стандартной модели: $e^-e^+ \rightarrow ZH$, $e^-e^+ \rightarrow H\bar{f}f$ ($\bar{f}f$ – пара лептонов или кварков), $e^-e^+ \rightarrow H\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$, $e^-e^+ \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e$ и $e^-e^+ \rightarrow H\bar{e}e^+$. Получены аналитические выражения для соответствующих амплитуд и вычислены спиральные сечения, характеризующих спектрально-угловых распределений H бозонов.

Проведена подготовка для изучения процесса $p\bar{p}(e^-e^+) \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ в непертурбативном режиме на базе уравнения Бете-Солпитера для амплитуды рассеяния с обменом бесконечного числа частиц в лестничном приближении.

Ключевые слова: хиггсовский бозон, левая и правая константы связи, параметр Вайнберга, асимптотическое поведение амплитуды, уравнение Бете-Солпитера

1. Введение. В исследованиях в Большом Адронном Коллайдере (БАК) обнаружена новая фундаментальная скалярная (или псевдоскалярная) частица. Измерение константы связи этого нового бозона в Стандартной модели (СМ) может быть аргументом в пользу, или в противовес того, что он является ли в действительности бозоном Хиггса СМ (см. [1-6])? Хотя такое открытие, безусловно, подтверждает наше понимание о происхождении массы частиц, тем временем она ограничивает типы теорий, которые могли бы быть предложены за рамками СМ. Например, некоторые простейшие суперсимметричные модели предсказывают массы бозона Хиггса меньше измеренного значения массы $M_H \cong 125-126 \text{ ГэВ}$ [3]. Такая ситуация требует более детального исследования измерения массы и константы взаимодействия бозона Хиггса в различных приближениях. Для достижения этой цели в настоящее время предпринимаются различные подходы (см. [4], и цитируемые там источники). Как известно, хиггсовские бозоны как в $p\bar{p}$ столкновениях, могут быть ожидать также в e^-e^+ столкновениях (например, в процессе $e^-e^+ \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$) [7-9], с дальнейшим распадом $H \rightarrow 2\gamma$ [10]. Есть мнение, что рассеяние частиц в глубинекоупругой области изменения импульса передается обменом целой траекторией частиц [11, 12]. Вычисление амплитуд рассеяния частиц в основном ведутся в рамках метода теории возмущения (ТВ). Выход за рамки ТВ в калибровочной теории поля может привести к нетривиальным результатам [13].

Как известно, СМ взаимодействий элементарных частиц представляет собой объединение квантовой хромодинамики (КХД), основанной на калибровочной группе $SU_C(3)$ и единой теории электрослабых взаимодействий, основанной на группе симметрии $SU_L(2) \times U_Y(1)$ [14, 15]. КХД удовлетворительно описывает сильные взаимодействия глюонов и кварков, а группа $SU_L(2) \times U_Y(1)$ электрослабые взаимодействия лептонов,

кварков и калибровочных бозонов.

Удивительной особенностью СМ является явление спонтанного нарушения электрослабой группы симметрии, в результате которой калибровочные бозоны, кварки и лептоны приобретают массу. В теорию введен дублет скалярных комплексных полей

$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$, нейтральная компонента которой обладает отличной от нуля вакуумным

значением. В результате электрослабая группа $SU_L(2) \times U_Y(1)$ спонтанно нарушается до электромагнитной группы симметрии $U(1)_Q$. При этом три из четырех компонент скалярного поля φ поглощаются W^\pm - и Z^0 -векторными бозонами. Оставшаяся четвертая нейтральная компонента скалярного поля является хиггсовским бозоном H .

В различных лабораториях мира, в том числе в LEP, SLC и Tevatron проводились прецизионные измерения с целью проверки СМ. Оказались, что константы связи кварков и лептонов с калибровочными бозонами, а также константы трехбозонных взаимодействий удивительно согласуются с предсказаниями СМ [16-18]. Единственный сектор СМ, который не изучен экспериментально, это сектор скалярного бозона Хиггса. Особая роль Хиггс бозона была отмечена Л.Б. Окунем на 10-м Международном Симпозиуме по взаимодействию лептонов и фотонов при высоких энергиях в 1981г. в Бонне [19]. В различных лабораториях мира проводились поиски Хиггс бозона. Обнаружить Хиггс бозона и изучить физические свойства его являлся одним из основных задач БАК. Наконец, в 2012 г. в ЦЕРНе коллаборации ATLAS и CMS объявили об открытии нового бозона Хиггса, массой около 125 ГэВ [1, 2]. В связи с этим, теоретический интерес к различным каналам рождения и распада Хиггс бозона сильно возрос. Различные свойства Хиггс бозона изучены в работах [20-22].

В развитии современной физики элементарных частиц существенную роль сыграло изучение процессов аннигиляции встречных электрон-позитронных пучков. Столкновение электронов и позитронов при высоких энергиях является эффективным методом изучения структуры элементарных частиц, механизмов их взаимодействия. Это обусловлено главным образом двумя причинами. *Во-первых*, взаимодействие электронов и позитронов описывается электрослабой теорией Вайнберга-Салама, поэтому полученные результаты хорошо интерпретируемы. *Во-вторых*, поскольку электроны и позитроны не участвуют в сильных взаимодействиях, существенно улучшаются фоновые условия эксперимента по сравнению с исследованиями, проводимыми с адронными пучками.

Отметим, что в электрон-позитронных столкновениях выполнена детальная проверка электрослабых взаимодействий в рамках СМ вплоть до энергий 200 ГэВ в системе центра масс (СЦМ). В ускорителях нового поколения с энергиями порядка 1 ТэВ электронов и позитронов (мюонов и антимюонов), в принципе можно получить детальную информацию о свойствах скалярного Хиггс бозона.

В настоящей работе исследованы каналы рождения Хиггс бозонов в электрон-позитронных (мюон-антимюонных столкновениях):

$$e^- + e^+ \rightarrow Z + H, \quad (1)$$

$$e^- + e^+ \rightarrow H + f + \bar{f}, \quad (2)$$

$$e^- + e^+ \rightarrow H + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu, \quad (3)$$

$$e^- + e^+ \rightarrow H + \nu_e + \bar{\nu}_e, \quad (4)$$

$$e^- + e^+ \rightarrow H + e^- + e^+, \quad (5)$$

где $f\bar{f}$ – пара лептонов ($\mu^- \mu^+$, $\tau^- \tau^+$) или кварков ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$, $b\bar{b}$).

А также предпринята попытка вычисления амплитуды рассеяния хиггсовских бозонов в лестничном приближении R калибровке [7], что может быть базой исследования процессов типа $e^-e^+ \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$, или исследования инклюзивного канала в pp столкновениях.

2. Совместное рождение скалярного и векторного бозонов. Благодаря довольно сильной связи с калибровочными Z - и W -бозонами, основными источниками рождения H -бозонов являются процессы их излучения Z - и W -бозонами, рождающимися на встречных электрон-позитронных пучках.

Процесс рождения скалярного и векторного бозонов в электрон-позитронных столкновениях описывается диаграммой Фейнмана, приведенной на рис. 1 (в скобках указаны 4-импульсы и спиральности частиц). Согласно этой диаграмме e^-e^+ -пара сперва превращается в векторный Z -бозон, а тот излучая Хиггс бозона переходит в конечное состояние.

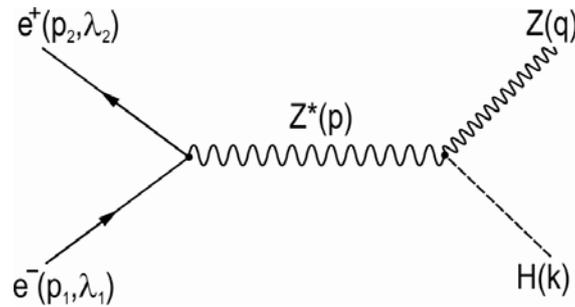


Рис. 1. Фейнмановская диаграмма процесса $e^-e^+ \rightarrow ZH$

Известно, что лагранжиан взаимодействия e^-e^+ -пары с Z -бозоном и Z -бозонов с Хиггс бозоном записываются в виде [18]:

$$L_{eeZ} = \frac{e}{2\sin\theta_w \cdot \cos\theta_w} [g_L \bar{e} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) e + g_R \bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e] Z_\mu, \quad (6)$$

$$L_{ZZH} = \frac{eM_Z}{2\sin\theta_w \cdot \cos\theta_w} Z_\mu Z_\nu g_{\mu\nu} H. \quad (7)$$

Здесь M_Z – масса Z -бозона,

$$g_L = -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w, \quad g_R = \sin^2 \theta_w \quad (8)$$

– левая и правая константы связи электрона с Z -бозоном, θ_w – угол Вайнберга.

На основе лагранжианов (6) и (7) напомним матричный элемент, соответствующий диаграмме рис. 1:

$$M(e^-e^+ \rightarrow HZ) = \frac{e^2 M_Z}{4x_w(1-x_w)} D_Z(s) U_\mu \times \\ \times \bar{v}(p_2, \lambda_2) \gamma_\mu [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] u(p_1, \lambda_1). \quad (9)$$

Здесь $x_w = \sin^2 \theta_w$ – параметр Вайнберга, $D_Z(s) = (s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z)^{-1}$, s – квадрат суммы энергий электрона и позитрона в ЦМ, U_ν и Γ_Z – вектор поляризации и полная ширина Z -бозона.

Сперва обсудим ряд качественных свойств процесса (1) при столкновении продольно-

поляризованных электронов и позитронов (см. также работу [17]). Взаимодействие электрона с Z -бозоном имеет векторный и аксиально-векторный характер. При высоких энергиях в таких взаимодействиях спиральность сохраняется. Сохранение спиральности требует, чтобы сталкивающиеся электрон и позитрон имели противоположные спиральности $e_L^- e_R^+$ или $e_R^- e_L^+$. Здесь e_L^- – лево-поляризованный электрон ($\lambda_1 = -1$), а e_R^+ – право-поляризованный позитрон ($\lambda_2 = +1$).

Таким образом, при высоких энергиях процессу (1) соответствуют две спиральные амплитуды: F_{LR} и F_{RL} (первый и второй индексы указывают спиральности электрона и позитрона соответственно). Эти спиральные амплитуды описывают процессы $e_L^- e_R^+ \rightarrow HZ$ и $e_R^- e_L^+ \rightarrow HZ$. В СМ спиральные амплитуды определяются выражениями:

$$F_{LR} = D_Z(s) \cdot g_L, \quad F_{RL} = D_Z(s) \cdot g_R. \quad (10)$$

Возводим в квадрат матричного элемента процесса $e_L^- e_R^+ \rightarrow HZ$ [23]:

$$|M(e_L^- e_R^+ \Rightarrow HZ)|^2 = \left(\frac{e^2}{x_w(1-x_w)} \right)^2 \cdot \frac{1}{2} |F_{LR}|^2 [M_Z^2(p_1 \cdot p_2) + 2(p_1 \cdot q)(p_2 \cdot q)]. \quad (11)$$

В СЦМ электрон-позитронной пары имеем:

$$M_Z^2(p_1 \cdot p_2) + 2(p_1 \cdot q)(p_2 \cdot q) = s \left(M_Z^2 + \frac{1}{2} k_H^2 \sin^2 \theta \right),$$

где θ – угол между направлениями импульсов Хиггс бозона и электрона, а M_H и

$$k_H = \frac{1}{2\sqrt{s}} \sqrt{(s - M_H^2 - M_Z^2)^2 - 4M_H^2 M_Z^2} \quad (12)$$

– масса и модуль трехмерного импульса Хиггс бозона.

В СЦМ для дифференциального сечения процесса $e_L^- + e_R^+ \Rightarrow H + Z$ получено выражение [23]:

$$d\sigma(e_L^- e_R^+ \Rightarrow HZ) = \frac{\pi\alpha^2}{2x_w(1-x_w)} |F_{LR}|^2 \cdot \frac{k_H}{\sqrt{s}} \left(M_Z^2 + \frac{1}{2} k_H^2 \sin^2 \theta \right) \sin \theta d\theta. \quad (13)$$

Аналогичное выражение получено и для дифференциального сечения реакции $e_R^- + e_L^+ \Rightarrow H + Z$:

$$d\sigma(e_R^- e_L^+ \Rightarrow HZ) = \frac{\pi\alpha^2}{2x_w(1-x_w)} |F_{RL}|^2 \cdot \frac{k_H}{\sqrt{s}} \left(M_Z^2 + \frac{1}{2} k_H^2 \sin^2 \theta \right) \sin \theta d\theta. \quad (14)$$

Из этих выражений следует, что эффективные сечения спиральных процессов $e_L^- + e_R^+ \Rightarrow H + Z$ и $e_R^- + e_L^+ \Rightarrow H + Z$ отличаются друг от друга, что указывает о наличии лево-правой спиновой асимметрии в рассматриваемой реакции:

$$A_{LR} = \frac{d\sigma(e_L^- e_R^+ \rightarrow HZ) - d\sigma(e_R^- e_L^+ \rightarrow HZ)}{d\sigma(e_L^- e_R^+ \rightarrow HZ) + d\sigma(e_R^- e_L^+ \rightarrow HZ)} = \frac{g_L^2 - g_R^2}{g_L^2 + g_R^2}. \quad (15)$$

Как видно, лево-правая асимметрия A_{LR} является только функцией параметра Вайнберга x_w и при значении этого параметра $x_w = 0,232$ асимметрия равна:

$$A_{LR} = \frac{0,25 - x_w}{0,25 - x_w + 2x_w^2} \cdot 100\% = 14\%.$$

При энергии встречных электрон-позитронных пучков $\sqrt{s} > M_Z$ для дифференциального сечения процесса $e^-e^+ \rightarrow HZ$ получено выражение [23]:

$$\frac{d\sigma(e^-e^+ \rightarrow HZ)}{d\cos\theta} = \frac{\pi\alpha^2}{2x_w^2(1-x_w)^2} \frac{g_L^2 + g_R^2}{(s-M_Z^2)^2} \cdot \frac{k_H}{\sqrt{s}} \left(M_Z^2 + \frac{1}{2}k_H^2 \sin^2\theta \right). \quad (16)$$

Интегрируя по углу θ , имеем следующее выражение для полного сечения процесса (1) [23]:

$$\sigma(e^-e^+ \rightarrow HZ) = \frac{\pi\alpha^2}{x_w^2(1-x_w)^2} \frac{g_L^2 + g_R^2}{(s-M_Z^2)^2} \cdot \frac{k_H}{\sqrt{s}} \left(M_Z^2 + \frac{1}{3}k_H^2 \right). \quad (17)$$

При энергии встречных e^-e^+ -пучков $\sqrt{s} = 500$ ГэВ и массе Хиггс бозона $M_H = 125$ ГэВ нами изучена угловая зависимость Хиггс бозонов

$$\frac{1}{\sigma(e^-e^+ \rightarrow HZ)} \cdot \frac{d\sigma(e^-e^+ \rightarrow HZ)}{d\cos\theta} = \frac{3}{4} \cdot \frac{2M_Z^2 + k_H^2 \sin^2\theta}{3M_Z^2 + k_H^2}. \quad (18)$$

Результаты расчетов представлены на рис. 2 (кривая 1). С увеличением угла вылета Хиггс бозона дифференциальное эффективное сечение увеличивается и достигает максимума при угле $\theta = 90^\circ$. Дальнейшее увеличение угла вылета Хиггс бозона приводит к уменьшению дифференциального сечения.

Следует отметить, что угловое распределение Хиггс бозона очень чувствительно к СР-четности его. Из формулы (18) видно, что угловое распределение скалярного Хиггс бозона при высоких энергиях имеет вид:

$$\frac{d\sigma(e^-e^+ \rightarrow HZ)}{d\cos\theta} \sim M_Z^2 + k_H^2 \sin^2\theta \Rightarrow \xrightarrow{s \gg M_Z^2} \sin^2\theta. \quad (19)$$

Теперь рассмотрим излучению псевдоскалярного A бозона векторным Z -бозоном, взаимодействие которого получается заменой

$$g_{ZZH} g_{\mu\nu} \Rightarrow g_{ZZH} \cdot \frac{i}{M_Z^2} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_\rho q_\sigma. \quad (20)$$

Дифференциальное и интегральное эффективные сечения процесса $e^-e^+ \rightarrow AZ$ даются выражениями:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(e^-e^+ \rightarrow AZ)}{d\cos\theta} &= \frac{2\pi\alpha^2}{x_w^2(1-x_w)^2} \frac{g_L^2 + g_R^2}{(s-M_Z^2)^2} \cdot \sqrt{s} \frac{k_H^3}{M_Z^2} (1 + \cos^2\theta), \\ \sigma(e^-e^+ \rightarrow AZ) &= \frac{16\pi\alpha^2}{3x_w^2(1-x_w)^2} \frac{g_L^2 + g_R^2}{(s-M_Z^2)^2} \cdot \sqrt{s} \frac{k_H^3}{M_Z^2}. \end{aligned} \quad (21)$$

На рис. 2 кривая 2 характеризует угловое распределение A бозона в реакции $e^-e^+ \rightarrow AZ$:

$$\frac{1}{\sigma(e^-e^+ \rightarrow AZ)} \cdot \frac{d\sigma(e^-e^+ \rightarrow AZ)}{d\cos\theta} = \frac{3}{8} \cdot (1 + \cos^2\theta). \quad (22)$$

На рис. 3 представлена зависимость интегрального сечения процесса $e^-e^+ \rightarrow HZ$ от массы Хиггс бозона при энергии $\sqrt{s} = 500 \text{ ГэВ}$. Видно, что с увеличением массы Хиггс бозона эффективное сечение уменьшается. При массе Хиггс бозона $M_H = 120 \text{ ГэВ}$ эффективное сечение равно 58 фбарн, а при массе $M_H = 180 \text{ ГэВ}$ сечение составляет 47 фбарн.

3. Рождение H -бозона в реакции $e^-e^+ \Rightarrow Hf\bar{f}$. Процесс рождения Хиггс бозона и фермион-антифермионной пары $f\bar{f}$ описывается диаграммой Фейнмана, приведенной на рис. 4. Здесь f – фундаментальный фермион (заряженный лептон μ^- , τ^- или кварк $q = u; d; s; c; b$). Этот процесс исследован в [24, 25].

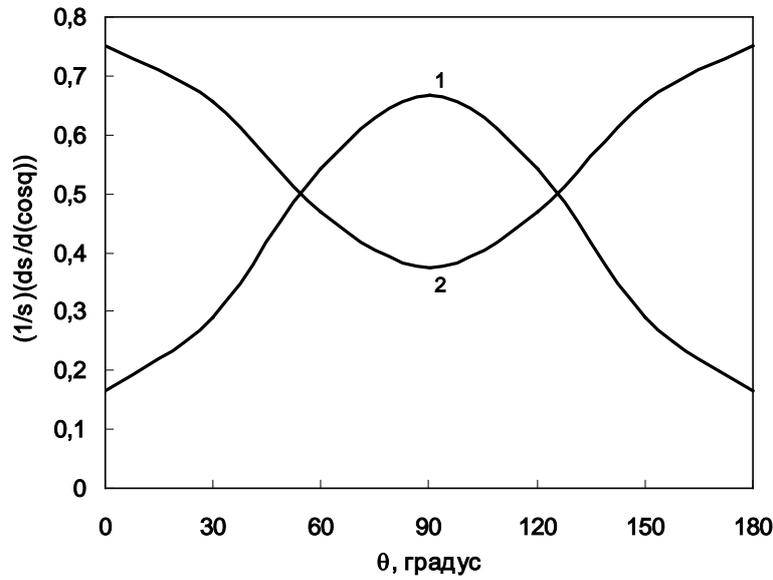


Рис. 2. Угловое распределение Хиггс бозона в реакции $e^-e^+ \rightarrow HZ$ (кривая 1) и A бозона в реакции $e^-e^+ \rightarrow AZ$ (кривая 2) при $\sqrt{s} = 500 \text{ ГэВ}$ и $M_H(M_A) = 125 \text{ ГэВ}$.

Матричный элемент процесса представим в виде:

$$M(e^-e^+ \rightarrow Hf\bar{f}) = \left(\frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \right)^3 \cdot M_Z \cdot D_Z(s) \cdot D_Z(xs) \bar{v}(p_2, \lambda_2) \gamma_\mu [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] u(p_1, \lambda_1) \bar{u}(q_1, h_1) \gamma_\mu [g_L(f)(1 + \gamma_5) + g_R(f)(1 - \gamma_5)] v(q_2, h_2). \quad (23)$$

Здесь x представляет собой инвариантную массу конечной фермионной пары в единицах s :

$$x = \frac{q^2}{s} = \frac{(q_1 + q_2)^2}{s} = 1 - \frac{2\omega}{\sqrt{s}} + \frac{M_H^2}{s}, \quad (24)$$

ω – энергия Хиггс бозона,

$$g_L(f) = I_3(f) - Q_f \sin^2 \theta_W, \quad g_R(f) = -Q_f \sin^2 \theta_W \quad (25)$$

– левая и правая константы связи фермиона с нейтральным Z -бозоном, Q_f и $I_3(f)$ – электрический заряд и третья проекция слабого изоспина фермиона f .

Для реакции $e^-e^+ \rightarrow Hf\bar{f}$ должны возникать только четыре независимые спиральные амплитуды: F_{LL} , F_{LR} , F_{RL} и F_{RR} (первый и второй индексы соответствуют спиральностям электрона и фермиона f), которые описывают следующие процессы:

$$\begin{aligned} e_L^- + e_R^+ &\rightarrow H + f_L + \bar{f}_R, & e_L^- + e_R^+ &\rightarrow H + f_R + \bar{f}_L, \\ e_R^- + e_L^+ &\rightarrow H + f_L + \bar{f}_R, & e_L^+ + e_R^+ &\rightarrow H + f_R + \bar{f}_L. \end{aligned}$$

В рамках СМ эти спиральные амплитуды определяются выражениями:

$$\begin{aligned} F_{LL} &= D_Z(s)D_Z(xs)g_Lg_L(f), & F_{LR} &= D_Z(s)D_Z(xs)g_Lg_R(f), \\ F_{RL} &= D_Z(s)D_Z(xs)g_Rg_L(f), & F_{RR} &= D_Z(s)D_Z(xs)g_Rg_R(f). \end{aligned} \quad (26)$$

Сперва возводим в квадрат матричного элемента реакции $e_L^-e_R^+ \rightarrow Hf_L\bar{f}_R$ [24]:

$$|M(e_L^-e_R^+ \rightarrow Hf_L\bar{f}_R)|^2 = \left(\frac{e^2}{4x_w(1-x_w)} \right)^3 \cdot M_Z^2 \cdot |F_{LL}|^2 \cdot T_{\mu\nu}^{(1)} \cdot T_{\mu\nu}^{(2)}, \quad (27)$$

где $T_{\mu\nu}^{(1)}$ и $T_{\mu\nu}^{(2)}$ – тензоры, зависящие от 4-импульсов начальной e^-e^+ -пары и конечной $f\bar{f}$ -пары:

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu}^{(1)} &= Sp[\nu(p_2, \lambda_2 = 1)\bar{\nu}(p_2, \lambda_2 = 1)\gamma_\mu(1 + \gamma_5)u(p_1, \lambda_1 = -1) \times \\ &\times \bar{u}(p_1, \lambda_1 = -1)\gamma_\nu(1 + \gamma_5)] = 8[p_{1\mu}p_{2\nu} + p_{2\mu}p_{1\nu} - (p_1 \cdot p_2)g_{\mu\nu} - i\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}p_{1\rho}p_{2\sigma}], \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu}^{(2)} &= Sp[u(q_1, h_1 = -1)\bar{u}(q_1, h_1 = -1)\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\nu(q_2, h_2 = 1) \times \\ &\times \bar{\nu}(q_2, h_2 = 1)\gamma_\nu(1 + \gamma_5)] = 8[q_{1\mu}q_{2\nu} + q_{2\mu}q_{1\nu} - (q_1 \cdot q_2)g_{\mu\nu} + i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}q_{1\alpha}q_{2\beta}]. \end{aligned} \quad (29)$$

Произведение этих тензоров дает простое выражение:

$$T_{\mu\nu}^{(1)} \cdot T_{\mu\nu}^{(2)} = 2^8 (p_1 \cdot q_2)(p_2 \cdot q_1) = 2^8 p_{1\mu}p_{2\nu}q_{2\mu}q_{1\nu}. \quad (30)$$

Интегрирование по импульсам фермиона и антифермиона ведется инвариантным методом [8, 24]. Интеграл

$$I_{\mu\nu} = \int q_{2\mu}q_{1\nu} \frac{d\vec{q}_1}{E_1} \frac{d\vec{q}_2}{E_2} \delta(q_1 + q_2 - q) \quad (31)$$

является тензором, зависящим только от 4-импульса $q = p - k$:

$$I_{\mu\nu} = Aq^2 g_{\mu\nu} + Bq_\mu q_\nu, \quad (32)$$

где A и B – безразмерные скалярные коэффициенты. Чтобы найти их, умножим выражение (32) сперва на $g_{\mu\nu}$, а затем на $q_\mu q_\nu$:

$$\begin{aligned} g_{\mu\nu}I_{\mu\nu} &= \frac{1}{2}q^2 I = 4Aq^2 + Bq^2, \\ q_\mu q_\nu I_{\mu\nu} &= \frac{1}{4}q^4 I = Aq^4 + Bq^4. \end{aligned} \quad (33)$$

Полученный интеграл I легко вычисляется в системе центра масс фермиона и антифермиона:

$$I = \int \frac{d\vec{q}_1}{E_1} \frac{d\vec{q}_2}{E_2} \delta(q_1 + q_2 - q) = 2\pi. \quad (34)$$

Из системы уравнений (38) находим коэффициенты A и B :

$$A = \frac{\pi}{6}, \quad B = \frac{\pi}{3}.$$

Таким образом, для тензора $I_{\mu\nu}$ получаем выражение:

$$I_{\mu\nu} = \frac{\pi}{6}(q^2 g_{\mu\nu} + 2q_\mu q_\nu). \quad (35)$$

В СЦМ для произведения тензоров $p_{1\mu} p_{2\nu}$ и $I_{\mu\nu}$ получается следующее выражение:

$$p_{1\mu} p_{2\nu} \cdot I_{\mu\nu} = \frac{\pi}{12} s^2 f(\omega, \theta), \quad (36)$$

где

$$f(\omega, \theta) = 2x + \frac{1}{s}(\omega^2 - M_H^2) \sin^2 \theta. \quad (37)$$

В СЦМ дифференциальное эффективное сечение процесса $e_L^- + e_R^+ \Rightarrow H + f_L + \bar{f}_R$ определяется выражением [24]:

$$\frac{d\hat{\sigma}(e_L^- e_R^+ \rightarrow H f_L \bar{f}_R)}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha^3 M_Z^2 N_C}{24\pi x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot sk_H |F_{LL}|^2 f(\omega, \theta), \quad (38)$$

где N_C – цветовой множитель (для кварков $N_C = 3$, а для лептонов $N_C = 1$). Из-за сохранения спиральностей частиц, различные спиральные амплитуды процесса $e^- + e^+ \rightarrow H + f + \bar{f}$ не интерферируют между собой. Поэтому аналогичные формулы получаются и для других спиральных процессов:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(e_L^- e_R^+ \rightarrow H f_R \bar{f}_L)}{d\omega d\Omega} &= \frac{\alpha^3 M_Z^2 N_C}{24\pi x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot sk_H |F_{LR}|^2 f(\omega, \theta), \\ \frac{d\sigma(e_R^- e_L^+ \rightarrow H f_L \bar{f}_R)}{d\omega d\Omega} &= \frac{\alpha^3 M_Z^2 N_C}{24\pi x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot sk_H |F_{RL}|^2 f(\omega, \theta), \\ \frac{d\sigma(e_R^- e_L^+ \rightarrow H f_R \bar{f}_L)}{d\omega d\Omega} &= \frac{\alpha^3 M_Z^2 N_C}{24\pi x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot sk_H |F_{RR}|^2 f(\omega, \theta). \end{aligned} \quad (39)$$

В случае неполяризованных начальных и конечных частиц угловое и энергетическое распределения H -бозона выражаются формулами [24]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(e^- e^+ \rightarrow H f \bar{f})}{d\omega d\Omega} &= \frac{\alpha^3 M_Z^2 N_C}{24\pi x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot sk_H \times \\ &\times [|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{RR}|^2] \left[2x + \frac{1}{s} k_H^2 \sin^2 \theta \right], \end{aligned} \quad (40)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(e^- e^+ \Rightarrow H f \bar{f})}{d\omega} &= \frac{\alpha^3 M_Z^2 N_C}{3x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot sk_H \times \\ &\times [|F_{LL}|^2 + |F_{LR}|^2 + |F_{RL}|^2 + |F_{RR}|^2] \left[x + \frac{k_H^2}{3s} \right]. \end{aligned} \quad (41)$$

На рис. 3 приведена зависимость дифференциального эффективного сечения процессов $e^- e^+ \rightarrow H u \bar{u}$ и $e^- e^+ \rightarrow H d \bar{d}$ от $\cos \theta$ при $\sqrt{s} = 500$ ГэВ, $M_H = 125$ ГэВ и

$xs = M_Z^2 (\omega = 257,8 \text{ ГэВ})$. Как видно из кривых, с увеличением косинуса угла эффективное сечение процессов увеличивается и достигает максимума при $\cos \theta = 0$. Дальнейшее увеличение косинуса угла приводит к уменьшению сечения.

Рис. 4 иллюстрирует зависимость эффективных сечений процессов $e^-e^+ \rightarrow H\mu\bar{\mu}$, $e^-e^+ \rightarrow Hdd\bar{d}$ от массы H -бозона при $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ и $xs = M_Z^2$. Здесь наблюдается уменьшение эффективных сечений процессов с увеличением массы Хиггс бозона..

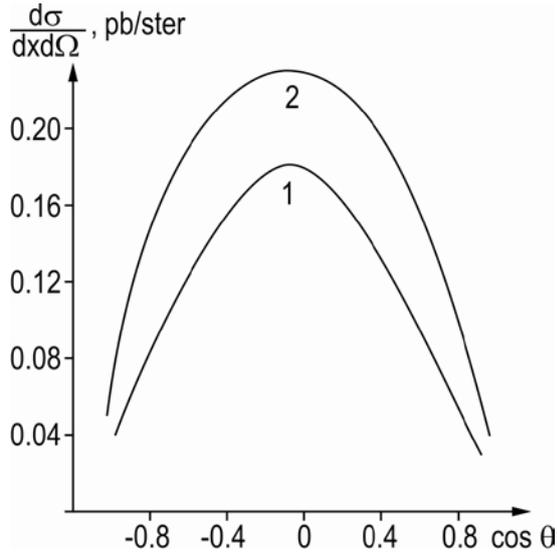


Рис. 3. Эффективные сечения процессов $e^-e^+ \rightarrow H\mu\bar{\mu}$ (кривая 1) и $e^-e^+ \rightarrow Hdd\bar{d}$ (кривая 2) как функции $\cos \theta$ при $M_H = 125 \text{ ГэВ}$, $xs = M_Z^2$, $x_w = 0,232$.

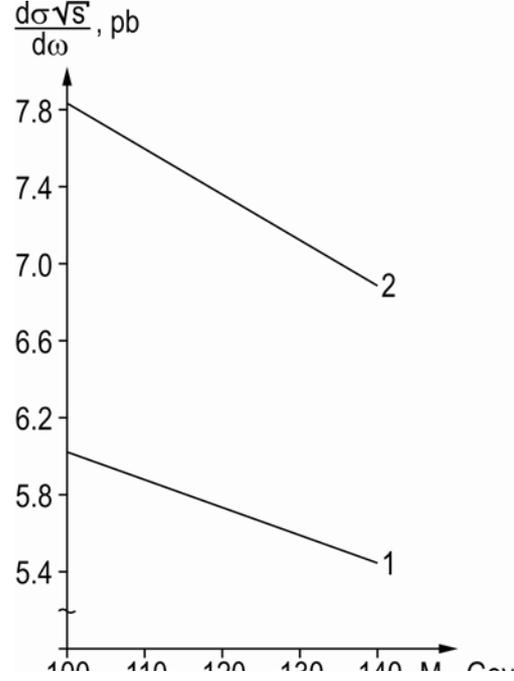


Рис. 4. Зависимость эффективных сечений процессов $e^-e^+ \rightarrow H\mu\bar{\mu}$ (кривая 1) и $e^-e^+ \rightarrow Hdd\bar{d}$ (кривая 2) от массы H -бозона при $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$, $x_w = 0,232$.

4. Рождение H -бозона в реакции $e^-e^+ \Rightarrow H\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$. Нейтрино (антинейтрино) обладает только левой (правой) поляризацией, поэтому процессу $e^-e^+ \rightarrow H\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ соответствуют только две спиральные амплитуды F_{LL} и F_{RL} , описывающие реакции $e_L^-e_R^+ \rightarrow H\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ и $e_R^-e_L^+ \rightarrow H\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$. В СМ спиральные амплитуды процесса $e^-e^+ \rightarrow H\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ равны:

$$F_{LL} = D_z(s)D_z(xs)g_L g_L(\nu), \quad F_{RL} = D_z(s)D_z(xs)g_R g_L(\nu), \quad (42)$$

здесь $g_L(\nu) = I_3(\nu) = \frac{1}{2}$ – третья проекция слабого изоспина нейтрино.

Дифференциальные эффективные сечения этих спиральных процессов определяется выражениями [26]:

$$\frac{d\sigma(e_L^- e_R^+ \rightarrow H\nu_\mu \bar{\nu}_\mu)}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{24\pi x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot s k_H |F_{LL}|^2 \cdot f(\omega, \theta),$$

$$\frac{d\sigma(e_R^- e_L^+ \rightarrow H\nu_\mu \bar{\nu}_\mu)}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{24\pi x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot s k_H |F_{RL}|^2 \cdot f(\omega, \theta). \quad (43)$$

В случае неполяризованных встречных $e^- e^+$ -пучков интегрируя (43) по углам, находим следующее выражение для дифференциального сечения процесса, характеризующее распределение нейтрино-антинейтринных пар по инвариантной массе:

$$\frac{d\sigma(e^- e^+ \rightarrow H\nu_\mu \bar{\nu}_\mu)}{dx} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{6x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot s \sqrt{s} k_H [|F_{LL}|^2 + |F_{RL}|^2] \left(x + \frac{1}{3s} k_H^2 \right), \quad (44)$$

где импульс H -бозона выражается через инвариантную массу x по формуле

$$k_H = \sqrt{\frac{s}{4} \left(1 - x + \frac{M_H^2}{s} \right)^2 - M_H^2}. \quad (45)$$

5. Образование Хиггс бозона в реакции $e^- e^+ \Rightarrow H\nu_e \bar{\nu}_e$. Процессу рождения H -бозона и электронной нейтринной пары $\nu_e \bar{\nu}_e$ соответствует две диаграммы Фейнмана, приведенной на рис. 5. Диаграмма а) описывает механизм излучения Хиггс бозона векторным Z -бозоном. Этой диаграмме соответствует эффективные сечения [26]:

$$\frac{d\sigma_a(e_L^- e_R^+ \rightarrow H\nu_e \bar{\nu}_e)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{12x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot k_H s |F_{LL}|^2 \left(2x + \frac{1}{s} k_H^2 \sin^2 \theta \right),$$

$$\frac{d\sigma_a(e_R^- e_L^+ \rightarrow H\nu_e \bar{\nu}_e)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{12x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot k_H s |F_{RL}|^2 \left(2x + \frac{1}{s} k_H^2 \sin^2 \theta \right), \quad (46)$$

где спиральные амплитуды F_{LL} и F_{LR} определяются выражениями (42). Эти дифференциальные сечения можно объединить в одну формулу:

$$\frac{d\sigma_a(\lambda_1, \lambda_2)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{96x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot k_H s \left(2x + \frac{1}{s} k_H^2 \sin^2 \theta \right) \times$$

$$\times [(1-\lambda_1)(1+\lambda_2) |F_{LL}|^2 + (1+\lambda_1)(1-\lambda_2) |F_{RL}|^2]. \quad (47)$$

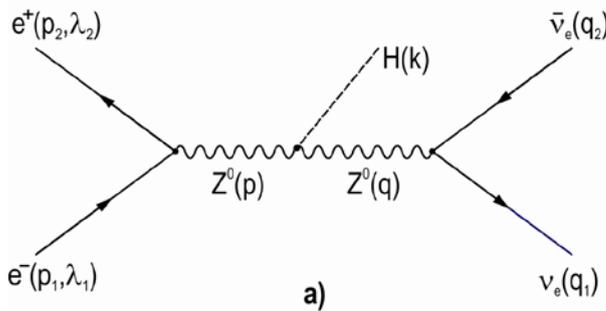


Рис. 5. Фейнмановские диаграммы процесса $e^- e^+ \rightarrow H\nu_e \bar{\nu}_e$.

Переходим теперь к расчету диаграммы б), соответствующей механизму слияния $W^+ W^-$ -бозонов в Хиггс бозон. Этой диаграмме соответствует матричный элемент

$$M_{\bar{\nu}}(e^-e^+ \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e) = \frac{e^3 M_w}{8 \sin^3 \theta_w} D_1 D_2 [\bar{u}(q_1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_1, \lambda_1)] [\bar{\nu}(p_2, \lambda_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu(q_2)]. \quad (48)$$

Здесь

$$D_1 = (k_1^2 - M_w^2)^{-1}, \quad D_2 = (k_2^2 - M_w^2)^{-1}, \quad (49)$$

$$k_1 = p_1 - q_1, \quad k_2 = p_2 - q_2.$$

Квадрат матричного элемента равен [26]:

$$|M_b(e^-e^+ \Rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e)|^2 = \left(\frac{e^3 M_w}{\sin^3 \theta_w} \right)^2 \cdot D_1^2 D_2^2 (1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2)(p_2 \cdot q_1)(p_1 \cdot q_2). \quad (50)$$

Интегрирование по импульсам нейтрино и антинейтрино проводится в их СЦМ ($\vec{q}_1 + \vec{q}_2 = 0$, рис. 6). В этой системе имеем [26]:

$$\int |M_{\bar{\nu}}|^2 \frac{d\vec{q}_1}{E_1} \cdot \frac{d\vec{q}_2}{E_2} \delta(p_1 + p_2 - k - q_1 - q_2) = \int |M_{\bar{\nu}}|^2 dE_1 d \cos \theta_1 d\varphi_1 \times$$

$$\times \delta(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \omega - 2E_1) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d \cos \theta_1 \int_0^{2\pi} |M_{\bar{\nu}}|^2 d\varphi_1. \quad (51)$$

Выражение $|M_{\bar{\nu}}|^2$ мы можем представить в виде (при этом учтено, что $q_2 = p_1 + p_2 - k - q_1$ и пренебрегается массой электрона):

$$|M_{\bar{\nu}}|^2 = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{e^3 M_w}{\sin^3 \theta_w} \right)^2 \cdot (1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2) \times$$

$$\times \frac{[s - 2(p_1 \cdot k) - 2(p_1 \cdot q_1)](p_2 \cdot q_1)}{[2(p_1 \cdot q_1) + M_w^2]^2 [s + M_w^2 - 2(k \cdot p_2) - 2(p_2 \cdot q_1)]^2}. \quad (52)$$

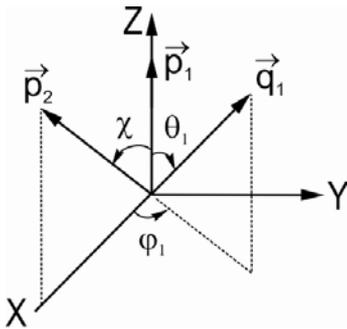


Рис. 6. Система центра масс $\nu\bar{\nu}$ -пары.

Отметим, что в выражении $|M_{\bar{\nu}}|^2$ зависимость от азимутального угла φ_1 появляется только в произведении $(p_2 \cdot q_1)$. В рассматриваемой системе имеем:

$$(p_1 \cdot q_1) = \frac{1}{4} [(s - 2(k \cdot p_1))(1 - \cos \theta_1)],$$

$$(p_2 \cdot q_1) = \frac{1}{4} [(s - 2(k \cdot p_2))(1 - \cos \theta_1 \cos \chi - \sin \theta_1 \sin \chi \cos \varphi_1)].$$

$\cos \chi$ выражается инвариантными переменными:

$$\cos \chi = 1 - \frac{2s[s + M_H^2 - 2(k \cdot p_1) - 2(k \cdot p_2)]}{[s - 2(k \cdot p_1)][s - 2(k \cdot p_2)]}. \quad (53)$$

Интегралы по азимутальному углу φ_1 и полярному углу θ_1 легко вычисляются [26]:

$$\frac{d\sigma_{\delta}(e^-e^+ \Rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{4x_w^3(1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} \cdot (1-\lambda_1)(1+\lambda_2)F_w. \quad (54)$$

Здесь

$$F_w = \frac{(1-x_w)^4}{s_1 s_2 r} [(1+x_1)(1+x_2)F_1 - F_2], \quad (55)$$

$$F_1 = \frac{2}{x_1^2 - 1} + \frac{2}{x_2^2 - 1} - \frac{6\sin^2 \chi}{r} + \left(\frac{3t_1 t_2}{r} - \cos \chi \right) \frac{L}{\sqrt{r}},$$

$$F_2 = \frac{2t_1}{x_2 - 1} + \frac{2t_2}{x_1 - 1} + (t_1 + t_2 + \sin^2 \chi) \frac{L}{\sqrt{r}}, \quad (56)$$

$$s_1 = \sqrt{s}(\sqrt{s} - \omega + k_H \cos \theta), \quad s_2 = \sqrt{s}(\sqrt{s} - \omega - k_H \cos \theta),$$

$$\cos \chi = 1 - \frac{2xs}{xs + k_H^2 \sin^2 \theta}, \quad \sin^2 \chi = 1 - \cos^2 \chi,$$

$$x_1 = 1 + \frac{2M_w^2}{s_1}, \quad x_2 = 1 + \frac{2M_w^2}{s_2}, \quad t_1 = x_1 + x_2 \cos \chi, \quad t_2 = x_2 + x_1 \cos \chi,$$

$$r = x_1^2 + x_2^2 + 2x_1 x_2 \cos \chi - \sin^2 \chi, \quad L = \ln \frac{x_1 x_2 + \cos \chi + \sqrt{r}}{x_1 x_2 + \cos \chi - \sqrt{r}}.$$

В реакции $e^-e^+ \Rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e$ диаграммы а) и б) рис. 8 интерферируют между собой. Интерференция этих диаграмм характеризуется дифференциальным сечением [26]

$$\frac{d\sigma_I(e^-e^+ \Rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{4x_w^3(1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} (1-\lambda_1)(1+\lambda_2)g_L F_I, \quad (57)$$

где

$$F_I = \frac{1}{2}(1-x_w)^2 \cdot \frac{xs - M_z^2}{(s - M_z^2)[(xs - M_z^2)^2 + M_z^2 \Gamma_z^2]} \cdot g_I, \quad (58)$$

$$g_I = 2 - (x_1 + 1) \ln \frac{x_1 + 1}{x_1 - 1} - (x_2 + 1) \ln \frac{x_2 + 1}{x_2 - 1} + (x_1 + 1)(x_2 + 1) \frac{L}{\sqrt{r}}.$$

Эффективное сечение процесса $e^-e^+ \rightarrow H\nu\bar{\nu}$, измеряемое в экспериментах, содержит три вклада: вклад диаграммы а), вклад диаграммы б) и при рождении $\nu_e\bar{\nu}_e$ -пары вклад от интерференции этих диаграмм. При энергиях e^-e^+ -пары $\sqrt{s} > M_Z$ нами получено следующее выражение для эффективного сечения процесса $e^-e^+ \rightarrow H\nu\bar{\nu}$ [26]:

$$\frac{d\sigma(e^-e^+ \Rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{4x_w^3(1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} \times \\ \times \{3 \cdot [g_L^2(1-\lambda_1)(1+\lambda_2) + g_R^2(1+\lambda_1)(1-\lambda_2)]F_s + (1-\lambda_1)(1+\lambda_2)(g_L F_I + F_w)\}, \quad (59)$$

Здесь первый член с множителем F_s соответствует процессу излучения H -бозона промежуточным Z -бозоном:

$$F_s = \frac{1}{12} \cdot \frac{s(2xs + k_H^2 \sin^2 \theta)}{(s - M_Z^2)^2 [(xs - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]}, \quad (60)$$

множитель 3 в этом члене связан с возможностью распада Z -бозона на три типа нейтринной пары ($\nu_e \bar{\nu}_e$, $\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$, $\nu_\tau \bar{\nu}_\tau$).

При столкновении лево-поляризованных электронов (e_L^-) с право-поляризованными позитронами (e_R^+) эффективное сечение равно:

$$\frac{d\sigma(e_L^- e_R^+ \Rightarrow H\nu\bar{\nu})}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{4x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} [3 \cdot 4g_L^2 F_s + 4g_L F_I + 4F_w]. \quad (61)$$

При аннигиляции же право-поляризованного электрона (e_R^-) с лево-поляризованными позитронами (e_L^+) вклад диаграммы б) обращается в нуль:

$$\frac{d\sigma(e_R^- e_L^+ \Rightarrow H\nu\bar{\nu})}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{4x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} [3 \cdot 4g_R^2 F_s]. \quad (62)$$

В случае неполяризованных электрон-позитронных пар эффективное сечение выражается формулой:

$$\frac{d\sigma(e^- e^+ \Rightarrow H\nu\bar{\nu})}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{4x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} [3(g_L^2 + g_R^2)F_s + g_L F_I + F_w]. \quad (63)$$

На рис. 7 представлена угловая зависимость Хиггс бозона при $\sqrt{s} = 500 \text{ ГэВ}$, $M_H = 125 \text{ ГэВ}$ и $\omega = 250 \text{ ГэВ}$. Из рисунков видно, что с увеличением угла вылета (θ) H -бозона вклад диаграммы а) в эффективное сечение увеличивается и достигается максимума при $\theta = 90^\circ$, с дальнейшим увеличением угла вылета эффективное сечение уменьшается (рис. 7а).

Вклад диаграммы б) в сечение реакции $e^- e^+ \rightarrow H\nu_e \bar{\nu}_e$, во-первых, на один-два порядка больше, чем вклада диаграммы а) и во-вторых, сильно отличается по угловому распределению H -бозона. С увеличением угла вылета H -бозона вклад диаграммы б) уменьшается и достигается минимума при $\theta = 90^\circ$, а затем снова увеличивается. Что касается интерференционного члена, то он отрицателен при указанных энергиях, а угловое распределение напоминает вклада диаграммы а).

6. Рождение Хиггс бозона в электрон-позитронном рассеянии. Процессу рождения Хиггс бозона в электрон-позитронном рассеянии соответствуют две диаграммы Фейнмана, представленной на рис. 10. Первая диаграмма – аннигиляционная диаграмма, согласно которой электрон-позитронная пара аннигилирует в Z -бозон, а тот излучая H -бозон, вновь рождает $e^- e^+$ -пару. Согласно второй диаграмме, называемой диаграммой рассеяния, процесс протекает следующим образом: при рассеянии электрон и позитрон испускают Z -бозоны, а затем эти бозоны сливаются и превращаются в H -бозон.

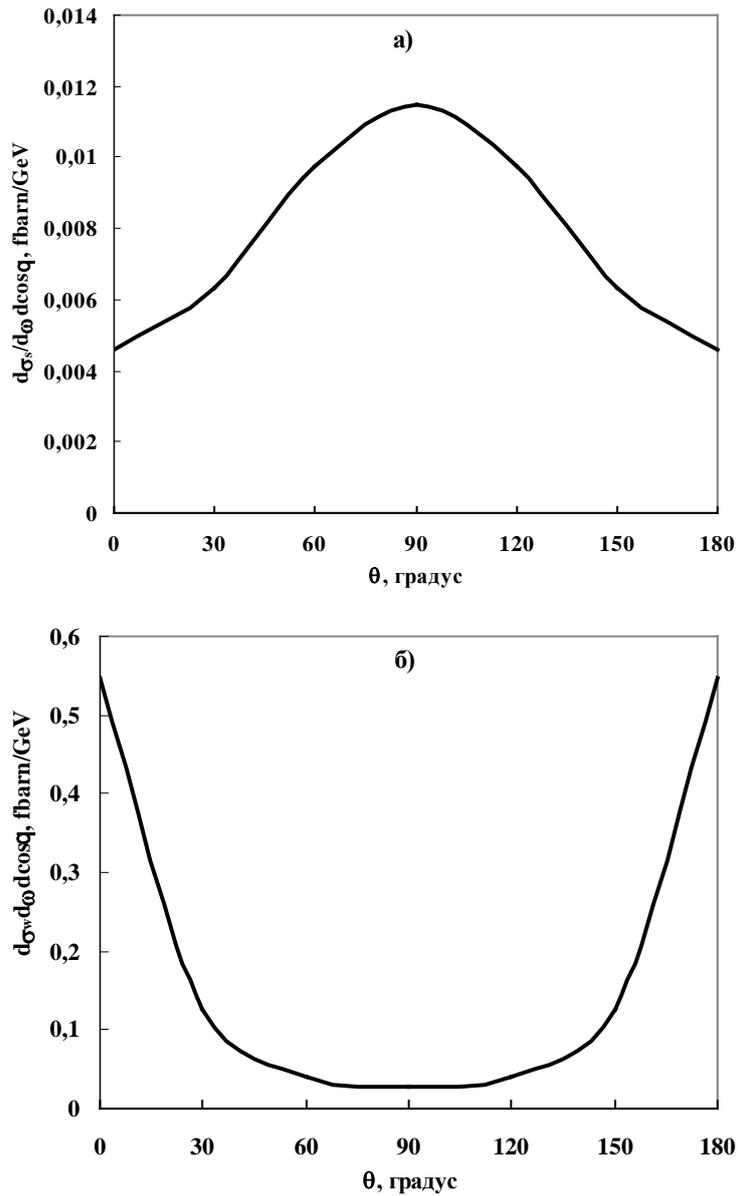


Рис. 7. Угловая зависимость сечения процесса $e^-e^+ \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e$:
 а) механизм излучения H -бозона; б) механизм слияния WW -бозонов.

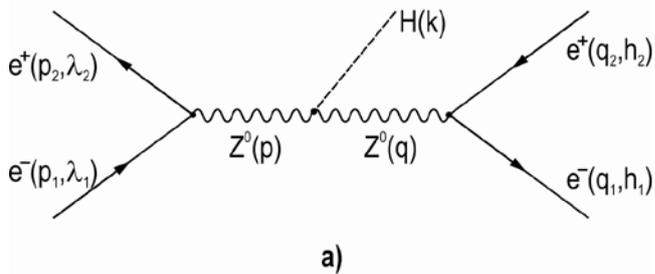


Рис. 8. Фейнмановские диаграммы процесса $e^-e^+ \rightarrow He^-e^+$.

Аннигиляционной диаграмме соответствуют четыре спиральные амплитуды $F_{LL}^{(a)}$, $F_{LR}^{(a)}$, $F_{RL}^{(a)}$ и $F_{RR}^{(a)}$ (первый и второй индексы указывают спиральности начального и конечного

электронов). Эти спиральные амплитуды описывают процессы

$$\begin{aligned} e_L^- + e_R^+ &\Rightarrow H + e_L^- + e_R^+, & e_L^- + e_R^+ &\Rightarrow H + e_R^- + e_L^+, \\ e_R^- + e_L^+ &\Rightarrow H + e_L^- + e_R^+, & e_R^- + e_L^+ &\Rightarrow H + e_R^- + e_L^+, \end{aligned}$$

и получаются от амплитуд процесса $e^-e^+ \rightarrow H\bar{f}f$ простой заменой $g_L(f) = g_L$ и $g_R(f) = g_R$:

$$\begin{aligned} F_{LL}^{(a)} &= D_Z(s)D_Z(xs)g_L^2, & F_{LR}^{(a)} &= D_Z(s)D_Z(xs)g_Lg_R, \\ F_{RL}^{(a)} &= D_Z(s)D_Z(xs)g_Rg_L, & F_{RR}^{(a)} &= D_Z(s)D_Z(xs)g_R^2. \end{aligned} \quad (64)$$

Матричный элемент, соответствующей диаграмме а), может быть записан в виде [27]:

$$\begin{aligned} M_a(e^-e^+ \Rightarrow He^-e^+) &= \left(\frac{e}{2\sin\theta_W \cos\theta_W} \right)^3 \cdot M_Z \times \\ &\times \{ F_{LL}^{(a)} [\bar{v}(p_2, \lambda_2)\gamma_\mu(1+\gamma_5)u(p_1, \lambda_1)][\bar{u}(q_1, h_1)\gamma_\mu(1+\gamma_5)v(q_2, h_2)] + \\ &+ F_{LR}^{(a)} [\bar{v}(p_2, \lambda_2)\gamma_\mu(1+\gamma_5)u(p_1, \lambda_1)][\bar{u}(q_1, h_1)\gamma_\mu(1-\gamma_5)v(q_2, h_2)] + \\ &+ F_{RL}^{(a)} [\bar{v}(p_2, \lambda_2)\gamma_\mu(1-\gamma_5)u(p_1, \lambda_1)][\bar{u}(q_1, h_1)\gamma_\mu(1+\gamma_5)v(q_2, h_2)] + \\ &+ F_{RR}^{(a)} [\bar{v}(p_2, \lambda_2)\gamma_\mu(1-\gamma_5)u(p_1, \lambda_1)][\bar{u}(q_1, h_1)\gamma_\mu(1-\gamma_5)v(q_2, h_2)] \}. \end{aligned} \quad (65)$$

Произведя расчет дифференциального эффективного сечения на основе матричного элемента (65) при продольно поляризованных начальной и конечной e^-e^+ -пары, нами получено следующее выражение [28]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_a(e^-e^+ \Rightarrow He^-e^+)}{d\omega d\cos\theta} &= \frac{\alpha^3 M_Z^2}{192x_w^3(1-x_w)^3} \cdot k_H s \cdot f(\omega, \theta) \times \\ &\times \{ (1-\lambda_1)(1+\lambda_2)[(1-h_1)(1+h_2)|F_{LL}^{(a)}|^2 + (1+h_1)(1-h_2)|F_{LR}^{(a)}|^2] + \\ &\times (1+\lambda_1)(1-\lambda_2)[(1-h_1)(1+h_2)|F_{RL}^{(a)}|^2 + (1+h_1)(1-h_2)|F_{RR}^{(a)}|^2] \}. \end{aligned} \quad (66)$$

Отсюда следует, что аннигиляционной диаграмме соответствует четыре спиральные процессы:

1) электроны поляризованы лево ($\lambda_1 = h_1 = -1$), а позитроны право ($\lambda_2 = h_2 = +1$):

$$\frac{d\sigma_a(e_L^-e_R^+ \Rightarrow He_L^-e_R^+)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{12x_w^3(1-x_w)^3} \cdot k_H s |F_{LL}^{(a)}|^2 f(\omega, \theta); \quad (67)$$

2) электроны поляризованы право ($\lambda_1 = h_1 = +1$), а позитроны лево ($\lambda_2 = h_2 = -1$):

$$\frac{d\sigma_a(e_R^-e_L^+ \Rightarrow He_R^-e_L^+)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{12x_w^3(1-x_w)^3} \cdot k_H s |F_{RR}^{(a)}|^2 f(\omega, \theta); \quad (68)$$

3) начальный (конечный) электрон поляризован лево (право), а позитрон право (лево):

$$\frac{d\sigma_a(e_L^-e_R^+ \Rightarrow He_R^-e_L^+)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{12x_w^3(1-x_w)^3} \cdot k_H s |F_{LR}^{(a)}|^2 f(\omega, \theta); \quad (69)$$

4) начальный (конечный) электрон поляризован право (лево), а позитрон лево (право):

$$\frac{d\sigma_a(e_R^-e_L^+ \Rightarrow He_L^-e_R^+)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{12x_w^3(1-x_w)^3} \cdot k_H s |F_{RL}^{(a)}|^2 f(\omega, \theta). \quad (70)$$

Дифференциальное сечение, просуммированное по спиральностям конечных частиц, имеет вид [28]:

$$\frac{d\sigma_a(\lambda_1, \lambda_2)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2 k_H s}{48x_w^3(1-x_w)^3} \cdot \frac{g_L^2 + g_R^2}{(s - M_Z^2)^2} \cdot \frac{f(\omega, \theta)}{(xs - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_z^2} \times \\ \times [(1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2)g_L^2 + (1 + \lambda_1)(1 - \lambda_2)g_R^2]. \quad (71)$$

Переходим к расчету диаграммы б), матричный элемент который имеет вид [28, 29]:

$$M_{\bar{o}}(e^- e^+ \Rightarrow He^- e^+) = - \left(\frac{e}{2\sin\theta_w \cos\theta_w} \right)^3 M_Z \times \\ \times \{ F_{LL}^{(\bar{o})} [\bar{u}(q_1, h_1)\gamma_\mu(1 + \gamma_5)u(p_1, \lambda_1)] [\bar{\nu}(p_2, \lambda_2)\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\nu(q_2, h_2)] + \\ + F_{RR}^{(\bar{o})} [\bar{u}(q_1, h_1)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u(p_1, \lambda_1)] [\bar{\nu}(p_2, \lambda_2)\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\nu(q_2, h_2)] + \\ + F_{LR}^{(s)} [\bar{u}(q_1, h_1)\gamma_\mu(1 + \gamma_5)u(p_1, \lambda_1)] [\bar{u}(p_2, \lambda_2)\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\nu(q_2, h_2)] + \\ + F_{RL}^{(s)} [\bar{u}(q_1, h_1)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u(p_1, \lambda_1)] [\bar{u}(p_2, \lambda_2)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\nu(q_2, h_2)] \}, \quad (72)$$

Здесь

$$F_{LL}^{(\bar{o})} = F_{RR}^{(\bar{o})} = D_1 D_2 g_L g_R, \quad F_{LR}^{(\bar{o})} = D_1 D_2 g_L^2, \quad F_{RL}^{(\bar{o})} = D_1 D_2 g_R^2 \quad (73)$$

– спиральные амплитуды (первый и второй индексы соответствуют спиральностям начального (конечного) электрона и позитрона) и

$$D_1 = [(p_1 - q_1)^2 - M_Z^2]^{-1}, \quad D_2 = [(p_2 - q_2)^2 - M_Z^2]^{-1}. \quad (74)$$

Дифференциальное эффективное сечение, проинтегрированное по импульсам электрона и позитрона, может быть представлено в виде [28]:

$$\frac{d\sigma_{\bar{o}}(e^- e^+ \Rightarrow He^- e^+)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{4x_w^3(1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} \frac{1}{s_1 s_2 r} \times \\ \times \{ [(1 - \lambda_1)(1 + \lambda_2)(1 - h_1)(1 + h_2)g_L^4 + (1 + \lambda_1)(1 - \lambda_2)(1 + h_1)(1 - h_2)g_R^4] \times \\ \times [(1 + x_1)(1 + x_2)F_1 - F_2] + 2[(1 - \lambda_1)(1 - \lambda_2)(1 - h_1)(1 - h_2) + \\ + (1 + \lambda_1)(1 + \lambda_2)(1 + h_1)(1 + h_2)]g_L^2 g_R^2 \cdot 2(1 - \cos\chi)F_1 \}, \quad (75)$$

где функции F_1 и F_2 определяется выражениями (56).

Как видно из выражения эффективного сечения, диаграмме б) соответствуют четыре спиральные процессы:

1) электроны поляризованы лево ($\lambda_1 = h_1 = -1$), а позитроны право ($\lambda_2 = h_2 = +1$):

$$\frac{d\sigma_{\bar{o}}(e_L^- e_R^+ \Rightarrow He_L^- e_R^+)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{4\alpha^3 M_Z^2}{x_w^3(1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} \frac{g_L^4}{s_1 s_2 r} [(1 + x_1)(1 + x_2)F_1 - F_2]; \quad (76)$$

2) электроны поляризованы право ($\lambda_1 = h_1 = +1$), а позитроны лево ($\lambda_2 = h_2 = -1$):

$$\frac{d\sigma_{\bar{o}}(e_R^- e_L^+ \Rightarrow He_R^- e_L^+)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{4\alpha^3 M_Z^2}{x_w^3(1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} \frac{g_L^4}{s_1 s_2 r} [(1 + x_1)(1 + x_2)F_1 - F_2]; \quad (77)$$

3) электроны и позитроны поляризованы лево:

$$\frac{d\sigma_{\bar{o}}(e_L^- e_L^+ \Rightarrow He_L^- e_L^+)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{4\alpha^3 M_Z^2}{x_w^3(1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} \frac{2g_L^2 g_R^2}{s_1 s_2 r} \cdot 2(1 - \cos\chi)F_1; \quad (78)$$

4) электроны и позитроны поляризованы право:

$$\frac{d\sigma_{\bar{0}}(e_R^- e_R^+ \Rightarrow He_R^- e_R^+)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{4\alpha^3 M_Z^2}{x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} \frac{2g_L^2 g_R^2}{s_1 s_2 r} \cdot 2(1-\cos\chi) F_1. \quad (79)$$

Если поляризованы только начальные частицы, то дифференциальное сечение примет вид [28]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\bar{0}}(\lambda_1, \lambda_2)}{d\omega d\cos\theta} &= \frac{\alpha^3 M_Z^2}{x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} \frac{1}{s_1 s_2 r} \{ [(1-\lambda_1)(1+\lambda_2)g_L^4 + (1+\lambda_1)(1-\lambda_2)g_R^4] \times \\ &\times [(1+x_1)(1+x_2)F_1 - F_2] + [(1-\lambda_1)(1-\lambda_2) + (1+\lambda_1)(1+\lambda_2)] \times \\ &\times g_L^2 g_R^2 \cdot 2(1-\cos\chi) F_1 \}. \end{aligned} \quad (80)$$

Отметим, что амплитуды спиральных процессов $e_L^- e_R^+ \Rightarrow He_L^- e_L^+$ и $e_R^- e_L^+ \Rightarrow He_R^- e_L^+$ соответствующих диаграмм а) и б) интерферируют между собой. Интерференция этих диаграмм характеризуется дифференциальными сечениями [28]:

$$\frac{d\sigma_I(e_L^- e_R^+ \Rightarrow He_L^- e_R^+)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} \frac{2g_L^4 (xs - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)[(xs - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]} \cdot g_I, \quad (81)$$

$$\frac{d\sigma_I(e_R^- e_L^+ \Rightarrow He_R^- e_L^+)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} \frac{2g_R^4 (xs - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)[(xs - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]} \cdot g_I, \quad (82)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_I(\lambda_1, \lambda_2)}{d\omega d\cos\theta} &= \frac{\alpha^3 M_Z^2}{4x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} \frac{2(xs - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)[(xs - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]} \cdot g_I \times \\ &\times [(1-\lambda_1)(1+\lambda_2)g_L^4 + (1+\lambda_1)(1-\lambda_2)g_R^4], \end{aligned} \quad (83)$$

где функция g_I дана выражением (58).

Общее выражение дифференциального эффективного сечения процесса $e^- e^+ \rightarrow He^- e^+$ в случае неполяризованных частиц содержит три вклада [28]:

$$\frac{d\sigma_0(e^- e^+ \Rightarrow He^- e^+)}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{4x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} [G_s + G_Z^{(+)} + G_Z^{(-)} + G_I], \quad (84)$$

где

$$\begin{aligned} G_s &= \frac{1}{3} \frac{(g_L^2 + g_R^2)^2 s^2 f(\omega, \theta)}{(s - M_Z^2)^2 [(xs - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]}, \\ G_Z^{(+)} &= 4 \frac{g_L^4 + g_R^4}{s_1 s_2 r} [(1+x_1)(1+x_2)F_1 - F_2], \\ G_Z^{(-)} &= 16 \frac{g_L^2 g_R^2}{s_1 s_2 r} (1-\cos\chi) F_1, \\ G_I &= 2 \frac{(g_L^4 + g_R^4)(xs - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)[(xs - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]} g_I. \end{aligned} \quad (85)$$

При столкновении лево-правой, право-левой, лево-левой и право-правой поляризованной электрон-позитронной пары для дифференциальных сечений процесса $e^- e^+ \rightarrow He^- e^+$

имеем следующие выражения:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{LR}}{d\omega d\cos\theta} &\sim 4 \left[\frac{g_L^2}{g_L^2 + g_R^2} G_s + \frac{g_L^4}{g_L^4 + g_R^4} (G_Z^{(+)} + G_I) \right], \\ \frac{d\sigma_{RL}}{d\omega d\cos\theta} &\sim 4 \left[\frac{g_R^2}{g_L^2 + g_R^2} G_s + \frac{g_R^4}{g_L^4 + g_R^4} (G_Z^{(+)} + G_I) \right], \\ \frac{d\sigma_{LL}}{d\omega d\cos\theta} &= \frac{d\sigma_{RR}}{d\omega d\cos\theta} \sim 2G_Z^{(-)}. \end{aligned} \quad (86)$$

Поскольку, значения правой и левой константы связи электрона с калибровочным Z -бозоном одинаковы ($g_R \approx -g_L$), дифференциальные сечения $d\sigma_{LR}$ и $d\sigma_{RL}$ равны друг другу.

$$\frac{d\sigma_{LR}}{d\omega d\cos\theta} \approx \frac{d\sigma_{RL}}{d\omega d\cos\theta} = \frac{\alpha^3 M_Z^2}{4x_w^3 (1-x_w)^3} \cdot \frac{k_H}{s} \cdot 2[G_s + G_Z^{(+)} + G_I]. \quad (87)$$

7. Рассеяния хиггсовских бозонов с обменом бесконечного числа частиц при высоких энергиях $s \rightarrow \infty$. В настоящем разделе нами предпринята попытка вычисления амплитуды рассеяния хиггсовских бозонов в лестничном приближении в R калибровке [7], что может быть базой исследования процессов типа $e^-e^+ \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$, или исследования инклюзивного канала в pp -столкновениях [1, 2].

В большинстве вероятных механизмов рождения хиггсовской частицы через взаимодействия с тяжелыми фермионами и калибровочными бозонами менее подавлены [7]. Даже в процессе $e^+e^- \rightarrow ZH$ при полной энергии $\sqrt{s} \approx 200$ ГэВ возможно рождение хиггсовской частицы с массой около 100 ГэВ [8, 9]. Как известно, в СМ нет физической заряженной хиггсовской частицы. Но во многих расширенных моделях, такие частицы имеются, что приводит к более богатой феноменологии [30]. Так как значения масс и констант связи этих частиц не сильно ограничиваются теорией, то они могут рождаться и в e^+e^- -столкновениях за счет фотонного обмена. С другой стороны, согласно модели «техницвета» хиггсовские бозоны являются очень тяжелыми $m_H \sim 1$ ТэВ и составными частицами (построены из так называемых «техникварков» взаимодействующие между собой «техноглюонами»). Радиус конфайнмента для техницветового взаимодействия – порядка 1 ТэВ⁻¹. Как известно [8, 9], в случае хиггсовских бозонов с массами порядка 1 ТэВ должно иметь место сильное взаимодействие между H , W и Z , при энергиях $s \sim$ нескольких ТэВ. Можно предположить, что как составная частица H -бозон возникает как связанное или резонансное состояние и является следствием взаимодействия между элементарными частицами. Эти составные частицы будут лежат на траекториях, по аналогии с тем, как это есть в потенциальном рассеянии.

Для того чтобы получить такие составные частицы, необходимо рассмотреть бесконечные совокупности фейнмановских диаграмм. Этот факт может не быть строгим в математическом смысле, однако по меньшей мере при малых константах связи, где ряду теории возмущения (ТВ) можно придать некоторый смысл, он кажется весьма правдоподобным.

Значительно более интересным является вопрос суммирования диаграмм лестничного типа. Известно, что суммирование лестничных диаграмм приводит к интегральному уравнению Бете-Солпитера (БС), который дает возможность частичного выхода за рамки ТВ. Как известно, суммирование диаграмм лестничного типа всегда приводится к интегральным

уравнениям типа БС для амплитуды рассеяния. Применением метода уравнения БС в работах [31] вычислялась амплитуда рассеяния в различных моделях квантовой теории поля. При вычислении асимптотик амплитуд рассеяния конкретных процессов при высоких энергиях, с технической точки зрения удобной является метод предложенный в [32] и развитый в последующих работах [33].

В нашей модели суммируются лестничные диаграммы для стандартной $SU(2) \times U(1)$ – теории в R_ξ – ковариантной калибровке и со спонтанном нарушением симметрии. При этом выписывается уравнение БС для мнимой части амплитуды рассеяния вперед [34]:

$$\bar{u}(p)v(p')A(p, p') = -\bar{u}(p)Vv(p') \cdot \Delta_Z^\xi(p, p') \cdot V_{ZZH}(p, p') + \\ + \int \bar{u}(p)V(p, q) \cdot \Delta(p - q)A(p, p', q)v(p')V_{ZZH}(q, p') \cdot \Delta_Z^\xi(q) \cdot \Delta_Z^\xi(p - q) \cdot d^4q,$$

где V , V_{ZZH} – вершинные функции протон-антипротон-Z-бозон ($V_{p\bar{p}Z}$) (или $V_{e^-e^+Z}$ электрон-позитрон-Z-бозон) и Z-бозон-Z-бозон-H-бозон, соответственно, и Δ , Δ_Z^ξ – пропэгаторы протона(или антипротона, электрона, или позитрона) и Z-бозона, соответственно. Решение этого уравнения составляет предмет наших дальнейших вычислений.

8. Заключение. В $e^-e^+(\mu^-\mu^+)$ -ускорителях пучки электронов и позитронов (мюонов и антимюонов) могут быть поляризованы продольно. Расчеты, приведенные нами, показывают, что процессы излучения хиггсовского бозона векторным Z-бозоном и механизм слияния W-бозонов ($WW \rightarrow H$) требует, чтобы сталкивающиеся электрон и позитрон (мюон и антимюон) имели противоположные спиральности: $e_L^-e_R^+$ и $e_R^-e_L^+$. Если аннигилируются левополяризованные электроны с правополяризованными позитронами ($e_L^-e_R^+$), то эффективное сечение $WW \rightarrow H$ механизма содержит дополнительный фактор 4 по сравнению с неполяризованным сечением. В случае же аннигиляции правополяризованных электронов с левополяризованными позитронами ($e_R^-e_L^+$), то $WW \rightarrow H$ механизм никакого вклада в эффективное сечение не дает.

В конце хотели бы отметить, что эффективные сечения рассмотренных процессов вполне доступны экспериментальному измерению в ускорителях будущего поколения TESLA, CLIC, NLC, JLC.

Рассмотренный в разделе 7 подход исследования рождения бозона Хиггса, позволяет простым способом (хотя в грубом приближении) вычислить константу взаимодействия спорной частицы, обнаруженного в БАК [1], [2], через процесс $e^-e^+ \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ или через $p\bar{p} \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ в лестничном приближении.

Авторы выражают благодарность проф. Р.Г. Джафарову за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chatrchyan S. et al. (**CMS Collaboration**) Phys. Lett. B, 2012, v.B710, P.284
2. Aad G. et al. (**ATLAS Collaboration**) Phys. Rev. Lett., 2012. v.108, p. 261804; Aad G. et al. (**ATLAS Collaboration**) Phys. Lett., 2012, B716, p.1; Aad G., Phys. Rev. D., 2012, v.85. p. 092002.
3. Arbey A., Battaglia M., Djouadi A., and Mahmoudi F., JHEP, 2012, v.1209, p.107
4. Chiang Cheng-Wei, Yagyu Kei. Preprint arXiv:1211.2658 [hep-ph] – 39P.; Nicolas, Boehm Celine, Palomares-Ruiz Sergio, Silk Joseph, Toma Takashi. Preprint arXiv:1211.2639 [hep-ph] – 8 PP.; Huseynov A. Vali, Abstract Book of VI Azerbaijan Republic Internal Conference “Modern Problem of Physics”, Institute for Physical Problems of Baku State University, 14-15 December, 2012, P.253 Preprint arXiv:1212.5830 [physics.gen-ph] – 18P.
5. Рубаков В.А. УФН, 2012, т. 182, с. 1017
6. Окунь Л.Б. УФН, 2012, т. 182, с. 1026
7. Ченг Т.-П., Ли Л.-Ф. *Калибровочные теории в физике элементарных частиц*, М. Мир, 1987. 624 с.
8. Окунь Л.Б. *Лептоны и кварки*, М. Наука, 1990, 337 с.
9. Пескин М.Е., Шредер Д.В. *Введение в квантовую теорию поля*, Научно-издательский центр “Регулярная и хаотическая динамика”, 2001, 783 с.
10. Волошин М.Б. ЯФ, 1978, т. 29, с. 1368; Вайнштейн А.И., Волошин М.Б., Захаров В.И., Шифман М.А., ЯФ, 1979, т. 30, с.1368
11. Ioffe V.L., Fadin V.S., Lipatov L.N. *Quantum chromodynamics: Perturbative and nonperturbative aspect*, Cambridge monographs on particle physics and nuclear physics, 2010, 585p.
12. Bartels J., Fadin V.S., Lipatov L.N., Vacca G.P. Preprint arXiv:1210.0797[hep-th], 28 P.
13. Rochev V.E. Preprint arXiv:9812315 [hep-th], 13P.
14. Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 19 (1967), p.1264-1266
15. Salam A. «Weak and Electromagnetic Interactions». In: Elementary particle theory. Relativistic groups and analyticity, Proceedings of the Eighth Nobel Symposium. Ed. by Nils Svartholm. Stockholm: Almqvist&Wiksell, 1968, P. 367
16. Высоцкий М.И., Новиков В.А., Окунь Л.Б., Розанов А.Н. УФН, 1996, т. 166, №5, с.539
17. Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И. ЭЧАЯ, 1995, т. 26, с.1264
18. Абдуллаев С.К. Эффекты слабых токов в лептон-лептонных и лептон-адронных взаимодействиях (*на азербайджанском языке*). Баку, «АМ 965 ММС», 484с.
19. Okun L.V. Particle Physics Prospects: August 1981. in Proceedings of the 1981 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, W. Pfeil (eds.) Bonn, 1981, pp. 1018-1027 (Перевод в журнале УФН, Т. 182, 2012, с.1026)
20. Ансельм А.А., Уральцев Н.Г., Хозе В.А. УФН, Т. 145, вып. 2, 1985, с.185
21. Вайнштейн А.И., Захаров М.А., Шифман М.А. УФН, т.131, №8, 1980, с.537
22. Djouadi A. Preprint arXiv: 0503172v2[hep-ph], 2005
23. Абдуллаев С.К., Саддих Ф.А. Вестник Бакинского Университета, серия физико-математических наук, 2014, №1, с.161
24. Abdullayev S.Q., Gojayevev M.Sh., Saddigh F.A. Azerbaijan Journal of Physics, Fizika, 2014, v. XX, №2, p.29.
25. Гулиев Н.А., Джафаров И.Г., Файнберг В.Я., Халил-заде Ф.Т. ЯФ, т.40, вып. 1(7), 1984, с.174
26. Абдуллаев С.К., Годжаев М.Ш., Саддих Ф.А. Journal of Qafqaz University, Physics (*в печати*)
27. Abdullayev S.K., Gojayevev M.Sh., Saddigh F.A. Azerbaijan Journal of Physics, Fizika, v. XX, № 3, 2014, p. 35
28. Abdullayev S.K., Gojayevev M.Sh., Saddigh F.A. Azerbaijan Journal of Physics, Fizika, (*in press*).
29. Абдуллаев С.К., Годжаев М.Ш., Саддих Ф.А. Вестник Бакинского Университета, серия физико-математических наук, 2014, №4 (*в печати*)
30. Guo-Li Liu, Xiao-Fei Guo, Kun Wu, Ji Jiang, Ping Zhou. Preprint arXiv: 1501.01714, 20 P.
31. Арбузов Б.А., Рочев В.Е., ЯФ, 1975, т. 21, с. 883; Клименко К.Г., Рочев В.Е., ТМФ, 1977, т. 30, с. 191; Арбузов Б.А., Дьяконов В.Ю., Рочев В.Е., ЯФ, 1976, т.23, с. 904; Callan Curtis G., Jr. and Goldberger M.L., Phys. Rev.D., 1975, v.11, p.1553; Muzinich Ivan J. and Tsao Hung-Sheng. , Phys. Rev. D., 1975, v. 11, p. 2203; Kugler M., Nussinov S., Nucl. Phys. B., 1971, v. 28, p. 97; Клименко К.Г., Рочев В.Е., ЯФ, 1980, с. 448
32. Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г. Краткие сообщения по физике ФИАН СССР, 1986, No 11, с. 25
33. Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г., Доклады АН Азербайджанской ССР, 1987, п. 43, с. 34; Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г. Ливашвили А.И., Изв. Вузов СССР. Физика, 1989, No 5, с.49; Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г., Изв. Вузов СССР, Физика. 2001, No 5, с.14; Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г., Ливашвили А.И. , ГЭНЖ, Физика, 2010, No2(4)
34. Агамалиева Л.А. ГЭНЖ Физика, 2013, N1(9), с.16

Article received: 2015-04-25