

О Б З О Р Ы

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Каналы распада стандартного хиггс-бозона

С. К. Абдуллаев^a, М. Ш. Годжаев^b, Ф. А. Саддих^c

Бакинский государственный университет, физический факультет, кафедра теоретической физики. Азербайджан, AZ1148, Баку, ул. Академика З. Халилова, 23.

E-mail: ^as_abdullayev@mail.ru, ^bm_qocayev@mail.ru, ^cf_seddigh@yahoo.com

Статья поступила 14.06.2016, подписано в печать 18.10.2016.

В настоящей статье приводится обзор результатов исследований по каналам распада стандартного хиггс-бозона: $H \rightarrow f + \bar{f}$, $H \rightarrow Z + f + \bar{f}$, $H \rightarrow W + f + \bar{f}'$, $H \rightarrow \gamma + \gamma$, $H \rightarrow \gamma + Z$ и $H \rightarrow g + g$. Здесь $f\bar{f}$ или $f\bar{f}'$ — пара фундаментальных фермионов (лептонов или кварков). В рамках Стандартной модели получены аналитические выражения для парциальных ширин указанных распадов и изучена зависимость их от массы хиггс-бозона.

Ключевые слова: Стандартная модель, хиггс-бозон, левая и правая константы связи, спиральность, параметр Вайнберга, ширина распада.

УДК: 539.12-539.17. PACS: 12.15.-y, 12.15.Mm, 14.70.Fm, 14.70.Nr, 14.80.Bn.

Введение

Стандартная модель (СМ), основанная на локальной калибровочной симметрии $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$, хорошо описывает физику сильных и электрослабых взаимодействий между лептонами и кварками [1–6]. В теорию введен дублет скалярных полей $\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$, нейтральная компонента, который

обладает отличным от нуля вакуумным значением. В результате спонтанного нарушения симметрии из-за квантовых возбуждений скалярного поля появляется новая частица — бозон Хиггса, а за счет взаимодействия с этим полем калибровочные бозоны ($W^\pm$ и Z^0), заряженные лептоны и кварки приобретают массу. Этот механизм генерации масс фундаментальных частиц известен как механизм спонтанного нарушения симметрии Брута–Энглерта–Хиггса [7–10]. Однако до недавнего времени бозон Хиггса не был экспериментально обнаружен. Программа поиска скалярного бозона Хиггса была одной из главных задач на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider, LHC) в ЦЕРНе. Открытие бозона Хиггса с характеристиками, соответствующими предсказаниям СМ, осуществлено коллаборациями ATLAS и CMS в 2012 г. [11, 12] (см. также обзоры [13–15]). С открытием хиггс-бозона массой 125 ГэВ найдена недостающая элементарная частица в здании СМ, и это является началом новых исследований по выяснению природы этой частицы. В связи с этим теоретический интерес к различным каналам распада и рождения хиггс-бозона сильно возрос. Различные свойства хиггс-бозона изучены в работах [2, 16–21].

В настоящей работе приводится обзор наших

исследований по каналам распада хиггс-бозона:

$$H \rightarrow f + \bar{f}, \quad (1)$$

$$H \rightarrow Z + f + \bar{f}, \quad (2)$$

$$H \rightarrow W + f + \bar{f}', \quad (3)$$

$$H \rightarrow \gamma + \gamma, \quad (4)$$

$$H \rightarrow \gamma + Z. \quad (5)$$

$$H \rightarrow g + g, \quad (6)$$

где $f\bar{f}$ или $f\bar{f}'$ — пары фундаментальных фермионов (лептонов или кварков).

Отметим, что различные каналы распада хиггс-бозона ранее исследовались рядом авторов [22–32], некоторые предварительные результаты получены и нами в работах [33, 34]. Однако в этих работах не учтены поляризационные состояния конечных частиц. Ниже проведенный нами анализ показывает, что изучение поляризационных характеристик частиц может дать ценную информацию о природе хиггс-бозона.

1. Распад хиггс-бозона на лептоны (кварки)

Сначала рассмотрим распад хиггс-бозона на фермион-антифермионную пару (1). Этот процесс описывается диаграммой Фейнмана, приведенной на рис. 1 (в скобках указаны 4-импульсы и векторы поляризации частиц).

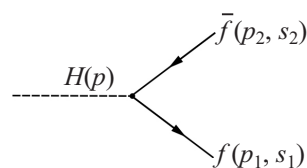


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана распада $H \rightarrow f\bar{f}$

Согласно СМ, спин хиггс-бозона равен нулю, а P - и C -четности положительны: $J^{PC} = 0^{++}$. Однако наряду со скалярным хиггс-бозоном в литературе обсуждается и псевдоскалярный A -бозон [2, 3]. В связи с этим рассмотрим такой бозон Φ , взаимодействие которого с фермионной парой содержит одновременно CP -четную и CP -нечетную части:

$$M(\Phi \rightarrow f\bar{f}) = \frac{m_f}{\eta} [\bar{u}(p_1, s_1)(a + b\gamma_5)v(p_2, s_2)]\Phi(p). \quad (7)$$

Здесь m_f — масса фермиона, $\eta = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246$ ГэВ — вакуумное значение хиггс-бозонного поля, G_F — фермиевская константа слабых взаимодействий, $\Phi(p)$ — нормированная к единице волновая функция Φ -бозона, a и b — некоторые константы. При $a = 1$ и $b = 0$ из (7) мы получим амплитуду распада стандартного хиггс-бозона, а при $a = 0$ и $b = 1$ — амплитуду распада псевдоскалярного A -бозона.

Ширина распада Φ -бозона на фермионную пару пропорциональна квадрату матричного элемента:

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} = \frac{\beta_f}{64\pi^2 M_\Phi} |M(\Phi \rightarrow f\bar{f})|^2.$$

Вычислив квадрат амплитуды (7) с учетом произвольных поляризаций фермиона и антифермиона, в системе покоя хиггс-бозона имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{d\Omega} = & \frac{N_C \beta_f m_f^2}{128\pi^2} \cdot M_\Phi \sqrt{2} G_F \times \\ & \times \{ |a|^2 \beta_f^2 [1 + (\xi_1 \xi_2) - 2(\mathbf{n} \xi_1)(\mathbf{n} \xi_2)] + |b|^2 [1 - (\xi_1 \xi_2)] + \\ & + 2 \operatorname{Re}(ab^*) \beta_f [(\mathbf{n} \xi_1) - (\mathbf{n} \xi_2)] + 2 \operatorname{Im}(ab^*) \beta_f (\mathbf{n} [\xi_1 \xi_2]) \}, \end{aligned} \quad (8)$$

где N_C — цветовой множитель ($N_C = 1$ для лептонов и $N_C = 3$ для кварков); $\mathbf{n}$ — единичный вектор вдоль импульса фермиона; ξ_1 и ξ_2 — единичные векторы, направленные по спинам фермиона и антифермиона в их системах покоя; $\beta_f = \sqrt{1 - 4m_f^2/M_H^2}$ — скорость фермиона.

Предположим, что фермион-антифермионная пара поляризована поперечно ($\xi_1 = \eta_1$, $\xi_2 = \eta_2$, η_1 и η_2 — поперечные составляющие спиновых векторов фермионов):

$$\begin{aligned} (\eta_1 \mathbf{n}) = (\eta_2 \mathbf{n}) = 0, \quad (\eta_1 \eta_2) = \eta_1 \eta_2 \cos \varphi, \\ (\mathbf{n} [\eta_1 \eta_2]) = \eta_1 \eta_2 \sin \varphi, \end{aligned}$$

φ — угол между спиновыми векторами η_1 и η_2 . В этом случае ширина распада $\Phi \rightarrow f + \bar{f}$ равна:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(\varphi)}{d\Omega} = & \frac{N_C \beta_f m_f^2}{128\pi^2} \sqrt{2} G_F M_\Phi \{ |a|^2 \beta_f^2 (1 + \eta_1 \eta_2 \cos \varphi) + \\ & + |b|^2 (1 - \eta_1 \eta_2 \cos \varphi) + 2 \operatorname{Im}(ab^*) \beta_f \eta_1 \eta_2 \sin \varphi \}. \end{aligned} \quad (9)$$

Отсюда следует, что если поперечные поляризации фермиона и антифермиона параллельны ($\varphi = 0$), то при полной поперечной поляризации фермионов

($\eta_1 = \eta_2 = 1$) распад Φ -бозона может происходить только за счет CP -четного взаимодействия:

$$\frac{d\Gamma(\varphi=0)}{d\Omega} \sim \beta_f^3 |a|^2.$$

Распад Φ -бозона за счет CP -нечетного взаимодействия происходит только при антипараллельных поперечных поляризациях фермион-антифермионной пары ($\varphi = \pi$):

$$\frac{d\Gamma(\varphi=\pi)}{d\Omega} \sim \beta_f |b|^2.$$

Если Φ -бозон является смесью CP -четного и CP -нечетного состояний, то асимметрия

$$A_1 = \frac{\frac{d\Gamma(\varphi=\pi/2)}{d\Omega} - \frac{d\Gamma(\varphi=-\pi/2)}{d\Omega}}{\frac{d\Gamma(\varphi=\pi/2)}{d\Omega} + \frac{d\Gamma(\varphi=-\pi/2)}{d\Omega}} = 2\eta_1 \eta_2 \frac{\operatorname{Im}(ab^*)}{|a|^2 + |b|^2}. \quad (10)$$

будет отличаться от нуля и эта асимметрия может достигать значений порядка 1 (при полной поперечной поляризации фермионов $\eta_1 = \eta_2 = 1$ и если a и b величины одного порядка).

Для чистого CP -состояния один из коэффициентов a и b равен нулю, и другая асимметрия

$$A_2 = \frac{\frac{d\Gamma(\varphi=0)}{d\Omega} - \frac{d\Gamma(\varphi=\pi)}{d\Omega}}{\frac{d\Gamma(\varphi=0)}{d\Omega} + \frac{d\Gamma(\varphi=\pi)}{d\Omega}} = \eta_1 \eta_2 \frac{|a|^2 - |b|^2}{|a|^2 + |b|^2} \quad (11)$$

будет равна либо $+1$, либо же -1 в зависимости от того, является ли хиггс-бозон CP -четным или CP -нечетным состоянием.

Вышеуказанные асимметрии A_1 и A_2 более благоприятно исследовать в канале распада хиггс-бозона $H \rightarrow \tau^- + \tau^+$. Это связано с тем, что угловое распределение $\pi^-(\rho^-)$ -мезонов в распаде $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$ ($\rho^- + \nu_\tau$) очень чувствительно к спину τ -лептона и тем самым эксперименты позволят измерить поляризацию τ -лептона.

Рассмотрим теперь рождение продольно поляризованной фермион-антифермионной пары:

$$(\mathbf{n} \xi_1) = \lambda_1, \quad (\mathbf{n} \xi_2) = -\lambda_2, \quad (\xi_1 \xi_2) = -\lambda_1 \lambda_2,$$

где λ_1 и λ_2 — спиральности фермиона и антифермиона.

Ширина распада Φ -бозона на продольно поляризованную фермионную пару равна (массами фермионов пренебрегаем по сравнению с массой хиггс-бозона)

$$\begin{aligned} \Gamma(\lambda_1, \lambda_2) = & \frac{N_C}{32\pi} \beta_f M_\Phi m_f^2 \sqrt{2} G_F [(|a|^2 + |b|^2)(1 + \lambda_1 \lambda_2) + \\ & + 2 \operatorname{Re}(ab^*)(\lambda_1 + \lambda_2)]. \end{aligned} \quad (12)$$

Из этого выражения следует, что в распаде $\Phi \rightarrow f + \bar{f}$ фермион и антифермион должны обладать одинаковыми спиральностями ($\lambda_1 = \lambda_2 = \pm 1$). Это связано с законом сохранения полного момента в распаде $\Phi \rightarrow f + \bar{f}$.

Разность вероятностей распадов $\Phi \rightarrow f + \bar{f}$ при спиральностях $\lambda_1 = \lambda_2 = +1$ и $\lambda_1 = \lambda_2 = -1$ является источником информации об интерференции CP -четной и CP -нечетной амплитуд:

$$\Gamma(\lambda_1 = \lambda_2 = +1) - \Gamma(\lambda_1 = \lambda_2 = -1) \sim \operatorname{Re}(ab^*).$$

Сумма же этих вероятностей пропорциональна

$$\Gamma(\lambda_1=\lambda_2=+1) + \Gamma(\lambda_1=\lambda_2=-1) \sim [|a|^2 + |b|^2].$$

Ширина распада бозона, суммированная по спиновым состояниям фермионной пары, определяется выражением:

а) в случае скалярного хиггс-бозона

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F N_C}{4\sqrt{2}\pi} M_H m_f^2 \beta_f^3;$$

б) в случае псевдоскалярного А-бозона

$$\Gamma(A \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F N_C}{4\sqrt{2}\pi} M_A m_f^2 \beta_f.$$

Как видно, с увеличением масс хиггс-бозона и фермиона вероятность распада $H \rightarrow f + \bar{f}$ увеличивается. Если $M_H \sim 125$ ГэВ, то хиггс-бозон может распадаться на пару $\tau^- \tau^+$ -лептонов и на пару $c\bar{c}$ -, $b\bar{b}$ -кварков. Из-за $M_H < 2m_t$ хиггс-бозон не может распадаться на пару t -кварков. Из-за малости масс электрона, мюона, u -, d - и s -кварков распады $H \rightarrow e^- + e^+$, $H \rightarrow \mu^- + \mu^+$, $H \rightarrow u + \bar{u}$, $H \rightarrow d + \bar{d}$ и $H \rightarrow s + \bar{s}$ подавлены.

На рис. 2 представлена зависимость парциальных ширин распадов $H \rightarrow c\bar{c}$ и $H \rightarrow b\bar{b}$ от массы хиггс-бозона при $m_c = 1.6$ ГэВ и $m_b = 4.8$ ГэВ.

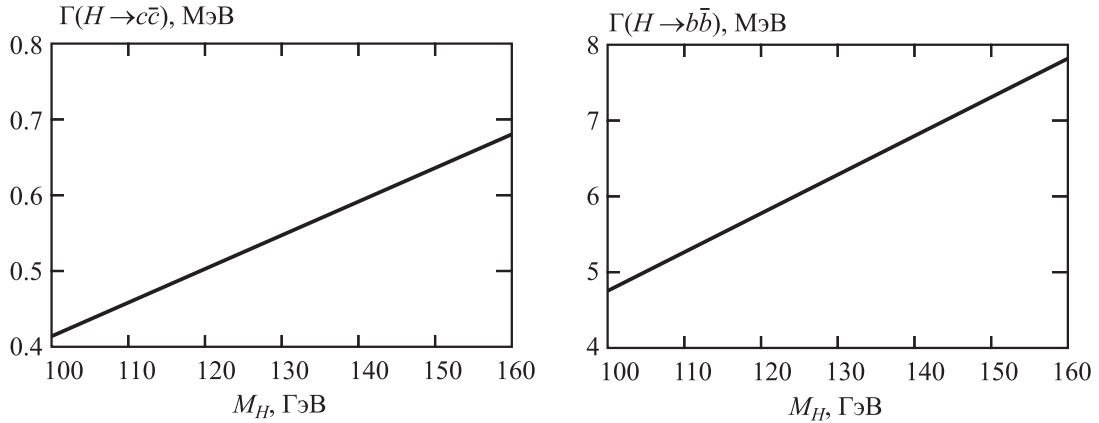


Рис. 2. Зависимость ширины распадов $H \rightarrow c\bar{c}$ и $H \rightarrow b\bar{b}$ от массы M_H

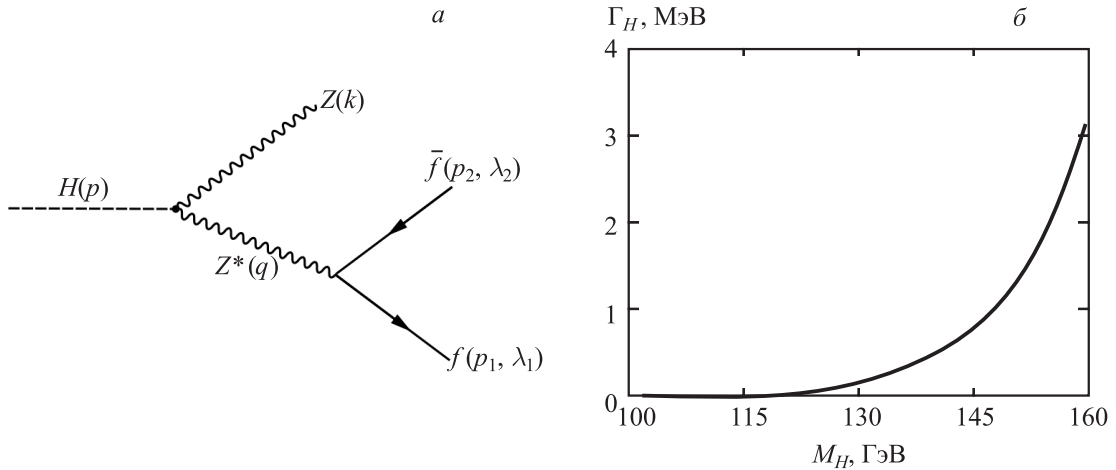


Рис. 3. Диаграмма Фейнмана реакции $H \rightarrow Z f \bar{f}$ (а) и зависимость ширины распада $\Gamma(H \rightarrow ZZ^*)$ от массы M_H (б)

Как было отмечено выше, с увеличением массы хиггс-бозона ширина распадов $H \rightarrow c + \bar{c}$ и $H \rightarrow b + \bar{b}$ увеличивается.

2. Распад хиггс-бозона на $Z(W)$ -бозон и фермионную пару

Если масса хиггс-бозона меньше, чем сумма масс калибровочных бозонов ($M_H < 2M_Z$, $M_H < 2M_W$), то распады $H \rightarrow Z + Z$ и $H \rightarrow W^+ + W^-$ запрещены законами сохранения энергии-импульса. Однако хиггс-бозон может распадаться по каналам

$H \rightarrow Z + Z^* \rightarrow Z + f + \bar{f}$, $H \rightarrow W + W^* \rightarrow W + f + \bar{f}'$, где Z^* и W^* — виртуальные бозоны. Сначала рассмотрим распад $H \rightarrow Z + Z^*$, фейнмановская диаграмма которого приведена на рис. 3, а. 4-импульсы частиц и спиральности фермионов указаны на рисунке. Этой диаграмме соответствует матричный элемент

$$M(H \rightarrow Z f \bar{f}) = \frac{M_Z^2}{\eta} \frac{e}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \frac{U_\mu^*(k)}{q^2 - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z} \times \\ \times \bar{u}(p_1, \lambda_1) \gamma_\mu [g_L(f)(1 + \gamma_5) + g_R(f)(1 - \gamma_5)] v(p_2, \lambda_2), \quad (13)$$

где

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

— левая и правая константы связи фермиона с нейтральным Z -бозоном, $I_3(f)$ и Q_f — третья проекция слабого изоспина и электрический заряд фермиона, θ_W — угол Вайнберга, $U_\mu^*(k)$ — вектор поляризации Z -бозона, M_Z и Γ_Z — масса и полная ширина бозона.

Возводим в квадрат амплитуду процесса $H \rightarrow Z + f + \bar{f}$ (массами фермионов пренебрегаем):

$$|M(H \rightarrow Z f \bar{f})|^2 = \left(\frac{M_Z^2}{\eta} \right)^2 \frac{e^2 N_C}{x_W(1-x_W)} \frac{G_{\mu\nu} T_{\mu\nu}}{(q^2 - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2}, \quad (14)$$

где $x_W = \sin^2 \theta_W$ — параметр Вайнберга,

$$G_{\mu\nu} = \sum_{\text{pol}} U_\mu^*(k) U_\nu(k) = -g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{M_Z^2}$$

— тензор, возникающий в результате суммирования по поляризационным состояниям Z -бозона, а

$$T_{\mu\nu} = 2[g_L^2(f)(1-\lambda_1)(1+\lambda_2) + g_R^2(f)(1+\lambda_1)(1-\lambda_2)] \times [p_{1\mu} p_{2\nu} + p_{2\mu} p_{1\nu} - (p_1 \cdot p_2) g_{\mu\nu} - i \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_{1\rho} p_{2\sigma}]$$

— тензор продольно поляризованной фермион-антифермионной пары.

При получении формулы (14) нами использованы проекционными операторами продольно поляризованных частиц [35]:

$$u(p_1, \lambda_1) \bar{u}(p_1, \lambda_1) = \frac{1}{2} (1 - \lambda_1 \gamma_5) \hat{p}_1, \\ v(p_2, \lambda_2) \bar{v}(p_2, \lambda_2) = \frac{1}{2} (1 + \lambda_2 \gamma_5) \hat{p}_2.$$

Произведение тензоров $G_{\mu\nu}$ и $T_{\mu\nu}$ равно

$$G_{\mu\nu} T_{\mu\nu} = 2[g_L^2(f)(1-\lambda_1)(1+\lambda_2) + g_R^2(f)(1+\lambda_1)(1-\lambda_2)] \times \left[(p_1 \cdot p_2) + \frac{2}{M_Z^2} (p_1 \cdot k)(p_2 \cdot k) \right]. \quad (15)$$

Введем инвариантные переменные

$$s_1 = q^2 = (p_1 + p_2)^2 = 2(p_1 \cdot p_2), \\ s_2 = (k + p_2)^2 = M_Z^2 + 2(k \cdot p_2), \\ s_3 = (k + p_1)^2 = M_Z^2 + 2(k \cdot p_1),$$

которые связаны соотношением

$$s_1 + s_2 + s_3 = M_H^2 + M_Z^2.$$

Выбирая независимыми переменными s_1 и s_2 , имеем

$$G_{\mu\nu} T_{\mu\nu} = 2[g_L^2(f)(1-\lambda_1)(1+\lambda_2) + g_R^2(f)(1+\lambda_1)(1-\lambda_2)] \times \left[2s_1 + s_2 - M_H^2 + \frac{s_2}{M_Z^2} (M_H^2 - s_1 - s_2) \right]. \quad (16)$$

Инвариантный фазовый объем определяется выражением

$$\int d\phi = \frac{1}{(2\pi)^5} \int \frac{d\mathbf{k}}{2E} \cdot \frac{d\mathbf{p}_1}{2E_1} \cdot \frac{d\mathbf{p}_2}{2E_2} \delta(p - k - p_1 - p_2) = \frac{1}{128\pi^3 M_H^2} \iint ds_1 ds_2.$$

Границами интегрирования переменных s_1 и s_2 являются

$$0 \leq s_1 \leq M_H^2 + M_Z^2 - s_2 - \frac{M_H^2 M_Z^2}{s_2}, \quad M_Z^2 \leq s_2 \leq M_H^2.$$

После интегрирования по переменным s_1 и s_2 для ширины распада хиггс-бозона по каналу $H \rightarrow Z + f + \bar{f}$ получаем

$$\Gamma(H \rightarrow Z f \bar{f}) = \frac{\alpha N_C}{384\pi^2} \left(\frac{M_Z}{\eta} \right)^2 M_H \frac{R(x)}{x_W(1-x_W)} \times [g_L^2(f)(1-\lambda_1)(1+\lambda_2) + g_R^2(f)(1+\lambda_1)(1-\lambda_2)], \quad (17)$$

где введено обозначение $x = (M_Z/M_H)^2$ и

$$R(x) = \frac{3(20x^2 - 8x + 1)}{\sqrt{4x - 1}} \arccos \left(\frac{3x - 1}{2x\sqrt{x}} \right) - \frac{3}{2} (4x^2 - 6x + 1) \ln x - \frac{1-x}{2x} (47x^2 - 13x + 2). \quad (18)$$

Из формулы ширины распада (17) следует, что фермион и антифермион должны обладать противоположными спиральностями: $\lambda_1 = -\lambda_2 = \pm 1$. Значит, если фермион поляризован лево ($\lambda_1 = -1$), то антифермион поляризуется право ($\lambda_2 = +1$) и наоборот, если фермион обладает правой спиральностью ($\lambda_1 = +1$), то антифермион будет обладать левой спиральностью ($\lambda_2 = -1$).

Ширина распада хиггс-бозона, суммированная по спиральным состояниям фермион-антифермионной пары, дается выражением [34]:

$$\Gamma(H \rightarrow Z f \bar{f}) = \frac{\alpha N_C}{96\pi^2} \cdot \left(\frac{M_Z}{\eta} \right)^2 \cdot M_H \cdot \frac{g_L^2(f) + g_R^2(f)}{x_W(1-x_W)} \cdot R(x). \quad (19)$$

Отметим, что фундаментальными фермионами являются $f = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, e^-, \mu^-, \tau^-, u, d, s, c, b$ (как отмечено выше, при распаде хиггс-бозона не может рождаться пара t -кварков). Чтобы найти полную ширину распада хиггс-бозона по всем возможным каналам $H \rightarrow Z f \bar{f}$, необходимо найти сумму $\sum_f N_C [g_L^2(f) + g_R^2(f)]$ по всем фермионам:

$$\sum_f N_C [g_L^2(f) + g_R^2(f)] = 3 \left(\frac{7}{4} - \frac{10}{3} x_W + \frac{40}{9} x_W^2 \right).$$

Тогда для ширины распада хиггс-бозона по всевозможным каналам по схеме $H \rightarrow Z + Z^*$ имеем выражение

$$\Gamma(H \rightarrow ZZ^*) = \frac{\alpha}{32\pi^2} \cdot \frac{M_H}{x_W(1-x_W)} \left(\frac{M_Z}{\eta} \right)^2 \times \left(\frac{7}{4} - \frac{10}{3} x_W + \frac{40}{9} x_W^2 \right) \cdot R(x). \quad (20)$$

На рис. 3, б показана зависимость ширины распада хиггс-бозона от массы M_H в процессе $H \rightarrow Z + Z^*$ при параметре Вайнберга $x_W = 0.232$ и массе Z -бозона $M_Z = 91.1875$ ГэВ.

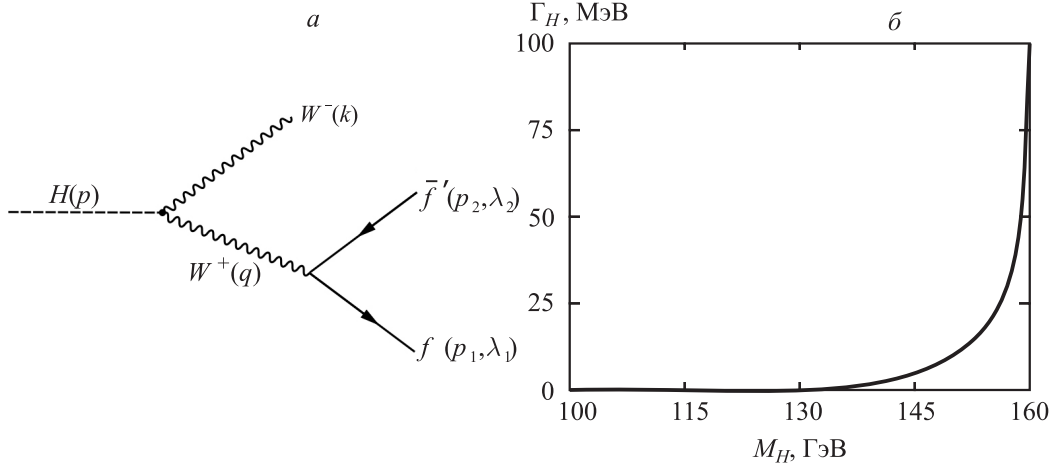


Рис. 4. Фейнмановская диаграмма распада $H \rightarrow W^- \bar{f} f'$ (а) и зависимость ширины распада $\Gamma(H \rightarrow W W^*)$ от массы M_H (б)

Теперь рассмотрим распад хиггс-бозона по каналу $H \rightarrow W^- W^{+*} \rightarrow W^- \bar{f} f'$, где $f = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, u, c$, а $\bar{f}' = e^+, \mu^+, \tau^+, \bar{d}, \bar{s}, \bar{b}$. Диаграмма этого процесса приведена на рис. 4, а.

Напишем матричный элемент, соответствующий этой диаграмме:

$$M(H \rightarrow W^- \bar{f} f') = \frac{2M_W^2}{\eta} \frac{U_\mu^*(k)}{q^2 - M_W^2 + i\Gamma_W M_W} \times \\ \times \frac{e}{2\sqrt{2} \sin \theta_W} U_{ff'} [\bar{u}(p_1, \lambda_1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) v(p_2, \lambda_2)], \quad (21)$$

где при рождении лептонных пар $\nu_e e^+, \nu_\mu \mu^+$ и $\nu_\tau \tau^+$ $U_{ff'} = 1$, а в случае рождения пары кварков $U_{ff'} = U_{qq'}$ являются элементами унитарной матрицы Кобаяши–Маскавы, M_W и Γ_W — масса и полная ширина W -бозона.

Квадрат матричного элемента равен (по поляризациям пары $\bar{f} f'$ проведено суммирование)

$$\sum_{\text{pol}} |M(H \rightarrow W^- \bar{f} f')|^2 = \frac{e^2}{2x_W} \left(\frac{M_W^2}{\eta} \right)^2 |U_{ff'}|^2 \times \\ \times \frac{G_{\mu\nu} \cdot T'_{\mu\nu}}{(q^2 - M_W^2)^2 + M_W^2 \Gamma_W^2}, \quad (22)$$

где $G_{\mu\nu}$ и $T'_{\mu\nu}$ — тензоры W^- -бозона и фермионной пары. Произведение их выражается формулой

$$G_{\mu\nu} \cdot T'_{\mu\nu} = 4[2s_1 + s_2 - M_H^2] + \frac{s_2}{M_W^2} [M_H^2 - s_1 - s_2]. \quad (23)$$

Существует и канал распада хиггс-бозона по схеме $H \rightarrow W^+ W^{-*} \rightarrow W^+ \bar{f} f'$. Квадрат амплитуды этого распада также определяется выражением (22). Поэтому общая вероятность всевозможных распадов по схеме $H \rightarrow W + W^*$ равна (при $\Gamma_W \rightarrow 0$) [20]

$$\Gamma(H \rightarrow W W^*) = \frac{e^2}{2x_W M_H} \left(\frac{M_W^2}{\eta} \right)^2 \left[3 + N_c \sum_{q, q'} |U_{qq'}|^2 \right] \times$$

$$\times \int d\phi \frac{G_{\mu\nu} T'_{\mu\nu}}{(s_1 - M_W^2)^2} = \frac{3\alpha}{32\pi^2} \frac{M_H}{x_W} \left(\frac{M_W}{\eta} \right)^2 \cdot R(x), \quad (24)$$

где $R(x)$ определяется выражением (18), но в данном распаде $x = (M_W/M_H)^2$.

На рис. 4, б показана зависимость ширины распада хиггс-бозона от массы M_H в процессе $H \rightarrow W + W^*$ при параметре Вайберга $x_W = 0.232$ и $M_W = 80.425$ ГэВ.

3. Распад хиггс-бозона на фотоны

Так как фотоны (глюоны) являются безмассовыми частицами, они прямо не взаимодействуют с хиггсовскими бозонами. Распад $H \rightarrow \gamma + \gamma$ идет через треугольные диаграммы с виртуальными заряженными частицами. На рис. 5 приведены треугольные фермионные диаграммы.

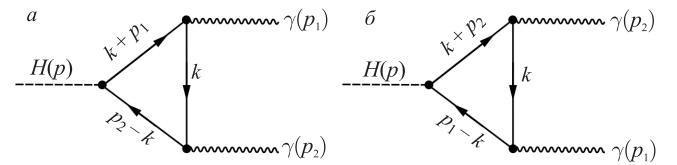


Рис. 5. Фермионные петлевые диаграммы Фейнмана для распада $H \rightarrow \gamma\gamma$

Согласно градиентной инвариантности, матричный элемент распада $H \rightarrow \gamma + \gamma$ должен иметь вид

$$M(H \rightarrow \gamma\gamma) = A^\gamma e_\mu^{*(1)} e_\nu^{*(2)} [p_{2\mu} p_{1\nu} - (p_1 \cdot p_2) g_{\mu\nu}]. \quad (25)$$

Здесь $e_\mu^{*(1)}$ и $e_\nu^{*(2)}$ — 4-векторы поляризации фотонов, p_1 и p_2 — их 4-импульсы, $A^\gamma = A_f^\gamma + A_W^\gamma$ характеризует вклад в амплитуду фермионных и W -бозонных диаграмм. Фермионные петли легко вычисляются на основе диаграмм а и б на рис. 5. Известно, что взаимодействие хиггс-бозона с фермионом тем больше, чем больше его масса, поэтому можно считать, что петля принадлежит тяжелому t -кварку.

Матричный элемент, соответствующий диаграмме a , представим как

$$M_a(H \rightarrow \gamma\gamma) = N_C e^2 Q^2 \frac{m}{\eta} e_{\mu}^{*(1)} e_{\nu}^{*(2)} \times I_{\mu\nu}, \quad (26)$$

где

$$I_{\mu\nu} = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Sp}[\gamma_{\mu}(\hat{k} + \hat{p}_1 + m)(\hat{k} - \hat{p}_2 + m)\gamma_{\nu}(\hat{k} + m)]}{(k^2 - m^2)[(k + p_1)^2 - m^2][(k - p_2)^2 - m^2]}, \quad (27)$$

$m = m_t$ и $Q = Q_t$ — масса и заряд тяжелого t -кварка.

Сначала вычислим след произведения матриц:

$$\text{Sp}[\gamma_{\mu}(\hat{k} + \hat{p}_1 + m)(\hat{k} - \hat{p}_2 + m)\gamma_{\nu}(\hat{k} + m)] = 4mX_{\mu\nu},$$

где

$$X_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}[m^2 - k^2 - (p_1 \cdot p_2)] + 4k_{\mu}k_{\nu} - 2k_{\mu}p_{2\nu} + 2k_{\nu}p_{1\mu} - p_{1\mu}p_{2\nu} + p_{2\mu}p_{1\nu}. \quad (28)$$

Теперь, пользуясь техникой интегрирования Фейнмана

$$\frac{1}{ABC} = \int_0^1 dx \int_0^1 dy \int_0^1 dz \delta(x + y + z - 1) \frac{2}{(Ax + By + Cz)^3},$$

вычислим интеграл $I_{\mu\nu}$. Здесь

$$A = k^2 - m^2, \quad B = (k + p_1)^2 - m^2 = k^2 + 2(k \cdot p_1) + m^2, \\ C = (k - p_2)^2 - m^2 = k^2 - 2(k \cdot p_2) - m^2.$$

Упростим выражение:

$$Ax + By + Cz = \\ = (k^2 - m^2)x + [k^2 + 2(k \cdot p_1) - m^2]y + [k^2 - 2(k \cdot p_2) - m^2]z = \\ = (k^2 - m^2) + 2(k \cdot p_1)y - 2(k \cdot p_2)z = \\ = (k + p_1y - p_2z)^2 + 2(p_1p_2)yz - m^2,$$

где нами использованы соотношения $p_1^2 = p_2^2 = 0$ и $x + y + z = 1$.

Введя обозначения $b^2 = m^2 - 2(p_1 \cdot p_2)yz$, интеграл в (27) представим в виде

$$I_{\mu\nu} \equiv \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \int_0^1 dy \int_0^1 dz \frac{8mX_{\mu\nu}}{[(k + p_1y - p_2z)^2 - b^2]^3}. \quad (29)$$

Произведя замену интегрирования $k \Rightarrow k - p_1y + p_2z$, получаем (здесь линейные члены по k отброшены и учтены соотношения $(e^{*(1)} \cdot p_1) = (e^{*(2)} \cdot p_2) = 0$):

$$I_{\mu\nu} \equiv \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \int_0^1 dy \int_0^1 dz \frac{8mX'_{\mu\nu}}{(k^2 - b^2)^3}, \quad (30)$$

где

$$X'_{\mu\nu} \equiv 4k_{\mu}k_{\nu} - k^2 g_{\mu\nu} + p_{2\mu}p_{1\nu}(1 - 4yz) + g_{\mu\nu}[m^2 - (p_1 \cdot p_2)(1 - 2yz)]. \quad (31)$$

После интегрирования $I_{\mu\nu}$ сначала по k , а затем по y и z имеем формулу

$$I_{\mu\nu} = \frac{i}{4\pi^2 m} [p_{2\mu}p_{1\nu} - (p_1 \cdot p_2)g_{\mu\nu}]I_0, \quad (32)$$

где

$$I_0 = \frac{1}{2\tau} \left[1 + \left(1 - \frac{1}{\tau} \right) \arcsin^2 \sqrt{\tau} \right], \quad (33)$$

$$\tau = \frac{M_H^2}{4m^2} < 1. \quad (34)$$

Таким образом, для матричного элемента диаграммы a получим выражение

$$M_a(H \rightarrow \gamma\gamma) = \\ = -i \frac{N_C e^2 Q^2}{4\pi^2 \eta} \cdot e_{\mu}^{*(1)} e_{\nu}^{*(2)} [p_{2\mu}p_{1\nu} - (p_1 \cdot p_2)g_{\mu\nu}]I_0. \quad (35)$$

Такое же выражение получается и для диаграммы b . Поэтому общая амплитуда равна

$$M(H \rightarrow \gamma\gamma) = 2M_a(H \rightarrow \gamma\gamma) = \\ = -i \frac{2N_C \alpha Q^2}{\pi \eta} \cdot e_{\mu}^{*(1)} e_{\nu}^{*(2)} [p_{2\mu}p_{1\nu} - (p_1 \cdot p_2)g_{\mu\nu}]I_0. \quad (36)$$

Сравнивая выражения (26) и (36), для вклада фермионного петля на амплитуду распада $H \rightarrow \gamma + \gamma$ имеем

$$A_f^{\gamma} = -i \frac{g\alpha}{\pi M_W} N_C Q^2 I_0, \quad (37)$$

где g — обычная константа СМ ($g^2/8M_W^2 = G_F/\sqrt{2}$).

Для вероятности распада хиггс-бозона на циркулярно поляризованные фотоны получено следующее выражение:

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2 M_H^3}{32\sqrt{2}\pi^3} N_C^2 Q^4 I_0^2 (1 + l_1 \cdot l_2), \quad (38)$$

где $l_1 = \pm 1$ и $l_2 = \pm 1$ характеризуют циркулярные поляризации фотонов. При $l_1 = +1$ фотон обладает правой, а при $l_1 = -1$ — левой циркулярной поляризацией.

Из формулы вероятности распада (38) следует, что γ -кванты должны обладать либо правой ($l_1 = l_2 = +1$), либо же левой ($l_1 = l_2 = -1$) циркулярной поляризацией. Состояние, в котором один из γ -квантов обладает левой, а другой — правой циркулярной поляризацией ($l_1 = -l_2 = \pm 1$), запрещено законом сохранения полного момента.

После суммирования по циркулярным поляризациям γ -квантов, для вероятности распада $H \rightarrow \gamma + \gamma$ получено выражение [33]

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2 M_H^3}{8\sqrt{2}\pi^3} N_C^2 Q^4 I_0^2. \quad (39)$$

Отметим, что в распад $H \rightarrow \gamma\gamma$ также вносит вклад диаграммы с W -бозонными петлями, однако эти диаграммы нами не исследованы. Расчет таких диаграмм приведен в работах [2, 29–32].

4. Распад хиггс-бозона на фотон и Z -бозон

Так как масса хиггс-бозона больше, чем масса Z -бозона, возможен и распад по схеме $H \rightarrow \gamma + Z$, диаграммы Фейнмана которого приведены на рис. 6.

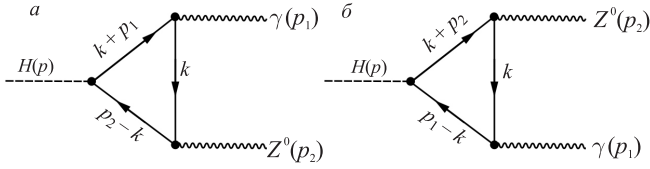


Рис. 6. Фермионные петлевые диаграммы Фейнмана для распада $H \rightarrow \gamma Z$

Как и в случае распада $H \rightarrow \gamma + \gamma$, матричный элемент реакции $H \rightarrow \gamma + Z$ может быть записан так:

$$M(H \rightarrow \gamma Z) = A^Z e_\mu^* U_\nu^*(p_2) [p_{2\mu} p_{1\nu} - (p_1 \cdot p_2) g_{\mu\nu}], \quad (40)$$

где e_μ^* и $U_\nu^*(p_2)$ — 4-векторы поляризаций γ -кванта и Z -бозона, $A^Z = A_f^Z + A_W^Z$ характеризует вклад в амплитуду фермионных и W -бозонных петлевых диаграмм.

Чтобы найти амплитуду A_f^Z , напомним матричный элемент, соответствующий диаграмме а на рис. 6:

$$M_a(H \rightarrow \gamma Z) = -ieQ \frac{N_C m}{\eta} \frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} e_\mu^* U_\nu^*(p_2) I'_{\mu\nu}, \quad (41)$$

где

$$I'_{\mu\nu} = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Sp}[\gamma_\mu (\hat{k} + \hat{p}_1 + m)(\hat{k} - \hat{p}_2 + m) \Gamma_\nu (\hat{k} + m)]}{(k^2 - m^2)[(k + p_1)^2 - m^2][(k - p_2)^2 - m^2]},$$

$$\Gamma_\nu = \gamma_\nu [g_L(t)(1 + \gamma_5) + g_R(t)(1 - \gamma_5)], \quad (42)$$

$g_L(t)$ и $g_R(t)$ — левая и правая константы связи t -кварка с Z -бозоном.

След произведения дираковских матриц дает выражение

$$\begin{aligned} \text{Sp}[\gamma_\mu (\hat{k} + \hat{p}_1 + m)(\hat{k} - \hat{p}_2 + m) \Gamma_\nu (\hat{k} + m)] = \\ = 4m [g_L(t) + g_R(t)] \cdot X_{\mu\nu} + \\ + 4im [g_L(t) - g_R(t)] \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_{1\rho} (p_{2\sigma} - 2k_\sigma), \end{aligned}$$

где тензор $X_{\mu\nu}$ представлен формулой (28).

Снова производим замену интегрирования $k \rightarrow k - p_1 y + p_2 z$, и, пользуясь соотношениями $p_1^2 = 0$, $p_2^2 = M_Z^2$, $(e^* \cdot p_1) = 0$, $(U^*(p_2) \cdot p_2) = 0$, интеграл (42) можно свести к виду

$$I'_{\mu\nu} = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \int_0^1 dy \int_0^{1-y} dz \frac{8Y_{\mu\nu}}{(k^2 - c^2)^3}, \quad (43)$$

где

$$\begin{aligned} Y_{\mu\nu} = g_V(t) \{ 4k_\mu k_\nu - k^2 g_{\mu\nu} + p_{2\mu} p_{1\nu} (1 - 4yz) + \\ + g_{\mu\nu} [m^2 - (p_1 p_2)(1 - 2yz) - M_Z^2 z^2] \} + \\ + i g_A(t) \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_{1\rho} p_{2\sigma} (1 - 2z), \\ c^2 = m^2 + M_Z^2 (z - z^2) - 2(p_1 \cdot p_2) yz, \end{aligned}$$

$g_V(t) = g_L(t) + g_R(t)$ и $g_A(t) = g_L(t) - g_R(t)$ — векторная и аксиальная константы связи t -кварка с Z -бозоном.

Аналогичный интеграл получается и в матричном элементе, соответствующем диаграмме б на рис. 6, однако выражение, пропорциональное аксиальной

константе связи $g_A(t)$, меняет знак на противоположный. Следовательно, суммарный вклад обеих диаграмм в ширину распада $H \rightarrow \gamma + Z$ пропорционален векторной константе взаимодействия t -кварка $g_V(t)$:

$$A_f^Z = -\frac{ig\alpha N_C Q_f}{\pi M_W \cos \theta_W} g_V(f) I. \quad (44)$$

Здесь I — интеграл

$$I = \int_0^1 dy \int_0^{1-y} dz \frac{1 - 4yz}{1 - 4(\tau - \lambda)yz - 4\lambda z(z - 1)}, \quad (45)$$

зависящий от параметров

$$\tau = \frac{M_H^2}{4m^2} < 1, \quad \lambda = \frac{M_Z^2}{4m^2} < 1.$$

Этот интеграл выражается элементарными функциями:

$$\begin{aligned} I = \frac{1}{2(\tau - \lambda)} + \frac{1}{(\tau - \lambda)^2} \times \\ \times \left\{ \frac{1}{2} (1 - \tau + \lambda) [f_1(\lambda) - f_1(\tau)] - \lambda [f_2(\lambda) - f_2(\tau)] \right\}, \end{aligned} \quad (46)$$

где

$$f_1(\lambda) = \arcsin(\sqrt{\lambda}), \quad f_2(\lambda) = \sqrt{\frac{1 - \lambda}{\lambda}} \arcsin(\sqrt{\lambda}). \quad (47)$$

Для ширины распада получено выражение [33]

$$\begin{aligned} \Gamma(H \rightarrow \gamma Z) = \frac{1}{32\pi} \left(\frac{g\alpha}{\pi M_W} \cdot \frac{N_C Q}{\cos \theta_W} \cdot g_V(t) \right)^2 \times \\ \times M_H^3 \left(1 - \frac{M_Z^2}{M_H^2} \right) \cdot I^2. \end{aligned} \quad (48)$$

В распад $H \rightarrow \gamma + Z$ также вносят вклад W -бозонные петлевые диаграммы, однако здесь этот вклад не обсуждается (см. [2]).

5. Распад хиггс-бозона на два глюона

Этот процесс также описывается двумя диаграммами Фейнмана, приведенными на рис. 7.

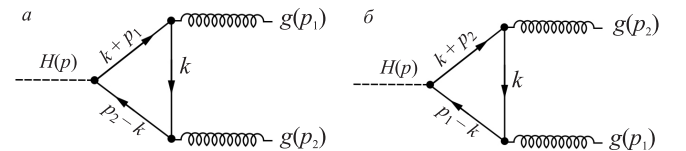


Рис. 7. Диаграммы Фейнмана для распада $H \rightarrow gg$

Сначала напомним матричный элемент, соответствующий диаграмме а:

$$M_a(H \rightarrow gg) = -ig_s^2 \frac{m}{\eta} \varepsilon_{1\mu}^{*a} \varepsilon_{2\nu}^{*b} \text{Sp} \left(\frac{\lambda_a}{2} \frac{\lambda_b}{2} \right) \cdot I_{\mu\nu}, \quad (49)$$

где g_s — константа кварк-глюонного взаимодействия, $\varepsilon_{1\mu}^{*a}$ и $\varepsilon_{2\nu}^{*b}$ — векторы поляризаций глюонов, λ_a — матрицы Гелл-Манна, а интеграл $I_{\mu\nu}$ задан выражением (27).

След матриц Гелл-Манна определяется как

$$\text{Sp} \left(\frac{\lambda_a}{2} \frac{\lambda_b}{2} \right) = \frac{1}{4} \text{Sp}(\lambda_a \lambda_b) = \frac{1}{2} \delta_{ab}.$$

Дальнейшие расчеты проведены так же, как и при распаде $H \rightarrow \gamma + \gamma$, и для общей амплитуды реакции $H \rightarrow g + g$ получено выражение

$$M_a(H \rightarrow gg) = -ig_s^2 \frac{m_q}{\eta} \varepsilon_{1\mu}^{*a} \varepsilon_{2\nu}^{*b} \delta_{ab} I_{\mu\nu}, \quad (50)$$

где тензор $I_{\mu\nu}$ задан формулой (32).

Суммируя по цветовым и поляризационным состояниям глюонов по правилам

$$\sum_{a,b} \delta_{ab} \delta_{ab} = \sum_{a,b} \delta_{aa} = 8,$$

$$\sum \varepsilon_{1\mu}^{*a} \varepsilon_{1\rho}^a \varepsilon_{1\nu}^{*b} \varepsilon_{1\sigma}^b = \delta_{\mu\rho} \delta_{\nu\sigma},$$

возводим в квадрат амплитуду распада $H \rightarrow g + g$:

$$|M(H \rightarrow gg)|^2 = 8g_s^4 \left(\frac{m}{\eta} \right)^2 I_{\mu\nu} I_{\mu\nu}^* = 4 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 \left(\frac{M_H^2}{\eta} \right) I_0^2. \quad (51)$$

Для ширины распада хиггс-бозона по схеме $H \rightarrow g + g$ получено выражение [33]

$$\Gamma(H \rightarrow gg) = \frac{1}{8\pi} \frac{M_H^3}{\eta^2} \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 I_0^2. \quad (52)$$

При массе хиггс-бозона $M_H = 125$ ГэВ парциальная ширина распада $H \rightarrow g + g$ составляет $\Gamma(H \rightarrow gg) \sim 0.2$ МэВ и увеличивается с ростом массы хиггс-бозона. Например, при значении массы $M_H \approx 400$ ГэВ ширина распада $\Gamma(H \rightarrow gg) \sim 10$ МэВ.

Заключение

Таким образом, мы обсуждали различные каналы распада стандартного хиггс-бозона: распады на лептонную или кварковую пару ($H \rightarrow \tau^- \tau^+$, $H \rightarrow c\bar{c}$, $H \rightarrow b\bar{b}$), распады на реальную и виртуальную калибровочные бозоны ($H \rightarrow ZZ^*$, $H \rightarrow WW^*$), на фотоны ($H \rightarrow \gamma\gamma$), на фотон и Z -бозон ($H \rightarrow \gamma Z$) и на глюоны ($H \rightarrow gg$). В рамках СМ нами получены аналитические выражения для амплитуд и вероятностей всех указанных распадов. Анализ полученных выражений показывает, что в области масс хиггс-бозона $100 \text{ ГэВ} \leq M_H \leq 130 \text{ ГэВ}$ основной модой распада является $H \rightarrow b\bar{b}$. Например, при $M_H = 120$ ГэВ относительные вероятности различных каналов распада составляют

$$B(b\bar{b}) = \frac{\Gamma(H \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(H \rightarrow \text{все})} \approx 68\%,$$

$$B(\tau^- \tau^+) \approx 7\%, \quad B(c\bar{c}) \approx 3\%, \quad B(gg) \approx 7\%,$$

$$B(WW^*) = 13\%, \quad B(ZZ^*) \approx 2\%,$$

а другие каналы распада очень подавлены.

С увеличением массы хиггс-бозона вероятности распадов $H \rightarrow WW^*$ и $H \rightarrow ZZ^*$ возрастают. Так, например, при $M_H = 300$ ГэВ мы имеем

$$B(WW^*) \approx 69\%, \quad B(ZZ^*) \approx 30\%.$$

На рис. 8 представлена зависимость вероятности распада $\Gamma(H \rightarrow \text{все})$ от массы хиггс-бозона. Благодаря распадам $H \rightarrow WW^*$ и $H \rightarrow ZZ^*$, с увеличением массы M_H наблюдается рост полной ширины распада.

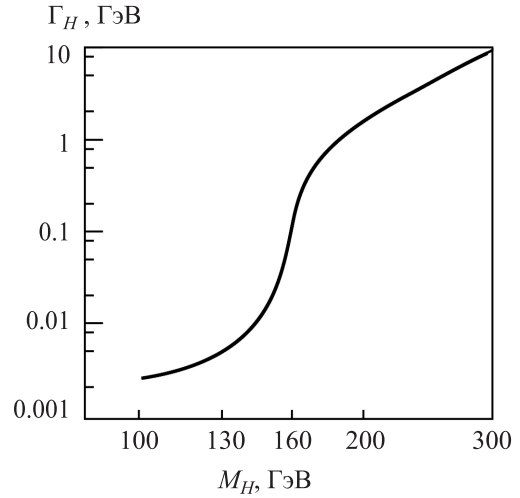


Рис. 8. Зависимость полной ширины распада хиггс-бозона от его массы

Авторы выражают искреннюю благодарность члену-корреспонденту НАНА, профессору В. А. Гусейнову за полезные обсуждения.

Список литературы

1. Соколов А.А., Тернов И.М., Жуковский В.Ч., Борисов А.В. Калибровочные поля. М.: Изд-во Московского ун-та, 1986.
2. Djouadi A. The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. Vol. 1. arXiv: 0503172v2 [hep-ph], 2005.
3. Емельянов В.М. Стандартная модель и ее расширения. М.: Физматлит, 2007.
4. Langacker P. The Standard Model and Beyond. CBC Press, 2010.
5. Боос Э.Э. // УФН. 2014. 184, № 9. С. 985.
6. Olive K.A. et al. // (Particle Data Group). Rev. of Particle Phys. Chinese Physics. 2014. P. 38. 090001.
7. Englert F., Brout R. // Phys. Rev. Lett. 1964. 13. P. 321.
8. Higgs P.W. // Phys. Rev. Lett. 1964. 13. P. 508.
9. Higgs P.W. // Phys. Rev. 1966. 145. P. 1156.
10. Guralnik G.S., Hagen C.R., Kibble T.W. // Phys. Rev. Lett. 1964. 13. P. 585.
11. ATLAS Collaboration // Phys. Lett. 2012. B 716. P. 1.
12. CMS Collaboration // Phys. Lett. 2012. B 716. P. 30.
13. Рубаков В.А. // УФН. 2012. 182. С. 1017.
14. Ланёв А.В. // УФН. 2014. 184, № 9. С. 996.
15. Казаков Д.И. // УФН. 2014. 184, № 9. С. 1004.
16. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990.
17. Ансельм А.А., Уральцев Н.Г., Хозе В.А. // УФН. 1985. 145, № 2. С. 185.
18. Вайнштейн А.И., Захаров М.А., Шифман М.А. // УФН. 1980. 131. С. 537.
19. Абдуллаев С.К., Агамалиева Л.А., Годжаев М.Ш., Саддих Ф.А. // ГЭНЖ. Физика. 2015. 1(13). С. 36.
20. Абдуллаев С.К., Агамалиева Л.А., Годжаев М.Ш. // ГЭНЖ. Физика. 2015. 2(14). С. 28.

21. Quigg C. // Acta Phys. Polon. 1999. **B 30**. P. 2145. hep-ph/9905369.
22. Ellis J., Gaillard M.K., Nanopoulos D.V. // Nucl. Phys. 1976. **B 106**. P. 292.
23. Gunion J.F., Haber H.E. // Nucl. Phys. 1986. **B 272**. P. 1.
24. Arens T., Giesdeler U., Sehgal L.M. // Phys. Lett. 1994. **B 339**. P. 127.
25. Kramer M., Kuhn J.H., Stong M.L., Zervas P.M. // Z. Phys. 1994. **C 64**. P. 21.
26. Rizzo T.G. // Phys. Rev. 1980. **D 22**. P. 722.
27. Rizzo T.G. // Phys. Rev. 1980. **D 22**. P. 178.
28. Georgi H., Glashow A., Machacek M., Nanopoulos D. // Phys. Rev. Lett. 1978. **40**. P. 692.
29. Marciano W.J., Zhang C., Willenbrock S. // arXiv: 1109.5304v2 [hep-ph], 2011.
30. Shifman M., Vainshtein A., Voloshin M.B., Zakharov V. // arXiv: 1109.1785v3 [hep-ph], 2011.
31. Gastmans R., Wu S.L., Wu T.T. // arXiv: 1108.5872v3 [hep-ph], 2011.
32. Huang D., Tang Y., Wu Y.-L. // arXiv: 1109.4846v2 [hep-ph], 2012.
33. Abdullayev S.Q., Gojayev M.Sh., Saddigh F.A. // Azerbaijan J. of Physics. Fizika. 2015. **XXI**, N 2. P. 17.
34. Абдуллаев С.К., Саддих Ф.А. // Вестн. Бакинского ун-та, серия физ.-мат. наук. 2014. № 1. С. 142.
35. Абдуллаев С.К. Эффекты слабых токов в лептон-лептонных и лептон-адронных взаимодействиях (на азербайджанском языке). Баку: АМ 965 ММС, 2012.

Decay channels of the standard Higgs boson

S. K. Abdullayev^a, M. Sh. Gojayev^b, F. A. Saddigh^c

Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, Baku State University.

Z. Khalilov 23, Baku AZ1148, Azerbaijan.

E-mail: ^as_abdullayev@mail.ru, ^bm_qocayev@mail.ru, ^cf_seddigh@yahoo.com.

In this paper, we review the results of studies on the decay channels of the standard Higgs boson: $H \rightarrow f + \bar{f}$, $H \rightarrow Z + f + \bar{f}$, $H \rightarrow W + f + \bar{f}'$, $H \rightarrow \gamma + \gamma$, $H \rightarrow \gamma + Z$, and $H \rightarrow g + g$. Here $f\bar{f}$ or $f\bar{f}'$ are the fundamental fermions pair (leptons, quarks). Within the framework of the Standard Model analytical expressions for the partial widths of the indicated decays were obtained and their dependence on the mass M_H of the Higgs boson was studied.

Keywords: Standard model, Higgs boson, left and right coupling constants, helicity, Weinberg parameter, decay width.

PACS: 12.15.-y, 12.15.Mm, 14.70.Fm, 14.70.Hp, 14.80.Bn.

Received 14 June 2016.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2017. **72**, No. 4. Pp. 329–339.

Сведения об авторах

1. Абдуллаев Сархаддин Кубаддин-оглы — доктор физ.-мат. наук, профессор; e-mail: s_abdullayev@mail.ru.
2. Годжаев Меджид Шарафаддин-оглы — канд. физ.-мат. наук, ст. преподаватель; e-mail: m_qocayev@mail.ru.
3. Саддих Мирфархад — аспирант; e-mail: f_seddigh@yahoo.com.