

УДК 539.12-17

DOI: 10.17223/00213411/63/3/27

С.К. АБДУЛЛАЕВ, Э.Ш. ОМАРОВА

РАСПАДЫ ХИГГС-БОЗОНОВ H, h, A И $H^\pm$ НА ФОТОН И КАЛИБРОВОЧНЫЙ БОЗОН

В рамках Минимальной суперсимметричной стандартной модели исследованы каналы распада хиггс-бозонов на фотон и калибровочный бозон: $H(h; A) \Rightarrow \gamma Z$, $H^\pm \Rightarrow \gamma W^\pm$. Получены аналитические выражения для ширины указанных распадов и изучена зависимость их от массы хиггс-бозона.

Ключевые слова: Минимальная суперсимметричная стандартная модель, хиггс-бозон, ширина распада, фотон, константа связи.

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 кварками, лептонами и калибровочными бозонами [1–3]. В модель введен дублет скалярных полей $\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$, нейтральная компонента которой обладает отличным от нуля вакуумным значением. В результате спонтанного нарушения симметрии из-за квантовых возбуждений скалярного поля появляется стандартный хиггс-бозон H_{SM} , а за счет взаимодействия с этим полем калибровочные бозоны ($W^\pm, Z^0$), кварки и заряженные лептоны приобретают массу. Этот механизм генерации масс частиц известен как механизм спонтанного нарушения симметрии Хиггса. Открытие хиггс-бозона с характеристиками, соответствующими предсказаниям СМ, осуществлено коллаборациями ATLAS и CMS в 2012 г. в Большом адронном коллайдере (ЛHC) в ЦЕРНе [4, 5] (см. также обзоры [6–8]). С открытием хиггс-бозона начался новый этап по исследованию свойств фундаментальных взаимодействий элементарных частиц.

Наряду со СМ, в литературе широко обсуждается Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ) [1, 9–12], в которой вводится два комплексных хиггсовских $SU_L(2)$ дублета с гиперзарядами -1 и $+1$:

$$\varphi_1 = \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, \quad \varphi_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}.$$

Чтобы получить физические поля хиггс-бозонов, поля φ_1 и φ_2 записываются в виде

$$\varphi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 + H_1^0 + iP_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, \quad \varphi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} H_2^+ \\ v_2 + H_2^0 + iP_2^0 \end{pmatrix},$$

где H_1^0, P_1^0, H_2^0 и P_2^0 – вещественные поля, описывающие возбуждения системы относительно вакуумных состояний $\langle \varphi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} v_1$ и $\langle \varphi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} v_2$. СР-четные H - и h -бозоны получаются смешиванием полей H_1^0 и H_2^0 (угол смешивания α):

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_2^0 \end{pmatrix}.$$

Аналогично смешивают поля P_1^0 и P_2^0 , $H_1^\pm$ и $H_2^\pm$ (угол смешивания β):

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1^0 \\ P_2^0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1^\pm \\ H_2^\pm \end{pmatrix}.$$

Здесь A – СР-нечетный хиггс-бозон; $H^\pm$ – заряженные хиггс-бозоны; G^0 и $G^\pm$ – нейтральный и заряженные голдстоуновские бозоны.

Таким образом, после спонтанного нарушения симметрии в МССМ появляются пять хиггсовских частиц: СР-четные H - и h -бозоны, СР-нечетный A -бозон и заряженные $H^\pm$ -бозоны.

В МССМ хиггсовский сектор характеризуется шестью параметрами: $M_h, M_H, M_A, M_{H^\pm}, \alpha$ и β . Из них параметры M_A и $\tan\beta$ являются свободными. Массы M_h и M_H (M_{H^+} и M_{H^-}) выражаются массами M_A и M_Z (M_A и M_W) [1, 9]:

$$M_{H(h)}^2 = \frac{1}{2} \left[M_A^2 + M_Z^2 \pm \sqrt{(M_A^2 + M_Z^2)^2 - 4M_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta} \right],$$

$$M_{H^\pm}^2 = M_A^2 + M_W^2.$$

Углы смешивания полей α и β связаны соотношением

$$\tan 2\alpha = \tan 2\beta \frac{M_A^2 + M_Z^2}{M_A^2 - M_Z^2}, \quad -\frac{\pi}{2} \leq \alpha < 0.$$

Хиггс-бозоны H, h, A и $H^\pm$ могут распадаться по различным каналам [1, 9, 13–15]. Предыдущая работа [16] была посвящена изучению распадов хиггс-бозонов $H(h; A)$ на фотоны (глюоны): $H(h; A) \rightarrow \gamma + \gamma$, $H(h; A) \rightarrow g + g$. В настоящей работе исследуются распады хиггс-бозонов H, h, A и $H^\pm$ на фотон и калибровочный бозон:

$$H(h) \Rightarrow \gamma + Z, \quad (1a)$$

$$A \Rightarrow \gamma + Z, \quad (1б)$$

$$H^\pm \Rightarrow \gamma + W^\pm. \quad (1в)$$

Получены аналитические выражения для ширины этих распадов, изучена зависимость ширины распадов от массы хиггс-бозонов.

Распады $\Phi \rightarrow \gamma Z$ ($\Phi = H; h$)

Согласно МССМ, распад СР-четных H - и h -бозонов на фотон и векторный Z -бозон может происходить через фермионные, $W^\pm$ - и $H^\pm$ -бозонные, скаляр-фермионные и чарджионные петлевые диаграммы. Сначала рассмотрим фермионные петлевые диаграммы, приведенные на рис. 1 (в скобках записаны 4-импульсы частиц).

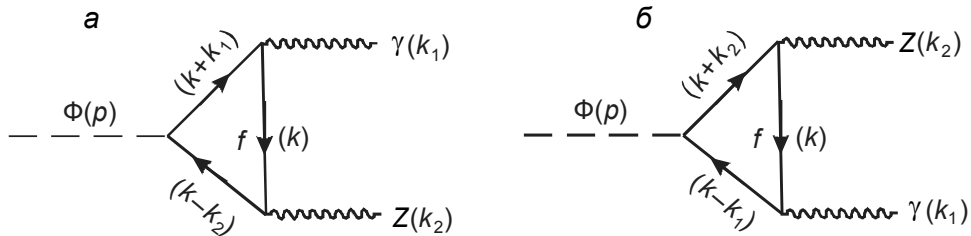


Рис. 1. Фермионные петлевые диаграммы распада $\Phi \Rightarrow \gamma Z$

Матричный элемент распада $\Phi \Rightarrow \gamma + Z$ может быть записан так:

$$M(\Phi \Rightarrow \gamma Z) = A^Z e_\mu^*(k_1) U_\nu^*(k_2) [k_{2\mu} k_{1\nu} - (k_1 \cdot k_2) g_{\mu\nu}], \quad (2)$$

где $e_\mu^*(k_1)$ и $U_\nu^*(k_2)$ – 4-векторы поляризаций фотона и векторного Z -бозона; A^Z определяет вклад в амплитуду фермионных, $W^\pm$ - и $H^\pm$ -бозонных и других частичных петлевых диаграмм.

Чтобы найти амплитуду фермионных петлевых диаграмм A_f^Z , напомним матричный элемент, соответствующий диаграмме a рис. 1:

$$M(\Phi \Rightarrow \gamma Z) = -ieQ_f N_C \left[\sqrt{2}G_F \right]^{1/2} m_f \cdot g_{\Phi ff} e_\mu^*(k_1) U_\nu^*(k_2) \frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} I_{\mu\nu}. \quad (3)$$

Здесь θ_W – угол Вайнберга; m_f и Q_f – масса и заряд фермиона петли; $g_{\Phi ff}$ – константа связи хиггс-бозона с фермионной парой, нормированная к стандартной хиггс-бозонной константе связи $g_{H_{SM}ff} = \left[\sqrt{2}G_F \right]^{1/2} m_f$ (таблица); G_F – фермиевская константа слабых взаимодействий; N_C – цветовой множитель ($N_C = 1$ при лептонной и $N_C = 3$ – при кварковой петле); тензор $I_{\mu\nu}$ определяется интегралом

$$I_{\mu\nu} = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Sp}[\gamma_\mu (\hat{k} + \hat{k}_1 + m_f)(\hat{k} - \hat{k}_2 + m_f)\gamma_\nu (g_V(f) + \gamma_5 g_A(f))(\hat{k} + m_f)]}{(k^2 - m_f^2)[(k + k_1)^2 - m_f^2][(k - k_2)^2 - m_f^2]}. \quad (4)$$

Здесь $g_V(f)$ и $g_A(f)$ – векторная и аксиально-векторная константы связи фермиона с Z -бозоном:

$$g_V(f) = I_3(f) - 2Q_f x_W, \quad g_A(f) = I_3(f), \quad (5)$$

где $I_3(f) = \pm \frac{1}{2}$ – третья проекция слабого изоспина фермиона; $x_W = \sin^2 \theta_W$ – параметр Вайнберга.

Константы связи хиггс-бозонов МССМ

Φ	$g_{\Phi tt} / g_{H_{SM}tt}$	$g_{\Phi bb} / g_{H_{SM}bb}$	$g_{\Phi \tau\tau} / g_{H_{SM}\tau\tau}$	$g_{\Phi WW} / g_{H_{SM}WW}$
H	$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$	$\frac{\cos \alpha}{\cos \beta}$	$\frac{\cos \alpha}{\cos \beta}$	$\cos(\beta - \alpha)$
h	$\frac{\cos \alpha}{\sin \beta}$	$-\frac{\sin \alpha}{\cos \beta}$	$-\frac{\sin \alpha}{\cos \beta}$	$\sin(\beta - \alpha)$
A	$\text{ctg} \beta$	$\text{tg} \beta$	$\text{tg} \beta$	0

Определим след произведения дираковских матриц в числителе интеграла (4):

$$\begin{aligned} \text{Sp}[\gamma_\mu (\hat{k} + \hat{k}_1 + m_f)(\hat{k} - \hat{k}_2 + m_f)\gamma_\nu (g_V(f) + \gamma_5 g_A(f))(\hat{k} + m_f)] = \\ = 4m_f g_V(f) T_{\mu\nu} + 4im_f g_A(f) \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_{1\rho} (k_{2\sigma} - 2k_\sigma), \end{aligned}$$

где тензор $T_{\mu\nu}$ имеет вид

$$T_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}[m_f^2 - k^2 - (k_1 \cdot k_2)] + 4k_\mu k_\nu - 2k_\mu k_{2\nu} + 2k_\nu k_{1\mu} - k_{1\mu} k_{2\nu} + k_{2\mu} k_{1\nu}. \quad (6)$$

Пользуясь техникой интегрирования Фейнмана

$$\frac{1}{ABC} = \int_0^1 dx \int_0^1 dy \int_0^1 dz \delta(x + y + z - 1) \frac{2}{(Ax + By + Cz)^3}, \quad (7)$$

вычислим интеграл (4), где введены обозначения:

$$\begin{aligned} A &= k^2 - m_f^2, \\ B &= (k + k_1)^2 - m_f^2 = k^2 + 2(k \cdot k_1) - m_f^2, \\ C &= (k - k_2)^2 - m_f^2 = k^2 - 2(k \cdot k_2) + M_Z^2 - m_f^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Тогда знаменатель интеграла (4) примет вид

$$\begin{aligned} (Ax + By + Cz)^3 &= [(k^2 - m_f^2)x + (k^2 + 2(k \cdot k_1) - m_f^2)y + \\ &+ (k^2 - 2(k \cdot k_2) + M_Z^2 - m_f^2)z]^3 = [(k + k_1 y - k_2 z)^2 - b^2]^3, \end{aligned}$$

где

$$b^2 = m_f^2 - 2(k_1 \cdot k_2)yz - M_Z^2(z - z^2). \quad (9)$$

Таким образом, интеграл (4) запишется

$$I_{\mu\nu} = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \int_0^1 dy \int_0^{1-y} dz \frac{8m_f [g_V(f)T_{\mu\nu} + ig_A(f)\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}k_{1\rho}(k_{2\sigma} - 2k_{\sigma})]}{[(k + k_1 y - k_2 z)^2 - b^2]^3}. \quad (10)$$

Для расчета этого интеграла производим замену переменной:

$$k \Rightarrow (k - k_1 y + k_2 z).$$

Тогда (10) обращается в интеграл

$$I_{\mu\nu} = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \int_0^1 dy \int_0^{1-y} dz \frac{8m_f [g_V(f)T'_{\mu\nu} + ig_A(f)\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}k_{1\rho}(k_{2\sigma} - 2(k - k_1 y + k_2 z)_\sigma)]}{(k^2 - b^2)^3}, \quad (11)$$

где

$$T'_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}[m_f^2 - (k_1 \cdot k_2)] - (k - k_1 y + k_2 z)^2 g_{\mu\nu} + 4(k - k_1 y + k_2 z)_\mu (k - k_1 y + k_2 z)_\nu - \\ - 2(k - k_1 y + k_2 z)_\mu k_{2\nu} + 2k_{1\mu} (k - k_1 y + k_2 z)_\nu - k_{1\mu} k_{2\nu} + k_{2\mu} k_{1\nu}.$$

Отметим, что линейные по k члены в числителе интеграла (11) при интегрировании исчезают (они являются нечетными функциями k), кроме этого 4-импульсы фотона и Z -бозона удовлетворяют условиям поперечности

$$e_\mu^*(k_1)k_{1\mu} = 0, \quad U_\nu^*(k_2)k_{2\nu} = 0.$$

Вследствие этого тензор $T'_{\mu\nu}$ упрощается:

$$T'_{\mu\nu} = 4k_\mu k_\nu - k^2 g_{\mu\nu} + k_{2\mu} k_{1\nu} (1 - 4yz) + g_{\mu\nu} [m_f^2 - (k_1 \cdot k_2)(1 - 2yz)]. \quad (12)$$

Аналогичный интеграл получается и в матричном элементе, соответствующем диаграмме б рис. 1, однако выражение, пропорциональное аксиально-векторной константе связи $g_A(f)$, меняет знак на противоположный. Следовательно, суммарный вклад обеих диаграмм в ширину распада $\Phi \Rightarrow \gamma + Z$ пропорционален векторной константе связи фермиона $g_V(f)$:

$$A_f^Z = -\frac{ig_W \alpha_{\text{KED}} N_C Q_f}{\pi M_W \cos \theta_W} g_V(f) g_{\Phi f} I. \quad (13)$$

Здесь $g_W = 2M_W [\sqrt{2}G_F]^{1/2}$ – обычная константа электрослабых взаимодействий; I – интеграл, зависящий от параметров $\tau_f = \frac{M_\Phi^2}{4m_f^2}$ и $\lambda_f = \frac{M_Z^2}{4m_f^2}$:

$$I = \int_0^1 dy \int_0^{1-y} dz \frac{1 - 4yz}{1 - 4(\tau_f - \lambda_f)yz - 4\lambda_f z(z - 1)}. \quad (14)$$

Таким образом, для амплитуды распада $\Phi \Rightarrow \gamma + Z$ имеем выражение

$$M(\Phi \Rightarrow \gamma Z) = -A_f^Z [(e^*(k_1)k_2)(U^*(k_2)k_1) - (k_1 \cdot k_2)(e^*(k_1)U^*(k_2))]. \quad (15)$$

Суммируем по поляризационным состояниям Z -бозона

$$\sum_{\text{pol}} U_\mu^*(k_2)U_\nu(k_2) = -g_{\mu\nu} + \frac{k_{2\mu}k_{2\nu}}{M_Z^2}$$

и возводим в квадрат эту амплитуду:

$$|M(\Phi \Rightarrow \gamma Z)|^2 = |A_f^Z|^2 \left(-g_{\mu\nu} + \frac{k_{2\mu}k_{2\nu}}{M_Z^2} \right) \left[(e^*(k_1)k_2)k_{1\mu} - (k_1 \cdot k_2)e_\mu^*(k_1) \right] \times \\ \times [(e(k_1) \cdot k_2)k_{1\nu} - (k_1 \cdot k_2)e_\nu(k_1)]. \quad (16)$$

4-вектор поляризации γ -кванта с циркулярной поляризацией может быть записан как $e_\mu^*(k_1) = (0, \mathbf{e}^*(k_1))$, где

$$\mathbf{e}^*(k_1) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\boldsymbol{\beta} - il_1[\mathbf{n}_1\boldsymbol{\beta}]). \quad (17)$$

Здесь $\mathbf{n}_1$ – единичный вектор в направлении импульса фотона $\mathbf{k}_1$; $\boldsymbol{\beta}$ – единичный вектор, перпендикулярный импульсу фотона ($(\mathbf{n}_1\boldsymbol{\beta}) = 0$); $l_1 = \pm 1$ характеризует циркулярную поляризацию фотона, при $l_1 = +1$ ($l_1 = -1$) фотон обладает правой (левой) циркулярной поляризацией.

С учетом циркулярной поляризации фотона (17) квадрат матричного элемента (16) примет вид

$$|M(\Phi \Rightarrow \gamma Z)|^2 = |A_f^Z|^2 (k_1 \cdot k_2)^2 = \frac{1}{4} |A_f^Z|^2 M_\Phi^4 \left(1 - \frac{M_Z^2}{M_\Phi^2}\right)^2. \quad (18)$$

Здесь учтено, что, согласно законам сохранения энергии и импульса, $(k_1 \cdot k_2) = \frac{1}{2}(M_\Phi^2 - M_Z^2)$.

На основе квадрата матричного элемента (18) с учетом амплитуды (13) для вклада фермионных петлевых диаграмм в ширину распада $\Phi \Rightarrow \gamma + Z$ получено выражение

$$\Gamma(\Phi \Rightarrow \gamma Z) = \frac{G_F^2 \cdot M_Z^2 \cdot \alpha_{\text{KED}} M_\Phi^3}{16\pi^4} \left(1 - \frac{M_Z^2}{M_\Phi^2}\right)^3 \left| \sum_f g_{\Phi ff} Q_f N_C g_V(f) A_f^\Phi(\tau_f, \lambda_f) \right|^2, \quad (19)$$

где суммирование проводится по тяжелым фермионам, участвующим в петле, $A_f^\Phi(\tau_f, \lambda_f)$ – формфактор петли:

$$\begin{aligned} A_f^\Phi(\tau_f, \lambda_f) &= F_1(\tau_f, \lambda_f) - F_2(\tau_f, \lambda_f), \\ F_1(\tau_f, \lambda_f) &= \frac{1}{2(\lambda_f - \tau_f)} + \frac{1}{2(\lambda_f - \tau_f)^2} [f(\tau_f) - f(\lambda_f)] - \frac{1}{(\lambda_f - \tau_f)^2} [g(\tau_f) - g(\lambda_f)], \\ F_2(\tau_f, \lambda_f) &= -\frac{1}{2(\lambda_f - \tau_f)} [f(\tau_f) - f(\lambda_f)]; \end{aligned} \quad (20)$$

функции $f(\tau_f)$ и $g(\tau_f)$ равны

$$\begin{aligned} f(\tau_f) &= \begin{cases} \arcsin^2 \sqrt{\tau_f}, & \text{если } \tau_f \leq 1, \\ -\frac{1}{4} \left[\ln \frac{1 + \sqrt{1 - \tau_f^{-1}}}{1 - \sqrt{1 - \tau_f^{-1}}} - i\pi \right]^2, & \text{если } \tau_f > 1, \end{cases} \\ g(\tau_f) &= \begin{cases} \sqrt{\tau_f^{-1} - 1} \arcsin \sqrt{\tau_f}, & \text{если } \tau_f \leq 1, \\ \frac{1}{2} \sqrt{1 - \tau_f^{-1}} \left[\ln \frac{1 + \sqrt{1 - \tau_f^{-1}}}{1 - \sqrt{1 - \tau_f^{-1}}} - i\pi \right], & \text{если } \tau_f > 1. \end{cases} \end{aligned} \quad (21)$$

Из ширины распада хиггс-бозона (19) следует, что в распаде $H \Rightarrow \gamma + Z$ γ -квант циркулярно не поляризуется. Это связано с сохранением СР-четности в распаде $H \Rightarrow \gamma + Z$. В работе [16] нами было установлено, что в распаде $H \Rightarrow \gamma + \gamma$ фотоны должны обладать либо правой ($l_1 = l_2 = +1$), либо левой ($l_1 = l_2 = -1$) циркулярной поляризацией.

На рис. 2 показана зависимость ширины распадов $H \Rightarrow \gamma Z$ и $A \Rightarrow \gamma Z$ от массы хиггс-бозонов при t -кварковой фермионной петле при значении параметра $\text{tg} \beta = 3$.

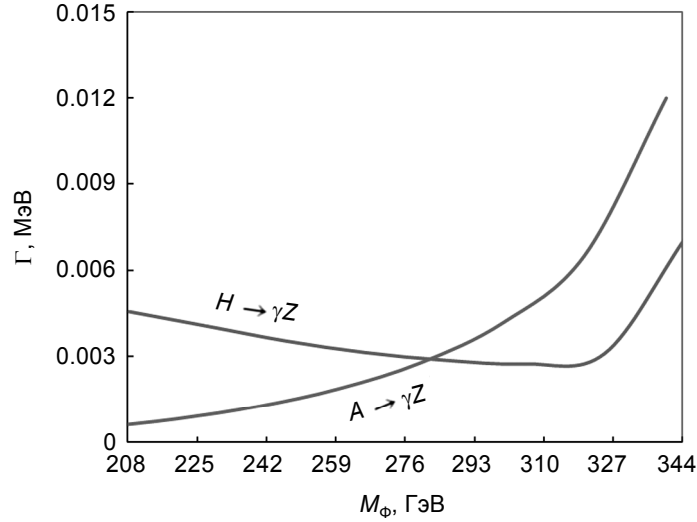


Рис. 2. Зависимость ширины распадов $H \Rightarrow \gamma Z$ и $A \Rightarrow \gamma Z$ от массы хиггс-бозона (t -кварковые петлевые диаграммы)

Распад СР-четных H - и h -бозонов может происходить и через $W^\pm$ - и $H^\pm$ -бозонные петлевые диаграммы. В унитарной калибровке существуют всего три W -бозонные петлевые диаграммы, приведенные на рис. 3. Мы провели расчет этих диаграмм, однако из-за громоздкости расчетов здесь их не приводим. Для вклада в ширину распада $\Phi \Rightarrow \gamma + Z$ $W^\pm$ -бозонных петлевых диаграмм получено выражение

$$\Gamma(\Phi \Rightarrow \gamma Z) = \frac{G_F^2 M_W^2 \alpha_{\text{KED}} M_\Phi^3}{64\pi^3} g_{\Phi WW}^2 \left| A_W^\Phi(\tau_W, \lambda_W) \right|^2. \quad (22)$$

Здесь $A_W^\Phi(\tau, \lambda)$ – W -бозонный петлевой формфактор,

$$A_W^\Phi(\tau, \lambda) = \cos \theta_W \{4(3 - \text{tg}^2 \theta_W) F_2(\tau, \lambda) + [(1 + 2\tau) \text{tg}^2 \theta_W - (5 + 2\tau)] F_1(\tau, \lambda)\}, \quad (23)$$

функции $F_1(\tau, \lambda)$ и $F_2(\tau, \lambda)$ определены в (20).

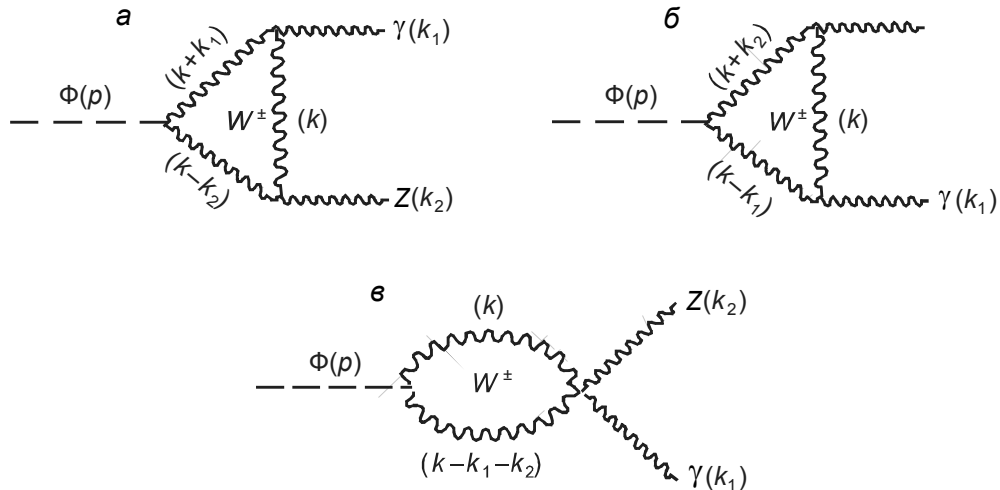


Рис. 3. $W^\pm$ -бозонные петлевые диаграммы распада $\Phi \Rightarrow \gamma Z$

На рис. 4 представлена зависимость ширины распада $H \Rightarrow \gamma + Z$, обусловленная вкладом W -бозонных петлевых диаграмм при $M_W = 80.385$ ГэВ, $\sin^2 \theta_W = 0.2315$, $\text{tg} \beta = 3$ от массы хиггс-бозона M_H . Как видно, с ростом массы M_H ширина распада $H \Rightarrow \gamma + Z$ уменьшается.

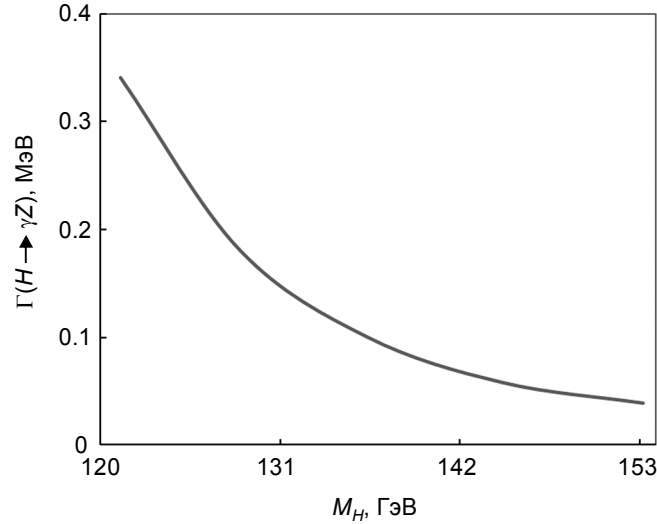


Рис. 4. Зависимость ширины распада $\Gamma(H \Rightarrow \gamma Z)$ от массы M_H (W -бозонные петлевые диаграммы)

Следует отметить, что в распад $H(h) \Rightarrow \gamma + Z$ также вносят вклад диаграммы с заряженными $H^\pm$ -хиггс-бозонными петлями (диаграммы аналогичны диаграммам рис. 1). При этом амплитуда имеет вид

$$M(\Phi \Rightarrow \gamma Z) = -ie e_\mu^*(k_1) U_\nu^*(k_2) \frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} M_Z^2 \left[\sqrt{2} G_F \right]^{1/2} \lambda_{\Phi H^+ H^-} \cdot \cos 2\theta_W \times \\ \times \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{8 k_\mu k_\nu}{(k^2 - M_{H^+}^2) [(k + k_1)^2 - M_{H^+}^2] [(k - k_2)^2 - M_{H^+}^2]},$$

где $\lambda_{\Phi H^+ H^-}$ – константа связи Φ -бозона с $H^+ H^-$ -бозонами. Для ширины распада $\Phi \Rightarrow \gamma + Z$ ($\Phi = H; h$) получено выражение

$$\Gamma(\Phi \Rightarrow \gamma Z) = \frac{G_F^2 M_Z^2 \alpha_{\text{KED}} M_\Phi^3}{256 \pi^4} \left(1 - \frac{M_Z^2}{M_\Phi^2} \right)^3 \left| \frac{M_W^2}{M_{H^\pm}^2} g_{H^\pm} \lambda_{\Phi H^+ H^-} A_0^\Phi(\tau_{H^\pm}, \lambda_{H^\pm}) \right|^2, \quad (24)$$

где $g_{H^\pm} = (2 \cos^2 \theta_W - 1) / \cos \theta_W$ – константа связи Z -бозона с $H^\pm$ -хиггс-бозонами; $A_0^\Phi(\tau, \lambda)$ – хиггс-бозонный петлевой формфактор,

$$A_0^\Phi(\tau, \lambda) = F_1(\tau, \lambda); \quad (25)$$

константа связи $\lambda_{\Phi H^+ H^-}$ зависит от параметров α, β и x_W [9]:

$$\lambda_{HH^+ H^-} = -\cos 2\beta \cos(\beta + \alpha) + 2(1 - x_W) \cos(\beta - \alpha), \\ \lambda_{hH^+ H^-} = \cos 2\beta \sin(\beta + \alpha) + 2(1 - x_W) \sin(\beta - \alpha).$$

На рис. 5 приведена зависимость ширины распада $H \Rightarrow \gamma + Z$, обусловленная $H^\pm$ -бозонными петлевыми диаграммами, от массы хиггс-бозона M_H при $\tan \beta = 3$, $x_W = 0.2315$. Ширина этого распада очень мала и с ростом массы M_H уменьшается.

В распад $H(h) \Rightarrow \gamma + Z$ вносят вклад скаляр-фермионные и чарджионные петлевые диаграммы. При этом в петлях участвуют одинаковые скалярные фермионы $\tilde{f}_1, \tilde{f}_2$ и чарджионы $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$. Амплитуды скаляр-фермионных и чарджионных петлевых диаграмм определяются выражением

$$A_{\text{SUSY}}^\Phi = \sum_{\tilde{f}_i} \frac{g_{\Phi \tilde{f}_i \tilde{f}_i}}{m_{\tilde{f}_i}^2} N_C Q_{\tilde{f}_i} g_V(\tilde{f}_i) A_0^\Phi(\tau_{\tilde{f}_i}, \lambda_{\tilde{f}_i}) +$$

$$+ \sum_{\chi_i^\pm; m, n=L, R} \frac{2M_W}{m_{\chi_i^\pm}} g_{\Phi\chi_i^+\chi_i^-}^m g_{Z\chi_i^+\chi_i^-}^n A_{1/2}^\Phi(\tau_{\chi_i^\pm}, \lambda_{\chi_i^\pm}),$$

где константы связи и формфакторы приведены в [9].

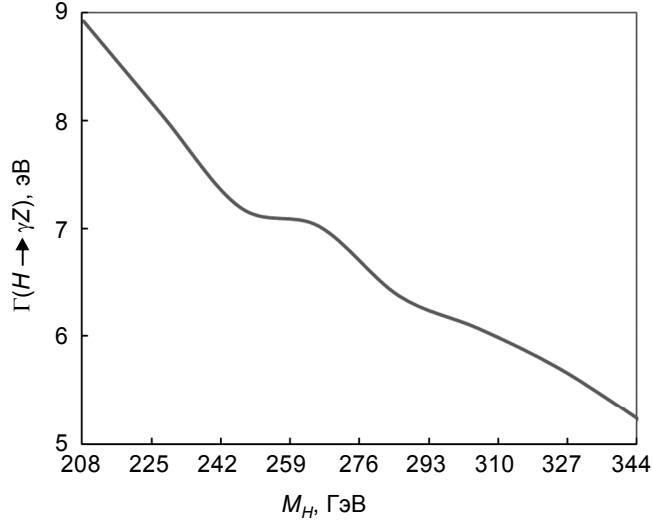


Рис. 5. Зависимость ширины распада $\Gamma(H \Rightarrow \gamma Z)$ от массы M_H ($H^\pm$ -бозонные петлевые диаграммы)

Распад $A \Rightarrow \gamma + Z$

Теперь рассмотрим распад CP-нечетного A -бозона $A \Rightarrow \gamma + Z$, фермионные петлевые диаграммы которого аналогичны диаграммам рис. 1. Диаграмме a соответствует амплитуда

$$M_a(A \Rightarrow \gamma Z) = -ieQ_f N_C \left[\sqrt{2}G_F \right]^{1/2} m_f g_{Aff} e_\mu^*(k_1) U_\nu^*(k_2) \frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \times \\ \times \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Sp}[\gamma_\mu (\hat{k} + \hat{k}_1 + m_f) \gamma_5 (\hat{k} - \hat{k}_2 + m_f) \gamma_\nu (g_V(f) + \gamma_5 g_A(f)) (\hat{k} + m_f)]}{(k^2 - m_f^2)[(k + k_1)^2 - m_f^2][(k - k_2)^2 - m_f^2]}. \quad (26)$$

В этом случае для следа дираковских матриц получено выражение

$$\text{Sp}[\gamma_\mu (\hat{k} + \hat{k}_1 + m_f) \gamma_5 (\hat{k} - \hat{k}_2 + m_f) \gamma_\nu (g_V(f) + \gamma_5 g_A(f)) (\hat{k} + m_f)] = \\ = 4m_f g_V(f) i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_{1\rho} k_{2\sigma} + 4m_f g_A(f) X_{\mu\nu},$$

где

$$X_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} [k^2 - m_f^2 - (k_1 \cdot k_2) - 2(k \cdot k_1)] - 2k_\mu k_{2\nu} - 2k_\nu k_{1\mu} - k_{1\mu} k_{2\nu} + k_{2\mu} k_{1\nu}.$$

Аналогичный тензор получается и в матричном элементе, соответствующем диаграмме b , однако выражение, пропорциональное аксиально-векторной константе связи $g_A(f)$, меняет знак на противоположный. Суммарный вклад диаграмм a и b в ширину распада $A \Rightarrow \gamma + Z$ пропорционален векторной константе связи фермиона $g_V(f)$:

$$M(A \Rightarrow \gamma Z) = -ieQ_f N_C \left[\sqrt{2}G_F \right]^{1/2} m_f g_{Aff} e_\mu^*(k_1) U_\nu^*(k_2) \times \\ \times \frac{e}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \int_0^1 dy \int_0^{1-y} dz \frac{8m_f g_V(f) i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_{1\rho} k_{2\sigma}}{[(k + k_1 y - k_2 z)^2 - b^2]^3}. \quad (27)$$

Произведя замену переменной интегрирования $k \Rightarrow (k - k_1 y + k_2 z)$, упростим матричный элемент

$$M(A \Rightarrow \gamma Z) = -ieQ_f N_C \left[\sqrt{2}G_F \right]^{1/2} m_f g_{Aff} e_\mu^*(k_1) U_\nu^*(k_2) \times \\ \times \frac{e}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \int_0^1 dy \int_0^{1-y} dz \frac{8m_f g_V(f) i\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_{1\rho} k_{2\sigma}}{(k^2 - b^2)^3}. \quad (28)$$

Этот матричный элемент приводит к ширине распада

$$\Gamma(A \Rightarrow \gamma Z) = \frac{G_F^2 M_Z^2 \alpha_{\text{KED}} M_A^3}{4\pi^4} \left(1 - \frac{M_Z^2}{M_A^2} \right)^3 \left| \sum_f g_{Aff} Q_f N_C g_V(f) A_f^A(\tau_f, \lambda_f) \right|^2, \quad (29)$$

где фермионный формфактор дается выражением

$$A_f^A(\tau_f, \lambda_f) = F_2(\tau_f, \lambda_f). \quad (30)$$

В распад вносят вклад чарджионные петлевые диаграммы, амплитуда которых имеет вид

$$A_{SUSY}^A = \sum_{\chi_i^\pm, m, n=L, R} \frac{2M_W}{m_{\chi_i^\pm}} g_{A\chi_i^+ \chi_i^-}^m g_{Z\chi_i^+ \chi_i^-}^m A_{1/2}^A(\tau_{\chi_i^\pm}, \lambda_{\chi_i^\pm}).$$

Константы связи, входящие в эту амплитуду, приведены в [9].

Распады $H^\pm \Rightarrow \gamma + W^\pm$

Одним из интереснейших каналов распада заряженных хиггс-бозонов является распад на фотон и калибровочный $W^\pm$ -бозон, фермионные петлевые диаграммы которых аналогичны диаграммам рис. 1 (фермионами петли являются t - и b -кварки). На основе t - и $\bar{b}$ -петлевых диаграмм для ширины распада $H^+ \Rightarrow t^* + \bar{b}^* \Rightarrow \gamma + W^+$ получено выражение

$$\Gamma(H^+ \Rightarrow \gamma W^+) = \frac{\alpha_{\text{KED}}^3 N_C^2 M_{H^+}^3}{2^8 \cdot 9\pi^2 \cdot M_W^2} \left(1 - \frac{M_W^2}{M_{H^+}^2} \right)^3 x_W \left[\text{ctg}^2 \beta + \left(\frac{m_b}{m_t} \text{tg} \beta \right)^2 \right]. \quad (31)$$

На рис. 6 представлена зависимость ширины распада $H^+ \Rightarrow \gamma + W^+$ от массы хиггс-бозона M_{H^+} при $\text{tg} \beta = 3$, $x_W = 0.2315$.

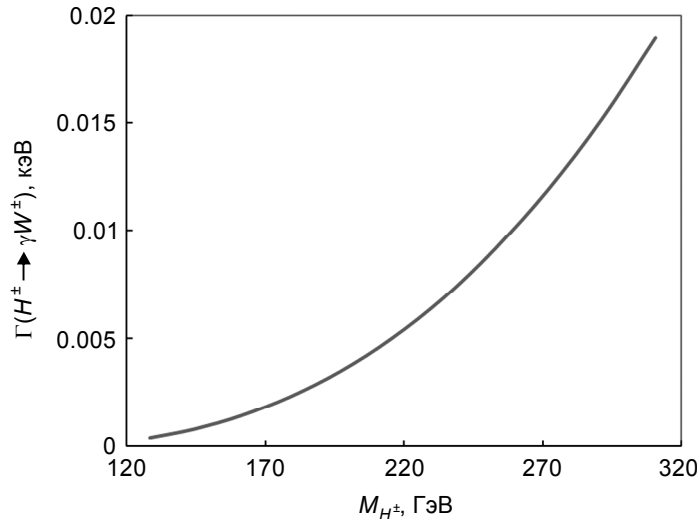


Рис. 6. Зависимость ширины распада $H^+ \Rightarrow \gamma + W^+$ от массы M_H

Заключение

Таким образом, мы обсуждали распады хиггс-бозонов МССМ H , h , A и $H^\pm$ на фотон и калибровочный бозон: $H(h) \Rightarrow \gamma + Z$, $A \Rightarrow \gamma + Z$, $H^\pm \rightarrow \gamma + W^\pm$. С учетом фермионных, $W^\pm$ - и $H^\pm$ -

бозонных, скаляр-фермионных и чарджионных петлевых диаграмм получены аналитические выражения для ширины указанных распадов. Исследована зависимость ширины распадов от массы хиггс-бозонов. Результаты иллюстрированы графиками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Емельянов В. М. Стандартная модель и ее расширение. – М.: Физматлит, 2007. – 584 с.
2. Djouadi A. The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. V. I. The Higgs boson in the Standard Model. arXiv: 050317v2[hep-ph], 2005.
3. Абдуллаев С. К. Стандартная модель, свойства лептонов и кварков (на азерб. языке). – Баку: Зека Принт, 2017. – 276 с.
4. ATLAS Collaboration. // Phys. Lett. – 2012. – V. B716. – No. 1. – P. 1–29.
5. CMS Collaboration. // Phys. Lett. – 2012. – V. B716. – No. 1. – P. 30–61.
6. Рубаков В. А. // УФН. – 2012. – Т. 182. – Вып. 10. – С. 1017–1025.
7. Ланёв А. В. // УФН. – 2014. – Т. 184. – Вып. 9. – С. 996–1004.
8. Казаков Д. И. // УФН. – 2014. – Т. 184. – Вып. 9. – С. 1004–1017.
9. Djouadi A. The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. V. II. arXiv: 0503173v2[hep-ph], 2003.
10. Gunion J.F. and Haber H.E. // Nucl. Phys. – 1986. – V. B272. – P. 1–76.
11. Gunion J.F. and Haber H.E. // Nucl. Phys. – 1986. – V. B278. – P. 449–492.
12. Nath P. // Int. J. Mod. Phys. A. – 2012. – V. 27. – P. 123009.
13. Djouadi A., Kalinowski J., and Zerwas P.M. arXiv: 9511342v1[hep-ph], 1995.
14. Абдуллаев С. К., Омарова Э. Ш. // Изв. вузов. Физика. – 2018. – Т. 61. – № 9. – С. 48–55.
15. Abdullayev S.K. and Omarova E.Sh. // Azerb. J. Phys. Fizika. – 2018. – V. XXIV. – No. 4. – P. 22–34.
16. Абдуллаев С. К., Омарова Э. Ш. // Изв. вузов. Физика. – 2019. – Т. 62. – № 9. – С. 81–89.

Поступила в редакцию 03.06.19.

Бакинский государственный университет,
г. Баку, Азербайджанская Республика

Абдуллаев Сархаддин Кубаддин оглы, д.ф.-м.н., профессор БГУ, e-mail: sabdullayev@bsu.edu.az;

Омарова Эмиля Шакир кызы, докторант каф. теоретической физики БГУ, e-mail: emiliya.abdullayeva@inbox.ru.