сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-91-140

Д.Ю.Бардин, Б.М.Виленский[1], П.Х.Христова[2]

ВЫЧИСЛЕНИЕ ШИРИНЫ РАСПАДА ХИГГСОВСКОГО БОЗОНА НА БОЗОННЫЕ ПАРЫ

[1]Симферопольский государственный университет, УССР
[2]Университет им.К.Преславского, Шумен, Болгария

1991

1. Введение

На сегодняшний день минимальная стандартная $SU(2)\times U(1)$ модель является хорошо работающей теорией электрослабых взаимодействий. Эксперимент блестяще подтверждает ее. Однако все еще не найден t- кварк, хотя эксперимент и теория зажали его массу в довольно узком интервале $90 \le m_t \le 250$ ГэВ [1]. Не найден пока скалярный хиггсовский бозон, на существовании которого основывается хиггсовский механизм, дающий массу фермионам и калибровочным векторным бозонам после спонтанного нарушения калибровочной симметрии. Исследования четырех коллабораций ALEPH, DELPHI, OPAL, L3 на ускорителе LEP в ЦЕРН уже исключили существование стандартного хиггсовского бозона с массой $M_\chi \le 44$ ГэВ [2]. Его поиски будут продолжены на втором этапе работы ускорителя LEP, где он может быть обнаружен, если его масса не превышает 110 ГэВ. Новые протон-протонные ускорители SSC и LHC еще больше расширят границы его поисков. Но уже ясно, что стандартный хиггсовский бозон не легкий, и можно ожидать, что он распадается не только на фермионы, но и на векторные калибровочные бозоны Z и W.

В работе [3] мы начали вычисление ширины хиггсовского бозона с учетом однопетлевых поправок в рамках минимальной стандартной модели. Там мы представили результаты вычисления парциальной ширины фермионных каналов распада хиггсовского бозона. В настоящей работе представлены парциальные ширины его распада на бозонные пары:

$$\chi \longrightarrow \gamma\ \gamma \tag{1.1}$$

$$\chi \longrightarrow Z\ \gamma \tag{1.2}$$

$$\chi \longrightarrow Z\ Z \tag{1.3}$$

$$\chi \longrightarrow W^- W^+, \tag{1.4}$$

вычисленные в том же однопетлевом порядке. Результаты даны в виде точных аналитических выражений через дилогарифмы от комплексного аргумента. Исследована зависимость парциальных ширин от неизвестных параметров теории m_t и M_χ.

2. Распад в два фотона

Этот распад χ- бозона обсуждался еще в работе [4], но в общем случае произвольной массы M_χ аналитические выражения для него впервые даны в работе [5]. Ради полноты изложения мы приведем их и обсудим зависимость ширины этого распада от масс χ- бозона и t- кварка.

Распад χ- бозона в два фотона (1.1) не имеет древесного приближения, соответственно, отсутствуют контрчлены. Основной вклад в амплитуду дают однопетлевые фейнмановские диаграммы с фермионной и W- бозонной петлей (Пр.А, Рис.8а):

$$A^{\gamma\gamma}= -i\left(\frac{g}{2M_W}\right)\left(\frac{\alpha}{4\pi}\right)\Big([2+3\tau_W]J^t_{\alpha\beta}(-M_\chi^2,M_W^2)-4\tau_W J^0_{\alpha\beta}(-M_\chi^2,M_W^2)$$

$$+\sum_f Q_f^2\tau_f\left[-2J^t_{\alpha\beta}(-M_\chi^2,m_f^2)+J^0_{\alpha\beta}(-M_\chi^2,m_f^2)\right]\Big)\varepsilon_\alpha(k_2)\varepsilon_\beta(k_1), \qquad (2.1)$$

где k_1, k_2; $\varepsilon(k_1)$, $\varepsilon(k_2)$ соответственно 4- импульсы и векторы поляризации фотонов, α - постоянная тонкой структуры, g - полуслабая константа связи, M_W- масса W- бозона, $\tau_W=4(M_W^2/M_\chi^2)$ и $\tau_f=4(m_f^2/M_\chi^2)$. Суммирование производится по всем фермионам. Величины $J^0_{\alpha\beta}$ и $J^t_{\alpha\beta}$ конечные и калибровочно инвариантные. Они имеют следующий вид:

$$J^0_{\alpha\beta}(-M_\chi^2,m^2)=2[k_{1\alpha}k_{2\beta}-(k_1k_2)\delta_{\alpha\beta}]X_0^{\gamma\gamma}(-M_\chi^2,m^2), \qquad (2.2)$$

$$J^t_{\alpha\beta}(-M_\chi^2,m^2)=4[k_{1\alpha}k_{2\beta}-(k_1k_2)\delta_{\alpha\beta}]X_t^{\gamma\gamma}(-M_\chi^2,m^2), \qquad (2.3)$$

где $2(k_1k_2)=-M_\chi^2$, а функции $X_0^{\gamma\gamma}(-M_\chi^2,m^2)=-M_\chi^2X_0(-M_\chi^2,0,0,m^2,m^2)$ и

$$X_t^{\gamma\gamma}(-M_\chi^2,m^2)=-M_\chi^2X_t(-M_\chi^2,0,0,m^2,m^2)=\frac{1}{2}[1+\frac{\tau}{2}X_0^{\gamma\gamma}(-M_\chi^2,m^2)] \qquad (2.4)$$

определяются формулами (Б.10) и (Б.11), соответственно. Таким образом,приходим к известной формуле [5,6]

$$W^{\gamma\gamma} = \frac{g^2\alpha^2}{1024\pi^3}\,\frac{M_\chi^3}{M_W^2}\,|F^W + \sum_f Q_f^2\, F^f|^2, \qquad (2.5)$$

где F^W и F^f имеют следующий вид:

$$F^W = 2+3\tau_W-\frac{3}{2}\tau_W(2-\tau_W)X_0^{\gamma\gamma}(-M_\chi^2,M_W^2), \qquad (2.6)$$

$$F^f = \tau_f[-2+(1-\tau_f)X_0^{\gamma\gamma}(-M_\chi^2,m_f^2)]. \qquad (2.7)$$

На Рис.1 дана зависимость ширины распада χ- бозона в два фотона $W^{\gamma\gamma}$ от масс χ- бозона и t- кварка. Как видно, по мере увеличения массы t- кварка зависимость ширины от массы χ- бозона усложняется. Это происходит вследствие того, что как реальная, так и мнимая части вклада фермионной петли F^f отрицательны, а в случае t- кварковой петли еще и растут по величине с увеличением m_t, в то время как положительные и большие реальная и мнимая части вклада W- бозонной петли F^W остаются неизменными. По мере смещения порога рождения t- кварка в сторону больших масс минимум на кривой, описывающей изменение ширины с увеличением массы χ- бозона, становится более глубоким и отодвигается вправо.

3. Распад на Z- бозон и фотон

Аналитические выражения для этого распада встречаются в работах [7,8]. Однако в них пропущена аксиальная часть его амплитуды. Здесь мы приведем точный вид амплитуды и ширины этого распада, а также обсудим зависимость ширины от масс χ- бозона и t- кварка.

Как в предыдущем случае, распад χ- бозона на Z- бозон и фотон (1.2) не имеет древесного приближения. Соответственно, отсутствуют контрчлены. Основной вклад в амплитуду дают такие же однопетлевые фейнмановские диаграммы с W- бозонной и фермионной петлей (Пр.А, Рис.8б):

$$A^{Z\gamma}= i\left(\frac{g}{2M_W}\right)\left(\frac{eg}{16\pi^2}\,\frac{M_Z}{M_W}\right)\Big([2R-1+(3R-\frac{1}{2})\tau_W]J^t_{\alpha\beta}(-M_\chi^2,-M_Z^2,M_W^2)$$

$$+(1-4R)\tau_W J^0_{\alpha\beta}(-M_\chi^2,-M_Z^2,M_W^2)+ \sum_f|Q_f|\tau_f\Big[\frac{v_f}{4}[-2J^t_{\alpha\beta}(-M_\chi^2,-M_Z^2,m_f^2)$$

$$+ J^0_{\alpha\beta}(-M_\chi^2,-M_Z^2,m_f^2)] + J^a_{\alpha\beta}(-M_\chi^2,-M_Z^2,m_f^2)\Big]\Big)\varepsilon_\alpha(k_2)\varepsilon_\beta(k_1), \qquad (3.1)$$

где k_1, k_2; $\varepsilon(k_1)$, $\varepsilon(k_2)$ соответственно 4- импульсы и векторы поляризации Z-бозона и фотона, M_Z - масса Z-бозона, $R=M_W^2/M_Z^2$, $v_f=1-4(1-R)|Q_f|$. Величины $J^0_{\alpha\beta}$, $J^t_{\alpha\beta}$, а также аксиальная часть $J^a_{\alpha\beta}$ конечны и калибровочно инвариантны. Они имеют следующий вид:

$$J^0_{\alpha\beta}(-M_\chi^2,-M_Z^2,m^2)= 2[k_{1\alpha}k_{2\beta}-(k_1k_2)\delta_{\alpha\beta}]X_0^{Z\gamma}(-M_\chi^2,-M_Z^2,m^2), \qquad (3.2)$$

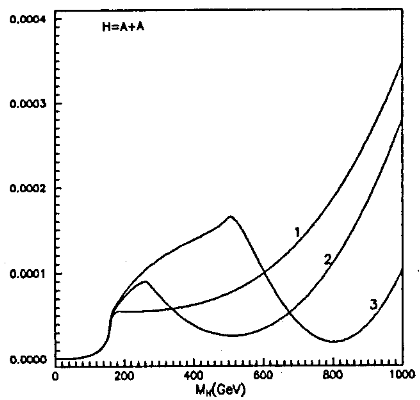

Рис.1.Ширина в ГэВ распада $\chi \longrightarrow \gamma+\gamma$ для m_t(ГэВ)= 1) 90, 2) 130, 3) 250.

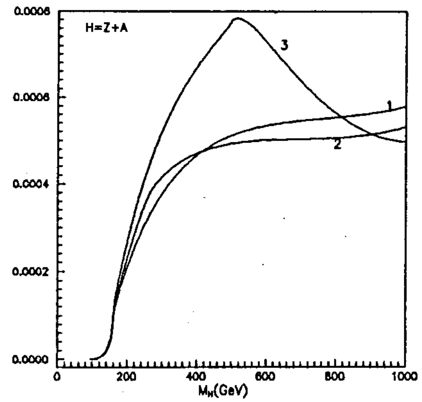

Рис.2.Ширина в ГэВ распада $\chi \longrightarrow Z+\gamma$ для m_t(ГэВ)= 1) 90, 2) 130, 3) 250.

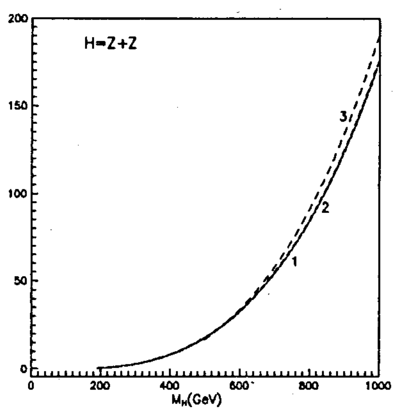

Рис.3.Ширина в ГэВ распада $\chi \longrightarrow Z+Z$ для m_t(ГэВ)= 1) 90, 2) 130, 3) 250.

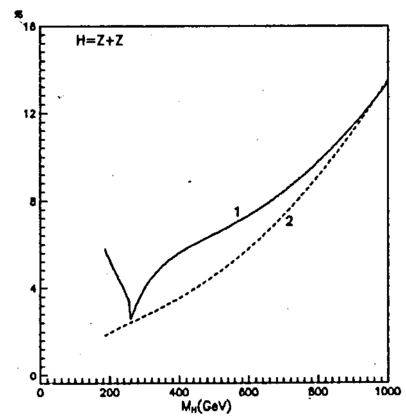

Рис.4.Поправка $\mathbb{D}$ – кривая 1; ее асимптотика $\mathbb{D}_{as}$– кривая 2 для m_t=130ГэВ.

$$J^t_{\alpha\beta}(-M^2_\chi,-M^2_Z,m^2)=4[k_{1\alpha}k_{2\beta}-(k_1k_2)\delta_{\alpha\beta}]X^{Z\gamma}_t(-M^2_\chi,-M^2_Z,m^2), \qquad (3.3)$$

$$J^a_{\alpha\beta}(-M^2_\chi,-M^2_Z,m^2_f)=2\varepsilon_{\alpha\beta\lambda\mu}k_{1\lambda}k_{2\mu}X^{Z\gamma}_a(-M^2_\chi,-M^2_Z,m^2_f), \qquad (3.4)$$

$$X^{Z\gamma}_a(-M^2_\chi,-M^2_Z,m^2_f)=-\frac{1}{4}X^{Z\gamma}_0(-M^2_\chi,-M^2_Z,m^2_f)+\frac{1}{2}X^{Z\gamma}_1(-M^2_\chi,-M^2_Z,m^2_f), \qquad (3.5)$$

где $2(k_1k_2)=-M^2_\chi\kappa$; $\kappa=1-M^2_Z/M^2_\chi$ – скорость вылетающего Z- бозона. Функции $X^{Z\gamma}_1(-M^2_\chi,-M^2_Z,m^2)=-M^2_\chi X_1(-M^2_\chi,-M^2_Z,0,m^2,m^2)$ определяются формулами (Б.12) – (Б.14).

Для ширины распада (1.2) получаем

$$W^{Z\gamma}=\frac{g^4\alpha\,\kappa}{2048\pi^4R}\,\frac{M^3_\chi}{M^2_W}\Big(|F^W+\sum_f|Q_f|\frac{v_f}{4}F^f|^2+|\sum_f|Q_f|F^a|^2\Big), \qquad (3.6)$$

где F^W, F^fи F^a имеют следующий вид:

$$F^W=[2R-1+(3R-\frac{1}{2})\tau_W]\,[1+\frac{\tau_W}{2}X^{Z\gamma}_0(-M^2_\chi,-M^2_Z,M^2_W)-(1-\kappa)X^{Z\gamma}_1(-M^2_\chi,-M^2_Z,M^2_W)]$$

$$+(1-4R)\tau_W\kappa X^{Z\gamma}_0(-M^2_\chi,-M^2_Z,M^2_W), \qquad (3.7)$$

$$F^f=\tau_f\big[-2+(\kappa-\tau_f)X^{Z\gamma}_0(-M^2_\chi,-M^2_Z,m^2_f)+2(1-\kappa)X^{Z\gamma}_1(-M^2_\chi,-M^2_Z,m^2_f)\big], \qquad (3.8)$$

$$F^a=\tau_f\kappa\big[-\frac{1}{4}X^{Z\gamma}_0(-M^2_\chi,-M^2_Z,m^2_f)+\frac{1}{2}X^{Z\gamma}_1(-M^2_\chi,-M^2_Z,m^2_f)\big]. \qquad (3.9)$$

На Рис.2 дана зависимость ширины распада χ- бозона на Z-бозон и фотон $W^{Z\gamma}$ от масс χ- бозона и t- кварка. В отличие от предыдущего распада, этот имеет порог, равный массе Z-бозона. Сразу после порога ширина быстро растет, в основном, за счет большой мнимой части вклада W-бозонной петли F^W. Реальная часть этого вклада имеет острый пик в районе порога рождения W- бозона, затем быстро падает. Соответствующие реальная и мнимая части вклада фермионной петли F^f имеют противоположные знаки и очень малы. Лишь после включения t- кварковой петли они начинают сказываться, причем тем сильнее, чем больше масса t- кварка. В результате рост ширины замедляется после порога рождения t- кварка, а при больших (возможных) массах t- кварка кривая зависимости ширины от массы хиггсовского бозона проходит через минимум. С другой стороны, аксиальная часть фермионной петли вносит положительный вклад в ширину, тем больший, чем больше масса t- кварка. Благодаря этому минимум ширины сглаживается.

4. Распад на два Z- бозона

Этот канал распада χ- бозона обсуждался в работе [9]. Но там не приводится точное аналитическое выражения для ширины распада в однопетлевом приближении. Кроме того, в этой работе приводятся графические результаты только для массы t- кварка 35ГэВ. Мы приведем точное аналитическое выражение для ширины в однопетлевом приближении и обсудим зависимость ширины от масс χ- бозона и t- кварка.

Распад χ- бозона на два Z- бозона (1.3) в древесном приближении имеет амплитуду:

$$A^{ZZ}=-i\frac{g}{M_W}\, M_Z^2\delta_{\alpha\beta}\varepsilon_\alpha(k_2)\varepsilon_\beta(k_1), \tag{4.1}$$

где k_1, k_2; $\varepsilon(k_1)$, $\varepsilon(k_2)$- соответственно 4- импульсы и векторы поляризации конечных Z- бозонов. Ширина распада выражается формулой

$$W_0^{ZZ} = \frac{G_F\ M_\chi^3}{16\pi\sqrt{2}}\,\beta_Z U_Z, \tag{4.2}$$

где $U_Z=1-4M_Z^2/M_\chi^2+12M_Z^4/M_\chi^4$; $\beta_Z=(1-4M_Z^2/M_\chi^2)^{1/2}$ – скорость конечных Z- бозонов; $G_F=1.166389\ 10^{-5}$ГэВ$^{-2}$ — константа Ферми, которая связана выражением $G_F/\sqrt{2}=(g^2/8M_W^2)[1+(\alpha/4\pi)X]$ с однопетлевой слабой. поправкой $(\alpha/2\pi)X$ к ширине мюонного распада [10].

Определим амплитуду распада (1.3) с учетом однопетлевых поправок следующим образом:

$$A^{ZZ}=-i\frac{g}{M_W}\, M_Z^2\left(\delta_{\alpha\beta}\ F_1^{ZZ} - 2\frac{k_{1\alpha}k_{2\beta}}{M_\chi^2}\ F_2^{ZZ}\right)\varepsilon_\alpha(k_2)\varepsilon_\beta(k_1), \tag{4.3}$$

где F_1^{ZZ} и F_2^{ZZ}- перенормированные формфакторы. Тогда ширина выразится через них таким образом (в линеаризованном виде):

$$W_1^{ZZ} = W_0^{ZZ}(1+\mathbb{D}), \tag{4.4}$$

$$\mathbb{D} = 2\mathrm{Re}(F_1^{ZZ}-1) + 2\mathrm{Re}F_2^{ZZ}\beta_Z^2 V_Z/U_Z, \tag{4.5}$$

где $V_Z=1-2M_Z^2/M_\chi^2$. В унитарной калибровке вклады различных

диаграмм Фейнмана на рисунках 8в и 9 (Пр.А), а также и вклад контрчленов, содержат ультрафиолетовые расходимости, которые взаимно уничтожаются, так что формфакторы F_1^{ZZ} и F_2^{ZZ} конечны и калибровочно инвариантны. Вклады в них F_{1j}^{ZZ} и F_{2j}^{ZZ} имеют следующий вид, соответственно:

$$F_{11}^{ZZ} = \frac{g^2}{16\pi^2}\Big\{[-12R^2+4R-1+2(1-R)r_Z-\frac{r_W}{2}]X_1^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;M_W^2,M_W^2)$$
$$+(6R^2-2R-(1-R)r_Z)I_0(-M_\chi^2,M_W^2,M_W^2) - \frac{4}{3} + \frac{1}{6R} + \frac{1-2R}{M_W^2}I_2(-M_Z^2,M_W^2,M_W^2)$$
$$-2I_0(-M_Z^2,M_W^2,M_W^2)+[-8R^2+4R-1+4(4R-1)\frac{1}{r_W}]X_0^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;M_W^2,M_W^2)\Big\}, \tag{4.6}$$

$$F_{12}^{ZZ}= \frac{g^2}{16\pi^2}\sum_f\frac{m_f^2}{M_W^2}\Big\{-\frac{1}{2}I_0(-M_Z^2,m_f^2,m_f^2)+\frac{v_f^2-1}{8}(1-4\frac{m_f^2}{M_W^2})X_0^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;m_f^2,m_f^2)$$
$$+\frac{v_f^2+1}{4}\Big[-1-\frac{1}{r_Z}X_0^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;m_f^2,m_f^2)+\frac{1}{r_Z}X_1^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;m_f^2,m_f^2)\Big]\Big\}. \tag{4.7}$$

$$F_{13}^{ZZ} = \frac{g^2}{16\pi^2}\Big\{-\frac{1}{4R}(2+r_Z)X_1^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;M_Z^2,M_\chi^2)+\frac{1}{R}I_0(-M_Z^2,M_Z^2,M_\chi^2)$$
$$- \frac{1}{r_Z R}X_0^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;M_Z^2,M_\chi^2)\Big\}, \tag{4.8}$$

$$F_{14}^{ZZ} = \frac{g^2}{16\pi^2}\Big\{- \frac{3}{4}r_W X_1^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;M_\chi^2,M_Z^2)+ \frac{3}{8}r_W I_0(-M_\chi^2,M_\chi^2,M_\chi^2)$$
$$- \frac{3}{2R}X_0^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;M_\chi^2,M_Z^2)\Big\}, \tag{4.9}$$

$$F_{21}^{ZZ} = \frac{g^2}{16\pi^2}\Big\{[-12R^2+4R-1+2(1-R)r_Z-\frac{r_W}{2}]X_t^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;M_W^2,M_W^2)$$
$$+4R(2R-1)X_0^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;M_W^2,M_W^2) +X_1^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;M_W^2,M_W^2)\Big\}, \tag{4.10}$$

$$F_{22}^{ZZ}= \frac{g^2}{16\pi^2}\sum_f\frac{m_f^2}{M_W^2}\Big\{\frac{1}{2}(v_f^2+1)X_t^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;m_f^2,m_f^2)-\frac{1}{4}X_1^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;m_f^2,m_f^2)$$
$$+\frac{1}{8}(1-v_f^2)X_0^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;m_f^2,m_f^2)\Big\}. \tag{4.11}$$

$$F_{23}^{ZZ}= \frac{g^2}{16\pi^2}\Big\{-\frac{1}{4R}(2+r_Z)X_t^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;M_Z^2,M_\chi^2)+\frac{1}{2R}X_1^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;M_Z^2,M_\chi^2)\Big\}, \tag{4.12}$$

$$F_{24}^{ZZ} = \frac{g^2}{16\pi^2}\Big\{- \frac{3}{4}r_W X_1^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;M_\chi^2,M_Z^2)\Big\}, \tag{4.13}$$

Функции $X_1^{ZZ}(-M_\chi^2,-M_Z^2;m_1^2,m_2^2) = -M_\chi^2 X_1(-M_\chi^2,-M_Z^2,-M_Z^2,m_1^2,m_2^2)$ даны в приложении Б формулами (Б.15) - (Б.20). Здесь использованы обозначения $r_W=M_\chi^2/M_W^2$ и $r_Z=M_\chi^2/M_Z^2$.

После выделения величины $(\alpha/8\pi)X$ вклад контрчленов в формфактор F_1^{ZZ} имеет следующий вид:

$$F_{10}^{ZZ} = \frac{g^2}{16\pi^2}\Big[\ \frac{1}{2}\chi^F(-1) + Z(-1) + Z^F(-1) - \frac{1}{2}W(0) + \frac{5}{16}R(R+1) - \frac{11}{4} - \frac{9}{8}\ \frac{R}{1-R}\ln R\Big] \qquad (4.14)$$

Конечные части констант перенормировок полей χ- бозона, Z-бозона и W- бозона, с которыми встречаемся здесь, даны в работе [10], а с учетом фермионных масс - в работе [11].

На Рис.3 дана зависимость ширины этого распада W^{ZZ} от масс χ- бозона и t- кварка. С увеличением M_χ ширина очень быстро возрастает и достигает 177 ГэВ при M_χ=1000 ГэВ (M_t=130 ГэВ). Увеличение массы t- кварка также приводит к некоторому возрастанию ширины. Очевидно, если масса χ- бозона окажется больше $2M_Z$, ширина распада (1.3) по величине будет намного больше, чем ширины распадов (1.1) и (1.2).

Сильный рост ширины распада (1.3) объясняется наличием в формуле (4.2) для древесного приближения фактора M_χ^3. Еще сильнее он становится в следующем приближении, из-за того, что поправка тоже растет очень быстро с увеличением M_χ. На Рис.4 сравнивается поведение кривой 1, описывающей поправку (4.5), и кривой 2, описывающей ее в том случае, когда $M_\chi \gg M_Z$, $\beta_Z \longrightarrow 1$, для которой мы имеем довольно простое выражение:

$$\mathbb{D}_{as} = \frac{g^2}{16\pi^2}\Big[\Big(-\frac{3\sqrt{3}\pi}{4} + \frac{5}{24}\pi^2 + \frac{19}{8}\Big)r_W - \ln^2 r_W + \Big(\frac{13}{4} + \frac{9}{4R} - \frac{m_t^2}{2M_W^2}\Big)\ln(r_W)\Big]. \qquad (4.15)$$

Как видно, для m_t=130 ГэВ, асимптотическая формула (4.15) при больших M_χ довольно хорошо описывает поведение поправки (4.5). Оно определяется, в основном, квадратично растущим членом в (4.15).

5. Распад на два W- бозона

В работе [9] обсуждался и этот канал распада χ- бозона. По тем же соображениям, по которым мы считали необходимым заново подробно рассмотреть распад (1.3), мы рассматриваем и этот распад. Приведем точное аналитическое выражение для его ширины в однопетлевом приближении и обсудим зависимость от масс χ- бозона и t- кварка.

В древесном приближении распад (1.4) χ- бозона на пару W- бозонов имеет амплитуду

$$A^{WW}=-igM_W\delta_{\alpha\beta}\varepsilon_\alpha(k_2)\varepsilon_\beta(k_1), \qquad (5.1)$$

где k_1, k_2; $\varepsilon(k_1)$, $\varepsilon(k_2)$ соответственно 4- импульсы и векторы поляризации конечных W- бозонов. Ширина распада выражается формулой

$$W_0^{WW} = \frac{G_F\ M_\chi^3}{8\pi\sqrt{2}}\ \beta_W U_W\ , \qquad (5.2)$$

где $U_W=1-4M_W^2/M_\chi^2+12M_W^4/M_\chi^4$; $\beta_W=(1-4M_W^2/M_\chi^2)^{1/2}$ - скорость конечных W- бозонов. В однопетлевом приближении определим амплитуду распада (1.4) с помощью формфакторов аналогично (4.3):

$$A^{WW}=-igM_W\Big(\delta_{\alpha\beta}\ F_1^{WW} - 2\frac{k_{1\alpha}k_{2\beta}}{M_\chi^2}\ F_2^{WW}\Big)\varepsilon_\alpha(k_2)\varepsilon_\beta(k_1), \qquad (5.3)$$

а ширину представим в следующем виде:

$$W_1^{WW} = W_0^{WW}(1 + \mathbb{D}_1 + \mathbb{D}_2). \qquad (5.4)$$

В поправку $\mathbb{D}_1$ дает вклад диаграмма Фейнмана на рисунке 10б.1 (Пр.А) с виртуальным фотоном, чей вклад содержит инфракрасную расходимость P_{IR}. Сюда же отнесена и инфракрасно расходящаяся часть контрчленов

$$\mathbb{D}_1^{c.t.} = \frac{\alpha}{\pi}\ 2P_{IR}. \qquad (5.5)$$

Для устранения инфракрасной расходимости необходимо учесть вклад от излучения реальных фотонов (Пр.А, Рис.10а):

$$\mathbb{D}_1^{BREM}= \frac{\alpha}{\pi}\Big[[-2 - V_W M_\chi^2 J(-M_\chi^2,M_W^2,M_W^2)]P_{IR} - \frac{1}{2}V_W M_\chi^2 K(-M_\chi^2,M_W^2,M_W^2) + \frac{14}{3} + \Big[-\frac{1}{2} + \frac{4}{U_W r_W^2}V_W\Big]M_\chi^2 J(-M_\chi^2,M_W^2,M_W^2) + \mathcal{B}\Big], \qquad (5.6)$$

$$\mathcal{B} = (2\ln\beta_W + \frac{3}{2}\ln r_W)[-2 + V_W M_\chi^2 J(-M_\chi^2,M_W^2,M_W^2)] + \frac{V_W}{\beta_W}\Big(3\ln^2\Big(\frac{1-\beta_W}{1+\beta_W}\Big) + 2\mathrm{Li}_2\Big(\frac{(1-\beta_W)^2}{(1+\beta\ )^2}\Big) + 4\mathrm{Li}_2\Big(\frac{1-\beta_W}{1+\beta_W}\Big)\Big), \qquad (5.7)$$

где $V_W=1-2M_W^2/M_\chi^2$, а Li_2 – дилогарифмическая функция (Б.16).

Поправка $\mathbb{D}_1$ подобна КЭД- поправке к ширине распада χ-бозона на фермионную пару [3], поэтому мы будем называть ее КЭД- поправкой . Вклад от диаграммы с виртуальным фотоном и полученной из нее стягиванием фотонной линии пузырьковой диаграммы на Рис.10б.1 (Пр.А) содержит, однако, калибровочно неинвариантные члены с ультрафиолетовой расходимостью. Из соображения конечности мы включили в КЭД- поправку $\mathbb{D}_1$ только следующую часть этого вклада:

$$A_1^{WW}=-igM_We^2\varepsilon_\alpha(k_2)\varepsilon_\beta(k_1)\int\frac{d^n p}{(2\pi)^n}\,\frac{1}{(p^2+2pk_1)(p^2-2pk_2)p^2}$$

$$x\Big(2\delta_{\alpha\beta}V_WM_\chi^2+4k_{1\alpha}p_\beta-4p_\alpha k_{2\beta}-2(\delta_{\alpha\beta}p^2-4p_\alpha p_\beta)\Big), \qquad (5.8)$$

а остаток отнесен в поправку $\mathbb{D}_2$. Имея в виду (Б.7), (Б.8) и (Б.21)-(Б.23), получаем

$$\mathbb{D}_1^{VERT}=\frac{\alpha}{\pi}\Big[V_WM_\chi^2J(-M_\chi^2,M_W^2,M_W^2)]P_{IR}+\frac{1}{2}V_WM_\chi^2K(-M_\chi^2,M_W^2,M_W^2)+1$$

$$+(V_W\beta_W^2/U_W)[-1+(M_W^2-M_\chi^2)J(-M_\chi^2,M_W^2,M_W^2)]\Big]. \qquad (5.9)$$

Таким образом получаем конечную КЭД- поправку $\mathbb{D}_1$:

$$\mathbb{D}_1=\frac{\alpha}{\pi}\Big[\frac{14}{3}+(1+\frac{2}{r_W})\frac{2}{r_WU_W}+[-\frac{3}{2}+(3+\frac{2}{r_W})\frac{1}{r_WU_W}]M_\chi^2J(-M_\chi^2,M_W^2,M_W^2)+\mathcal{B}\Big]. \qquad (5.10)$$

В пределе $M_\chi \gg M_W$ ($\beta_W\longrightarrow 1$) имеем

$$\mathbb{D}_{1as}=\frac{\alpha}{\pi}\,\frac{14}{3}. \qquad (5.11)$$

Поправка $\mathbb{D}_2$ выражается через формфакторы F_1^{WW} и F_2^{WW} формулой, аналогичной (4.5):

$$\mathbb{D}_2=2\mathrm{Re}(F_1^{WW}-1)+2\mathrm{Re}F_2^{WW}\beta_W^2V_W/U_W. \qquad (5.12)$$

Приведем вклады F_{1j}^{WW} и F_{2j}^{WW} в формфакторы, соответствующие различным диаграммам Фейнмана на рисунках 10б.1-10б.5 (Пр.А):

$$F_{11}^{WW}=\frac{g^2}{16\pi^2}\Big\{-[4R+\frac{1}{2}+\frac{r_W}{4}]X_1^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_W^2,M_Z^2)+2RI_0(-M_\chi^2,M_W^2,M_W^2)$$

$$-\frac{5}{3}R+\frac{44}{9}-R\ln R+\frac{1-2R}{2M_W^2}I_2(-M_W^2,M_W^2,M_Z^2)+(-2R+2-\frac{1}{R})I_0(-M_W^2,M_W^2,M_Z^2)$$

$$+[-2R-\frac{1}{2R}+(4R+3-\frac{1}{R})\frac{1}{r_W}]X_0^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_W^2,M_Z^2)\Big\}, \qquad (5.13)$$

$$F_{12}^{WW}=\frac{g^2}{16\pi^2}\Big\{-[4+\frac{1}{2R}+\frac{r_W}{4}]X_1^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_Z^2,M_W^2)+2I_0(-M_\chi^2,M_Z^2,M_Z^2)$$

$$-\frac{5}{6}-\frac{1}{2M_W^2}I_2(-M_W^2,M_Z^2,M_W^2)+(-3+\frac{2}{R})I_0(-M_W^2,M_Z^2,M_W^2)$$

$$+[-\frac{5}{2}+\frac{4}{r_W}+(3-\frac{1}{R})\frac{1}{r_Z}]X_0^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_Z^2,M_W^2)\Big\}, \qquad (5.14)$$

$$F_{13}^{WW}=\frac{g^2}{16\pi^2}\sum_u\sum_d\Big\{\frac{m_u^2}{2M_\chi^2}(1-\frac{m_u^2-m_d^2}{M_W^2})\Big[X_1^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;m_u^2,m_d^2)$$

$$-X_0^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;m_u^2,m_d^2)\Big]+\frac{m_d^2}{2M_\chi^2}(1-\frac{m_d^2-m_u^2}{M_W^2})\Big[X_1^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;m_d^2,m_u^2)$$

$$-X_0^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;m_d^2,m_u^2)\Big]-\frac{m_u^2+m_d^2}{2M_W^2}[1+I_0(-M_W^2,m_u^2,m_d^2)]\Big\}, \qquad (5.15)$$

$$F_{14}^{WW}=\frac{g^2}{16\pi^2}\Big\{-[\frac{1}{2}+\frac{r_W}{4}]X_1^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_W^2,M_\chi^2)+I_0(-M_W^2,M_W^2,M_\chi^2)$$

$$-\frac{1}{r_W}X_0^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_W^2,M_\chi^2)\Big\}, \qquad (5.16)$$

$$F_{15}^{WW}=\frac{g^2}{16\pi^2}\Big\{-\frac{3}{4}r_WX_1^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_\chi^2,M_W^2)+\frac{3}{8}r_WI_0(-M_\chi^2,M_\chi^2,M_\chi^2)$$

$$-\frac{3}{2}X_0^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_\chi^2,M_W^2)\Big\}, \qquad (5.17)$$

$$F_{21}^{WW}=\frac{g^2}{16\pi^2}\Big\{-[4R+\frac{1}{2}+\frac{r_W}{4}]X_t^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_W^2,M_Z^2)+2X_0^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_W^2,M_Z^2)$$

$$+(2R-\frac{3}{2})X_1^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_W^2,M_Z^2)\Big\}, \qquad (5.18)$$

$$F_{22}^{WW}=\frac{g^2}{16\pi^2}\Big\{-[4+\frac{1}{2R}+\frac{r_W}{4}]X_t^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_Z^2,M_W^2)+2X_0^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_Z^2,M_W^2)$$

$$+\frac{1}{2R}X_1^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_Z^2,M_W^2)\Big\}, \qquad (5.19)$$

$$F_{23}^{WW}=\frac{g^2}{16\pi^2}\sum_u\sum_d\Big\{\frac{m_u^2}{M_W^2}\Big[X_t^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;m_u^2,m_d^2)-\frac{1}{4}X_1^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;m_u^2,m_d^2)\Big]$$

$$+\frac{m_d^2}{M_W^2}\Big[X_t^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;m_d^2,m_u^2)-\frac{1}{4}X_1^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;m_d^2,m_u^2)\Big]\Big\}, \qquad (5.20)$$

$$F_{24}^{WW}=\frac{g^2}{16\pi^2}\Big\{-[\frac{1}{2}+\frac{r_W}{4}]X_t^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_W^2,M_\chi^2)+\frac{1}{2}X_1^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_W^2,M_\chi^2)\Big\},$$
$$(5.21)$$

$$F_{25}^{WW} = \frac{g^2}{16\pi^2}\left\{-\frac{3}{4}r_W X_t^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;M_\chi^2,M_W^2)\right\}, \qquad (5.22)$$

где m_u и m_d – массы верхних и нижних фермионов в дублете. Функции $X_1^{WW}(-M_\chi^2,-M_W^2;m_1^2,m_2^2) = -M_\chi^2 X_1(-M_\chi^2,-M_W^2,-M_W^2,m_1^2,m_2^2)$ даны в приложении Б формулами (Б.15) – (Б.20).

После выделения величины $(\alpha/8\pi)X$, а также входящего в $\mathbb{D}_1$ выражения (5.5) вклад контрчленов в формфактор F_1^{WW} имеет следующий вид:

$$F_{10}^{WW} = \frac{g^2}{16\pi^2}\Big[\,\frac{1}{2}\chi^F(-1) + W(-1) + W^F(-1) - \frac{1}{2}W(0)$$
$$+ \frac{5}{16}R(R+1) - \frac{11}{4} - \frac{9}{8}\,\frac{R}{1-R}\ln R\Big]. \qquad (5.23)$$

Величины $W(-1)$ и $W^F(-1)$ даны в работах [10] и [11].

На Рис.5 дана зависимость ширины этого распада W^{WW} от масс χ- бозона и t- кварка. С увеличением M_χ ширина быстро растет и достигает 356 ГэВ при M_χ=1000 ГэВ (m_t=130 ГэВ). Замечается некоторое возрастание ширины и при увеличении массы t- кварка. Сравнивая ширины разных каналов распада в таблице 1, видим, что если масса χ- бозона окажется больше $2M_W$, распад (1.4) будет доминирующим.

На Рис.6 даны поправки $\mathbb{D}_1$ и $\mathbb{D}_2$ в зависимости от массы χ- бозона при m_t= 130 ГэВ. Поправка $\mathbb{D}_1$ – кривая 1 – ведет себя подобно КЭД-поправке в распаде χ- бозона на фермионные пары. Около порога рождения W- бозонов она большая, но очень быстро уменьшается до 1÷2 % и в большом интервале масс χ- бозона остается почти неизменной. Поведение поправки $\mathbb{D}_2$ – кривая 2 – подобно поведению электрослабой поправки в том же распаде χ- бозона на фермионные пары, т.е. она растет очень быстро при больших массах χ- бозона. При $M_\chi \gg M_W$ и $\beta_W \longrightarrow 1$ поправка $\mathbb{D}_1$ выходит на константу (5.11), а $\mathbb{D}_2$ имеет следующий вид:

$$\mathbb{D}_{2as} = \frac{g^2}{16\pi^2}\Big[\Big(-\frac{3\sqrt{3}\pi}{4} + \frac{5}{24}\pi^2 + \frac{19}{8}\Big)r_W - \frac{1}{2}\ell n^2 r_W + \Big(2 - 2R - \frac{1}{2R}\Big)\ell n^2 r_Z$$
$$+ \Big(8R - \frac{15}{4} + \frac{5}{4R} - \frac{m_t^2}{2M_W^2}\Big)\ell n(r_W)\Big]. \qquad (5.24)$$

В (5.22) содержится тот же самый ведущий квадратично растущий член, что и в (4.15). Он отличается от квадратично растущего

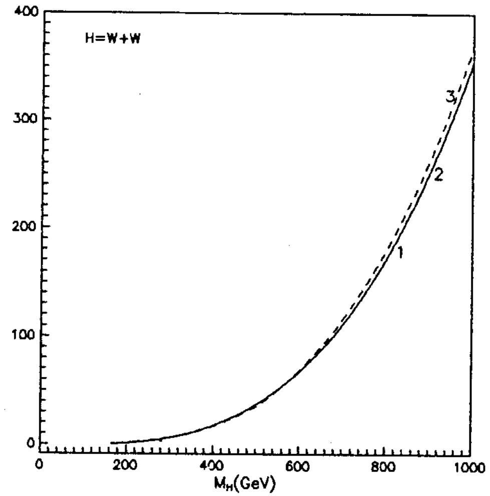

Рис.5. Ширина распада $\chi \longrightarrow W^- + W^+$ в ГэВ для m_t= 1) 90, 2) 130 и 3) 250 ГэВ.

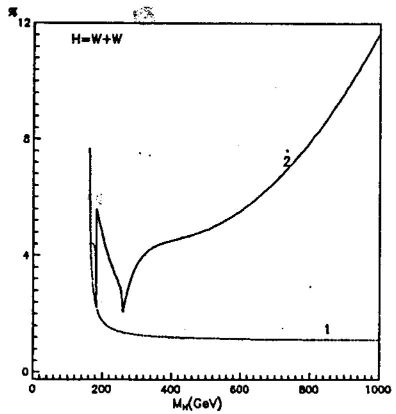

Рис.6. Поправка $\mathbb{D}_1$ – кривая 1 и поправка $\mathbb{D}_2$ – кривая 2 для m_t=130ГэВ.

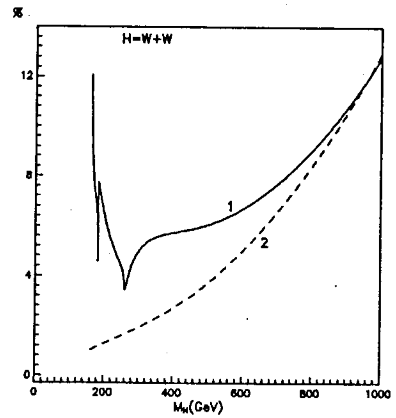

Рис.7. Полная поправка $\mathbb{D}$ – кривая 1, ее асимптотика $\mathbb{D}_{as}$ – кривая 2 для m_t=130ГэВ.

члена Вельтмана [12] в соответствующей формуле (3.3) [3] для электрослабой поправки в распаде χ-бозона на фермионные пары. На Рис.7 можно сравнить полную поправку $\mathbb{D}=\mathbb{D}_1+\mathbb{D}_2$ – кривая 1, с поправкой $\mathbb{D}_{as}=\mathbb{D}_{1as}+\mathbb{D}_{2as}$ – кривая 2, взятой в пределе $M_\chi \gg M_W$, при $m_t=$ 130 ГэВ. Как видно, при больших M_χ формула (5.24) довольно хорошо описывает электрослабую поправку $\mathbb{D}_2$, входящую в $\mathbb{D}$.

Ниже приводится таблица ширин в ГэВ для всех каналов распада χ- бозона для некоторых значений M_χ при m_t=130 ГэВ, M_Z=91.174 ГэВ:

Таблица 1

M_χ (ГэВ)	50	100	200	500	1000
$W^{\gamma\gamma}$	$4.31\ 10^{-7}$	$3.95\ 10^{-6}$	$7.23\ 10^{-5}$	$2.65\ 10^{-5}$	$2.80\ 10^{-4}$
$W^{Z\gamma}$		$1.15\ 10^{-7}$	$2.33\ 10^{-4}$	$4.93\ 10^{-4}$	$5.32\ 10^{-4}$
W^{ZZ}			0.39	17.90	177.06
W^{WW}			1.12	37.31	356.17
W^{ff}	$1.77\ 10^{-3}$	$3.21\ 10^{-3}$	$5.78\ 10^{-3}$	11.83	31.78
W^{tot}	$1.77\ 10^{-3}$	$3.21\ 10^{-3}$	1.51	67.05	565.01

Приложение А. Фейнмановские диаграммы, рассматриваемые в работе.

Рис.8. Распад χ-бозона на: а) два фотона; б) Z-бозон и фотон; в) два Z-бозона.

Рис.9. Остальные диаграммы распада χ-бозона на два Z-бозона.

Рис.10. Распад χ-бозонов в пару W-бозонов: а) тормозное излучение фотона; б) однопетлевые диаграммы: б.1), б.2), б.3), б.4) и б.5).

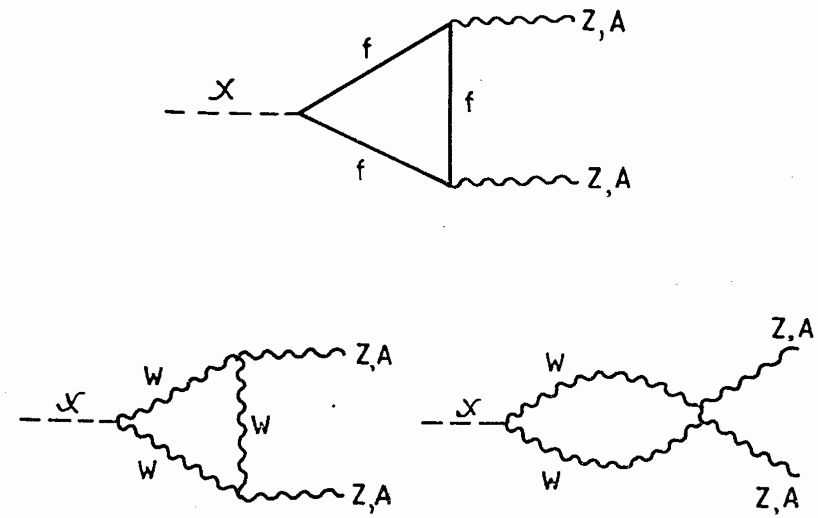

Рис.8. а) A+A, б) A+Z, в) Z+Z.

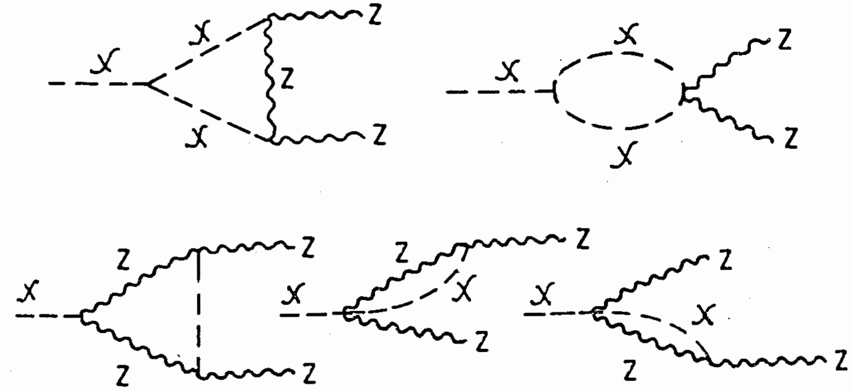

Рис.9

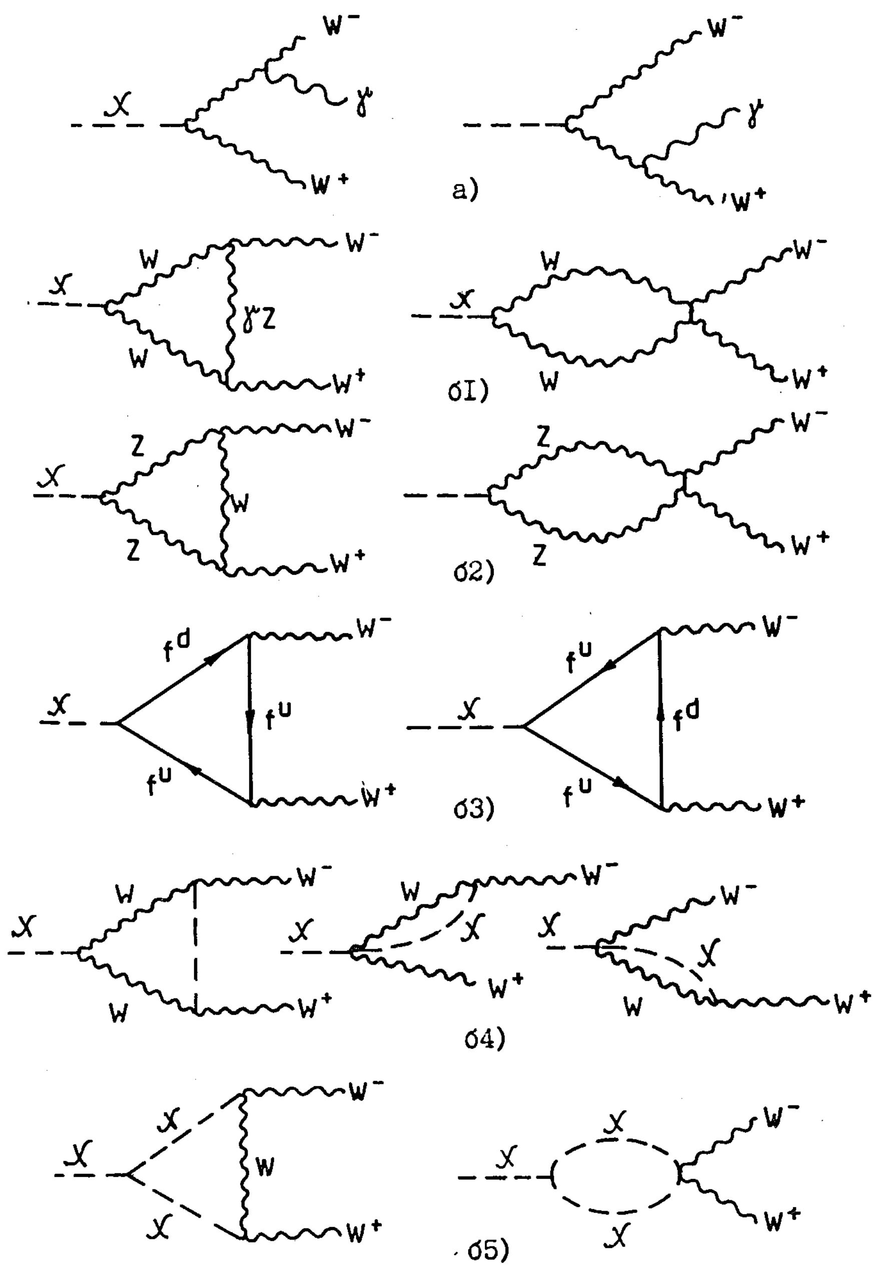

Рис.I0

Приложение Б. Функции, используемые в работе.

$$J(q^2,m_1^2,m_2^2) = \int_0^1 dx \frac{1}{x(1-x)q^2 + x\, m_1^2 + (1-x)m_2^2}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \left[\ln\frac{\sqrt{\lambda}+u}{\sqrt{\lambda}-u} + \ln\frac{\sqrt{\lambda}+v}{\sqrt{\lambda}-v} \right], \qquad (Б.1)$$

где $\lambda = q^4+2q^2(m_1^2+m_2^2-2i\varepsilon)+(m_1^2-m_2^2)^2$, $u = q^2+m_1^2-m_2^2$, $v = q^2+m_1^2-m_2^2$.

$$L(q^2,m_1^2,m_2^2) = \lambda\, J(q^2,m_1^2,m_2^2). \qquad (Б.2)$$

$$I_0(q^2,m_1^2,m_2^2) = \int_0^1 dx\, \ln\left[\frac{1}{M_W^2}\left(x(1-x)q^2+xm_1^2+(1-x)m_2^2\right)\right]$$

$$= \ln\frac{m_1m_2}{M_W^2} - 2 - \frac{m_1^2-m_2^2}{2q^2}\ln\frac{m_1^2}{m_2^2} + \frac{1}{2q^2}L(q^2,m_1^2,m_2^2). \qquad (Б.3)$$

$$I_1(q^2,m_1^2,m_2^2) = \int_0^1 x\,dx\, \ln\left[\frac{1}{M_W^2}\left(x(1-x)q^2+xm_1^2+(1-x)m_2^2\right)\right]$$

$$= \frac{1}{2}\ln\frac{m_1m_2}{M_W^2} - 1 - \frac{m_1^2-m_2^2}{2q^2} - \left(\frac{m_1^2}{2q^2} + \frac{(m_1^2-m_2^2)^2}{4q^4}\right)\ln\frac{m_1^2}{m_2^2}$$

$$+ \left(1 + \frac{m_1^2-m_2^2}{q^2}\right)\frac{1}{4q^2} L(q^2,m_1^2,m_2^2) \qquad (Б.4)$$

$$I_3(q^2,m_1^2,m_2^2) = \int_0^1 x(1-x)dx\, \ln\left[\frac{1}{M_W^2}\left(x(1-x)q^2 + x\, m_1^2 + (1-x)m_2^2\right)\right]$$

$$= \frac{1}{6}\ln\frac{m_1m_2}{M_W^2} - \frac{5}{18} + \frac{m_1^2+m_2^2}{3q^2} + \frac{(m_1^2-m_2^2)^2}{3q^4} + \left(\frac{m_1^4-m_2^4}{4q^4} + \frac{(m_1^2-m_2^2)^3}{6q^6}\right)\ln\frac{m_1^2}{m_2^2}$$

$$+ \left(\frac{1}{12} - \frac{m_1^2+m_2^2}{12q^2} - \frac{(m_1^2-m_2^2)^2}{6q^4}\right)\frac{1}{q^2} L(q^2,m_1^2,m_2^2) \qquad (Б.5)$$

$$I_2(q^2,m_1^2,m_2^2) = q^2 I_3(q^2,m_1^2,m_2^2) + m_1^2 I_1(q^2,m_1^2,m_2^2) + m_2^2 I_1(q^2,m_2^2,m_1^2) \qquad (Б.6)$$

Функции, характерные для массивных вершинных диаграмм Фейнмана с одной петлей и тремя внешними линиями, в которые одна из частиц входит с импульсом q, а две другие выходят с импульсами k_1 и k_2, обозначаем через $X_1(q^2,k_1^2,k_2^2,m_1^2,m_2^2)$. Скалярный фейнмановский интеграл имеет следующий вид:

$$\frac{16\pi^2}{i}\int\frac{d^n p}{(2\pi)^n}\ \frac{1}{[(p+k_1)^2+m_1^2][(p-k_2)^2+m_1^2][p^2+m_2^2]} =$$

$$=\chi_0(q^2,k_1^2,k_2^2,m_1^2,m_2^2). \qquad (\text{Б.7})$$

Нам понадобится также следующий фейнмановский интеграл:

$$\varepsilon_\alpha(k_2)\varepsilon_\beta(k_1)\ \frac{16\pi^2}{i}\int\frac{d^n p}{(2\pi)^n}\ \frac{(p^2+m_2^2)\delta_{\alpha\beta}-4p_\alpha p_\beta}{[(p+k_1)^2+m_1^2][(p-k_2)^2+m_1^2][p^2+m_2^2]} =$$

$$=2\varepsilon_\alpha(k_2)\varepsilon_\beta(k_1)\Big(2k_{1\alpha}k_{2\beta}\chi_t(q^2,k_1^2,k_2^2,m_1^2,m_2^2)\ +\delta_{\alpha\beta}\Big[-\ \tfrac{1}{2}I_0(q^2,m_1^2,m_1^2)$$

$$+\ \chi_1(q^2,k_1^2,k_2^2,m_1^2,m_2^2)\Big]\Big), \qquad (\text{Б.8})$$

где $2k_1k_2= q^2- k_1^2- k_2^2$. Когда $k_1^2=0$ или $k_2^2=0$ и, соответственно, $m_1=m_2=m$, имеет место следующая связь:

$$\chi_1(q^2,k_1^2,0,m^2,m^2)\ -\tfrac{1}{2}I_0(q^2,m^2,m^2)\ =\ -2(k_1k_2)\chi_t(q^2,k_1^2,0,m^2,m^2). \qquad (\text{Б.9})$$

Рассмотрим несколько интересующих нас случаев:

а) $k_1^2=k_2^2=0$, $m_1=m_2=m$, $a^2=1+4(m^2-i\varepsilon)/q^2$.

$$\chi_0(q^2,0,0,m^2,m^2)=\ \int_0^1 x dx\int_0^1 dy\ \frac{1}{x(1-x)yq^2+\ m^2}\ =\ \frac{1}{2q^2}(\ln\frac{a+1}{a-1})^2, \qquad (\text{Б.10})$$

$$\chi_t(q^2,0,0,m^2,m^2)=\ \int_0^1 x dx\int_0^1 dy\ \frac{x(1-x)y}{x(1-x)yq^2+\ m^2}$$

$$=\frac{1}{2q^2}[1-2m^2\chi_0(q^2,0,0,m^2,m^2)]. \qquad (\text{Б.11})$$

б) $k_2^2=0$, $m_1=m_2=m$, $\kappa=1-k_1^2/q^2$, $b^2=1+4(m^2-i\varepsilon)/k_1^2$.

$$\chi_0(q^2,k_1^2,0,m^2,m^2)=\ \int_0^1 x dx\int_0^1 dy\ \frac{1}{x(1-x)yq^2+x(1-x)(1-y)k_1^2+m^2}$$

$$=\ \frac{1}{2q^2\kappa}\ [(\ln\frac{a+1}{a-1})^2\ -\ (\ln\frac{b+1}{b-1})^2]. \qquad (\text{Б.12})$$

$$\chi_t(q^2,k_1^2,0,m^2,m^2)=\ \int_0^1 x dx\int_0^1 dy\ \frac{x(1-x)y}{x(1-x)yq^2+x(1-x)(1-y)k_1^2+m^2}$$

$$=\frac{1}{2q^2\kappa}[1-2m^2\chi_0(q^2,k_1^2,0,m^2,m^2)-k_1^2\chi_1(q^2,k_1^2,0,m^2,m^2)], \qquad (\text{Б.13})$$

$$\chi_1(q^2,k_1^2,0,m^2,m^2)=\ \frac{1}{q^2\kappa}[I_0(q^2,m^2,m^2)\ -\ I_0(k_1^2,m^2,m^2)]. \qquad (\text{Б.14})$$

в) $k_1^2\ =\ k_2^2\ =\ k^2$, $2k_1k_2=\ q^2\ -\ 2k^2$, $\beta^2=\ 1\ -\ 4k^2/q^2$, $\beta^2\geq0$

$$\chi_0(q^2,k^2,k^2,m_1^2,m_2^2)=\ \int_0^1 x dx\int_0^1 dy\ \frac{1}{x^2y(1-y)q^2+x(1-x)k^2+xm_1^2+(1-x)m_2^2}$$

$$=\ \frac{2}{q^2\beta}\Big[\ \frac{1}{4}\ln^2(\frac{\alpha\beta+\beta^2+\sigma}{\alpha\beta-\beta^2-\sigma})\ \ +Li_2\Big(\frac{\sigma+\beta\tau}{(1+\beta)[\sigma+\beta^2+\alpha\beta]}\Big)+Li_2\Big(\frac{\sigma-\beta\tau}{(1+\beta)[\sigma+\beta^2+\alpha\beta]}\Big)$$

$$+Li_2\Big(\frac{\sigma+\beta\tau}{(1+\beta)[\sigma+\beta^2-\alpha\beta]}\Big)+Li_2\Big(\frac{\sigma-\beta\tau}{(1+\beta)[\sigma+\beta^2-\alpha\beta]}\Big)\ \ -Li_2\Big(\frac{\sigma+\beta\tau}{(1+\beta)(\sigma+\beta\eta)}\Big)$$

$$-Li_2\Big(\frac{\sigma-\beta\tau}{(1+\beta)(\sigma+\beta\eta)}\Big)-Li_2\Big(\frac{\sigma+\beta\tau}{(1+\beta)(\sigma-\beta\eta)}\Big)-Li_2\Big(\frac{\sigma-\beta\tau}{(1+\beta)(\sigma-\beta\eta)}\Big)$$

$$-\frac{1}{4}\ln^2(\frac{\beta\eta+\sigma}{\beta\eta-\sigma})\Big], \qquad (\text{Б.15})$$

где положено $\alpha^2=1+4(m_1^2-i\varepsilon)/q^2$, $\eta^2=4(m_2^2-i\varepsilon)/q^2$, $2\sigma=\alpha^2-\beta^2-\eta^2$, $\tau^2=\sigma^2+(1-\beta^2)\varepsilon^2$, причем имеем $\sigma^2-\beta^2\tau^2=\ (1-\beta^2)[(\sigma+\beta^2)^2-(\alpha\beta)^2]$ $=(1-\beta^2)[\sigma^2-(\beta\eta)^2]$; $Li_2(x)$ – дилогарифмическая функция

$$Li_2(x)=-\int_0^x\frac{dt}{t}\ln(1-t). \qquad (\text{Б.16})$$

$$\chi_1(q^2,k^2,k^2,m_1^2,m_2^2)=\ \int_0^1 x dx\int_0^1 dy\ \frac{x}{x^2y(1-y)q^2+x(1-x)k^2+xm_1^2+(1-x)m_2^2}$$

$$=\frac{2}{q^2\beta^2}[I_0(q^2,m_1^2,m_1^2)-I_0(k^2,m_1^2,m_2^2)-\frac{\sigma}{2}q^2\chi_0(q^2,k^2,k^2,m_1^2,m_2^2)], \qquad (\text{Б.17})$$

$$\chi_l(q^2,k^2,k^2,m_1^2,m_2^2)=$$

$$=\int_0^1 x dx\int_0^1 dy\ \ln[\frac{1}{M_W^2}(x^2y(1-y)q^2+x(1-x)k^2+xm_1^2+(1-x)m_2^2)]=\ -\frac{1}{2}$$

$$+\frac{1}{2}I_0(q^2,m_1^2,m_1^2)+\frac{\eta^2}{4}\ q^2\chi_0(q^2,k^2,k^2,m_1^2,m_2^2)+\frac{\sigma}{4}q^2\chi_1(q^2,k^2,k^2,m_1^2,m_2^2) \qquad (\text{Б.18})$$

$$\chi_t(q^2,k^2,k^2,m_1^2,m_2^2)=\ \int_0^1 x dx\int_0^1 dy\ \frac{x^2y(1-y)}{x^2y(1-y)q^2+x(1-x)k^2+xm_1^2+(1-x)m_2^2}$$

$$=\frac{1}{2}I_1(k^2,m_1^2,m_2^2)-\frac{1}{2}\chi_l(q^2,k^2,k^2,m_1^2,m_2^2)+\frac{1}{4}q^2\chi_2(q^2,k^2,k^2,m_1^2,m_2^2) \qquad (\text{Б.19})$$

$$\chi_2(q^2,k^2,k^2,m_1^2,m_2^2)=\frac{2}{q^2\beta^2}[I_0(q^2,m_1^2,m_1^2)-I_1(k^2,m_1^2,m_2^2)$$

$$-\chi_l(q^2,k^2,k^2,m_1^2,m_2^2)-\frac{\sigma}{2}q^2\chi_1(q^2,k^2,k^2,m_1^2,m_2^2)] \qquad (\text{Б.20})$$

г) $k_1^2 = k_2^2 = -m_1^2$, $m_2=0$; $k_y=-yk_1+(1-y)k_2$, $-k_y^2= y(1-y)q^2 + m_1^2$.

$$X_0(q^2,-m_1^2,-m_1^2,m_1^2,0)=\int_0^1 \frac{dy}{-k_y^2}\left[P_{IR} + \frac{1}{2}\ln\left[\frac{1}{M_W^2}(-k_y^2)\right]\right]$$

$$= J(q^2,m_1^2,m_1^2)P_{IR} + \frac{1}{2}K(q^2,m_1^2,m_1^2), \qquad (Б.21)$$

где P_{IR} - инфракрасная расходимость.

$$X_1(q^2,-m_1^2,-m_1^2,m_1^2,0)= \frac{1}{2}I_0(q^2,m_1^2,m_1^2)- \frac{1}{2}. \qquad (Б.22)$$

$$X_t(q^2,-m_1^2,-m_1^2,m_1^2,0)= \frac{1}{2} - \frac{1}{2}m_1^2 J(q^2,m_1^2,m_1^2). \qquad (Б.23)$$

Литература.

1. CDF Collaboration, K. Sliwa, talk at the Moriond meeting, Les Arcs, March 11-17, 1990. J. Ellis and G.L.Fogli, Phys. Lett., B249, 543 (1990).
2. DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Nucl.Phys. B342, 1 (1990); ALEPH Collaboration, D. Decamp et al., Phys.Lett., B246, 306 (1990); L3 Collaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett.,B248, 203 (1990); OPAL Collaboration, M.Z. Akrawy et al., Phys.Lett., B253, 511 (1991).
3. Д.Ю.Бардин, Б.М.Виленский и П.Х.Христова, Ядерная физика, т.53, 240 (1991).
4. J.Ellis, M.K.Gaillard and D.V.Nanopoulos, Nucl.Phys.,B106, 292 (1976).
5. Вайнштейн, М.Б.Волошин, В.И.Захаров, М.А.Шифман, Ядерная физика, т.30, 1368(1979); Sov.J.Nucl.Phys., 30, 711(1979).
6. Z Physics at LEP1, CERN 89-08, v.2, p.59, Geneva 1989.
7. R.N.Cahn, M.S.Chanowitz and N.Fleishon, Phys.Lett., 82B, 113 (1979).
8. J.Gunion, G.L.Kane and J.Wudka, Nucl.Phys.,B299,231(1988).
9. J.Fleischer and F.Jegerlehner, Phys.Rev.,D23,2001(1981).
10. D.Yu.Bardin, P.Ch.Christova, O.M.Fedorenko, Nucl.Phys., B197, 1, (1982).
11. A.A.Akhundov, D.Yu.Bardin, T.Riemann, Nucl.Phys., B276,1 (1986).
12. M.Veltman, Acta Phys.Pol., B8, 475, (1977).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 марта 1991 года.

Бардин Д.Ю., Виленский Б.М., Христова П.Х. P2-91-140

Вычисление ширины распада хиггсовского бозона на бозонные пары

Вычислены ширины распада хиггсовского бозона на бозонные пары: $\gamma\gamma$, $Z\gamma$, ZZ, W^+W^- в однопетлевом приближении стандартной теории электрослабых взаимрдействий. Результаты даны в виде точных аналитических выражений через дилогарифмы от комплексного аргумента. Исследована зависимость ширин от неизвестных параметров теории: масс бозона Хиггса и топ-кварка.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод авторов

Bardin D.Yu., Christova P.Ch., Vilensky B.M. P2-91-140

Calculation of the Higgs Boson Decay Widths into Boson Pairs

The decay widths of the Higgs boson into $\gamma\gamma$, $Z\gamma$, ZZ and W^+W^- are calculated on the one-loop level of the electroweak theory. Exact analytic formulae in terms of complex-valued dilogarithms are obtained. The dependence of the decay widths on the Higgs boson mass and on the top-quark mass are investigated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1991