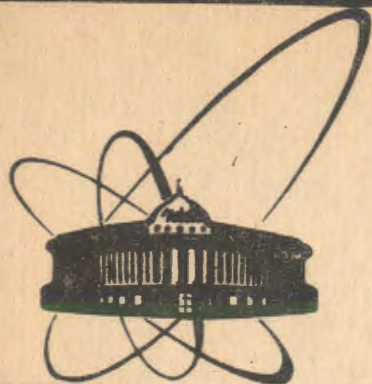


90-287



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б-247

P2-90-287

Д.Ю.Бардин, Б.М.Виленский¹, П.Х.Христова²

ВЫЧИСЛЕНИЕ ШИРИНЫ РАСПАДА
ХИГГСОВСКОГО БОЗОНА
НА ФЕРМИОННЫЕ ПАРЫ

¹ Симферопольский государственный университет

² ВПИ, г.Шумен, НРБ

1990

1. Введение

Стандартная модель электрослабых взаимодействий Глешоу-Вайнберга-Салама [1] имеет на сегодняшний день целый ряд блестящих экспериментальных подтверждений своих предсказаний [2]. Тем не менее в теории существует ряд проблем, не позволяющих на данном этапе считать ее истинно физической теорией, т.е. теорией, описывающей только реально существующие объекты. Из этих проблем наиболее актуальными являются вопрос о существовании t -кварка и вопрос об истинной природе механизма спонтанного нарушения $SU(2) \times U(1)$ калибровочной симметрии. Общепринятый механизм Хиггса [3] требует существования нейтрального скалярного бозона — бозона Хиггса — слабо взаимодействующего с векторными калибровочными бозонами и с фермионами. Поэтому в первую очередь ждет разрешения вопрос о существовании бозона Хиггса.

Поскольку теория не может предсказать массы χ -бозона и t -кварка, то их приходится варьировать в некоторых допустимых пределах. По имеющимся на сегодня данным нижний экспериментальный предел на массу t -кварка — 77 ГэВ [4]. Совместный теоретический анализ данных экспериментов при высоких и низких энергиях накладывает следующие ограничения: $95 < m_t < 160$ ГэВ [5]. Так что, как видно, масса t -кварка "зажата" в довольно узком интервале, и можно смело сказать, что обнаружение его — дело времени. Иначе обстоит дело с бозоном Хиггса. Последние экспериментальные данные, полученные на LEP [6], дают ограничение снизу на массу χ -бозона 24 ГэВ. Верхняя граница, определяемая из теоретических соображений, порядка 1 ТэВ. Такой большой диапазон изменения массы бозона Хиггса весьма затрудняет его поиск.

На первом этапе работы ускорителя LEP наиболее вероятно обнаружить бозон Хиггса по его распадам в фермионные пары:

$$\chi \longrightarrow f \bar{f}. \quad (1.1)$$

В связи с этим становится актуальным тщательное исследование данного распада. Несмотря на имеющуюся обширную литературу по

этому вопросу (см., например, [2,7,8,9,10]), некоторые аспекты этой проблемы все еще не выяснены. Так, например, до сих пор не были полностью вычислены электрослабые поправки к ширине исследуемого распада, имеющие, как известно, нетривиальное поведение в пределе больших масс Хиггсовского бозона [11]. Не были получены точные выражения для ширины распада (1.1) с учетом всех поправок, как это было сделано для фермионных распадов W - и Z - бозонов [12,13].

В данной работе вычисляется ширина распада бозона Хиггса на фермионные пары с учетом однопетлевых электрослабых и квантово - хромодинамических (КХД) поправок. Приводятся точные выражения для всех поправок и исследуется их поведение в зависимости от масс χ - бозона и t - кварка. Обсуждаются некоторые специфические особенности, связанные с появлением в квантово-электродинамической (КЭД) части поправки массовых сингулярностей. Демонстрируется, что в пределе $M_\chi \gg M_W$ выражение для электрослабой поправки содержит асимптотический квадратично растущий член, найденный ранее Вельтманом [11]. Полученные результаты представлены в графическом виде.

Все вычисления проводились в унитарной калибровке. Использовалась схема перенормировок на массовой поверхности.

Лагранжиан взаимодействия бозона Хиггса с фермионами имеет вид

$$L_{int} = - \frac{g m}{2 M_W} \bar{f} f \chi, \quad (1.2)$$

где m - масса фермиона, M_W - масса W - бозона, f - фермионное поле, χ - скалярное поле Хиггса.

В низшем - борновском приближении ширина распада (1.1) выражается формулой

$$W_0 = c \frac{G_F}{4\sqrt{2}\pi} M_\chi^2 m^2 \beta^3, \quad (1.3)$$

где c - цветовой фактор, равный 1 для лептонов и 3 для кварков, $\beta = (1 - 4m^2/M_\chi^2)^{1/2}$ - скорость вылетающих фермионов, $G_F = 1,166389 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$ - константа Ферми, взятая из мюонного распада [14].

Ширину с учетом однопетлевых электрослабых поправок определим через соответствующий формфактор F^χ следующим образом:

$$W_1 = W_0 (F^\chi)^2 \approx W_0 (1 + 2(F^\chi - 1)). \quad (1.4)$$

Диаграммы, дающие вклад в F^χ , приведены в приложении А (рис. 6,8). Выделим в F^χ вклад от диаграмм с излучением виртуального фотона - F_A^χ , а вклад от оставшихся диаграмм обозначим через F_{EW}^χ :

$$F^\chi = F_A^\chi + F_{EW}^\chi. \quad (1.5)$$

Определим ширину распада (1.1) с учетом однопетлевых электрослабых поправок и КХД - поправки следующим образом:

$$W = \sum_f W_f. \quad (1.6)$$

Парциальную ширину W_f определим как

$$W_f = W_0 \left(1 + \frac{\alpha}{\pi} Q_f^2 \delta^{QED} \right) \left(1 + \frac{\alpha}{\pi} \delta^{EW} \right) \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{4}{3} \delta^{QCD} \right), \quad (1.7)$$

где через δ^{QED} обозначена КХД - поправка, а электрослабые поправки δ^{QED} и δ^{EW} связаны с соответствующими формфакторами следующим образом:

$$\frac{\alpha}{\pi} \delta^{EW} = 2 \left(F_{EW}^\chi - 1 \right), \quad (1.8)$$

$$\delta^{QED} = \delta^v + \delta^{v, \text{врем}}, \quad (1.9)$$

вершинная часть КЭД - поправки δ^v выражается через F_A^χ :

$$\frac{\alpha}{\pi} Q_f^2 \delta^v = 2 F_A^\chi. \quad (1.10)$$

Подчеркнем, что определенная в (1.9) КЭД - поправка является калибровочно-инвариантной. В нее дают вклад вершинная диаграмма с излучением виртуального фотона, с соответствующими контрчленными диаграммами (Пр.А, рис.6) и диаграммы с излучением реального фотона (Пр.А, рис.7).

2. КЭД — поправка

Вклад вершинной части КЭД — поправки представим в виде

$$F_A^{\mathcal{X}} = -ie^2 Q_f^2 \int \frac{d^n p}{(2\pi)^n} \gamma_\alpha \frac{(\hat{k}_1 - \hat{p} + im)(\hat{k}_2 - \hat{p} + im)}{(p^2 - 2pk_1)(p^2 - 2pk_2)} \frac{1}{p^2} \gamma_{\alpha+c.t.}, \quad (2.1)$$

где k_1 и k_2 — импульсы конечных фермионов, а p — импульс виртуального фотона. После взятия интеграла в (2.1) имеем

$$F_A^{\mathcal{X}} = \frac{\alpha}{2\pi} Q_f^2 \delta^v = \frac{\alpha}{2\pi} Q_f^2 \left[3 - 4P - 2 \ln \frac{m^2}{\mu^2} + (M_\chi^2 - 2m^2) J(-M_\chi^2, m^2, m^2) P_{IR} + \frac{1}{2} (M_\chi^2 - 2m^2) K(-M_\chi^2, m^2, m^2) - 2m^2 J(-M_\chi^2, m^2, m^2) \right] + c.t., \quad (2.2)$$

где $P = \frac{1}{n-4} + \frac{1}{2} \gamma - \ln 2\sqrt{\mu}$ — полюсный ультрофиолетово-расходящийся член; γ — постоянная Эйлера; μ — параметр размерности массы; $P_{IR} = P$ — полюсный фактор инфракрасного происхождения. Функции J и K приведены в приложении Б.

Производя перенормировку в рамках квантовой электродинамики, свяжем "голые" величины с физическими следующим образом:

$$m_0 = m + \delta m, \quad (2.3a)$$

$$f_0 = Z_f^{1/2} f.$$

С другой стороны, перенормируем юкавскую константу связи

$$g_Y = \frac{gm}{2M_\chi} :$$

$$g_{Y0} = g_Y Z_{g_Y} Z_f^{-1}. \quad (2.3b)$$

Получаем

$$c.t. = Z_{g_Y} - 1 = Z_f - 1 + \frac{\delta m}{m}, \quad (2.4)$$

где

$$Z_f - 1 = \frac{\alpha}{2\pi} Q_f^2 \left[P + 2P_{IR} + \frac{3}{2} \ln \frac{m^2}{\mu^2} - 2 \right], \quad (2.5)$$

$$\frac{\delta m}{m} = \frac{\alpha}{2\pi} Q_f^2 \left[3P + \frac{3}{2} \ln \frac{m^2}{\mu^2} - 2 \right]. \quad (2.6)$$

Из (2.2), (2.4) — (2.6) для δ^v получаем выражение

$$\delta^v = -1 + \ln \frac{m^2}{\mu^2} + (2 + (M_\chi^2 - 2m^2) J(-M_\chi^2, m^2, m^2)) P_{IR} + \frac{1}{2} (M_\chi^2 - 2m^2) K(-M_\chi^2, m^2, m^2) - 2m^2 J(-M_\chi^2, m^2, m^2), \quad (2.7)$$

которое содержит инфракрасные расходимости. Устранение инфракрасных расходимостей производится после учета в КЭД — поправке вклада от тормозного излучения фотона — δ^{BREM} . Очевидно, что инфракрасные расходимости содержатся лишь в области излучения мягких фотонов. Поэтому при вычислении δ^{BREM} производилось разбиение фазового объема фотонов по энергии посредством введения искусственного параметра обрезания, который, естественно, не входит в конечный результат. Выделение инфракрасных расходимостей в δ^{BREM} производилось методом размерной регуляризации. Окончательное выражение для δ^{BREM} имеет вид

$$\delta^{BREM} = \left[-2 - (M_\chi^2 - 2m^2) J(-M_\chi^2, m^2, m^2) \right] P_{IR} - \ln \frac{m^2}{\mu^2} + 3 \ln \frac{m^2}{M_\chi^2} - 4 \ln \beta - \frac{1}{2} (M_\chi^2 - 2m^2) K(-M_\chi^2, m^2, m^2) + \frac{13}{4} - \frac{3}{2} \frac{m^2}{M_\chi^2} \frac{1}{\beta^2} - \left(\frac{3}{4} + \frac{3}{2} \frac{m^4}{M_\chi^4 \beta^2} \right) M_\chi^2 \times J(-M_\chi^2, m^2, m^2) + (M_\chi^2 - 2m^2) J(-M_\chi^2, m^2, m^2) \left(2 \ln \beta - \frac{3}{2} \ln \frac{m^2}{M_\chi^2} \right) + \left(1 - 2 \frac{m^2}{M_\chi^2} \right) \frac{1}{\beta} \left[3 \ln^2 \left(\frac{1-\beta}{1+\beta} \right) + 2 \text{Li}_2 \left(\frac{(1-\beta)^2}{(1+\beta)^2} \right) + 4 \text{Li}_2 \left(\frac{1-\beta}{1+\beta} \right) \right]. \quad (2.8)$$

Суммируя (2.7) и (2.8), получаем окончательное выражение для КЭД- поправки к ширине распада бозона Хиггса на пару фермионов

$$\delta_{\text{QED}} = \frac{9}{4} - \frac{3}{2} \frac{m^2}{M_\chi^2} \frac{1}{\beta^2} - \left(\frac{3}{4} + 2 \frac{m^2}{M_\chi^2} + \frac{3}{2} \frac{m^4}{M_\chi^4} \frac{1}{\beta^2} \right) M_\chi^2 J(-M_\chi^2, m^2, m^2) + \left(\frac{1}{2} (M_\chi^2 - 2m^2) J(-M_\chi^2, m^2, m^2) - 1 \right) (4 \ln \beta - 3 \ln \frac{m^2}{M_\chi^2}) + (1 - \frac{m^2}{M_\chi^2}) \frac{1}{\beta} \left[3 \ln^2 \left(\frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right) + 2 \text{Li}_2 \left(\frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right)^2 + 4 \text{Li}_2 \left(\frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right) \right]. \quad (2.9)$$

В пределе $m \ll M_\chi$ ($\beta \rightarrow 1$) имеем

$$\delta_{\text{QED}} = \frac{9}{4} + \frac{3}{2} \ln \frac{m^2}{M_\chi^2}. \quad (2.10)$$

Отсюда видно наличие в КЭД - поправке логарифмической массовой сингулярности. Результат (2.9) и, как следствие, (2.10) был получен впервые в [7], а затем воспроизведен в [8]. Однако он не совпадает с выражением ($\delta^{\text{BREM}} = 5/4$), приводимым в более поздней работе [9], в которой отсутствие в КЭД - поправке массовой сингулярности ошибочно принимается за критерий правильности расчета. Впрочем, легко убедиться, что приводимый в [9] вклад от перенормированной вершины не относится к рассматриваемому распаду, а соответствует распаду виртуального фотона на фермионную пару.

Обсудим появляющийся в предельном выражении (2.10) член, содержащий логарифмическую массовую сингулярность. Прежде всего отметим, что, как было показано в [7], его наличие не приводит к нарушению теоремы Киношита - Ли - Науенберга [15,16]. Легко видеть, что сумма вкладов тормозного излучения и вершины, с неперенормированной константой связи, свободна от массовых сингулярностей. Таким образом, появление в (2.10) логарифмического члена является следствием перенормировки юквасской константы взаимодействия g_γ .

Рассмотрим более общий случай скалярного взаимодействия произвольного нейтрального бозона с фермионами. Лагранжиан

взаимодействия запишем следующим образом:

$$L_{\text{int}} = -g \bar{\psi} \psi S, \quad (2.11)$$

где g - произвольная юквасская константа; S - произвольное скалярное поле. Осуществляя перенормировку аналогично (2.3), фиксируем контрчлены естественным условием равенства нулю на массовой поверхности суммы их вкладов с вершиной:

$[V(0) + \text{c.t.}]_{k^2=0} = 0$. Тогда обнаруживается интересная связь между константами перенормировки:

$$Z_g = Z_f + \frac{\delta m}{m} + \text{const}. \quad (2.12)$$

Откуда видно, что какова бы ни была юквасская константа в случае скалярной вершины, ее перенормировка всегда влечет за собой перенормировку массы, что в свою очередь приводит к появлению в поправке массовой сингулярности. Однако если юквасская константа пропорциональна массе, что и имеет место в стандартной модели Глешоу-Вайнберга-Салама, то драматической ситуации не возникает, поскольку в полную ширину тогда войдет член δm , а не член $\delta m/m$, являющийся источником массовой сингулярности. А как видно из (2.6), $\delta m \rightarrow 0$ при $m \rightarrow 0$, и, следовательно, ширина распада не содержит логарифмических массовых сингулярностей. Продемонстрируем это следующим образом. Перепишем (2.6) в виде

$$\delta m = m \frac{\alpha}{2\pi} Q_f^2 Z_F + \delta m_f, \quad (2.13)$$

где

$$\delta m_f = m \frac{\alpha}{2\pi} Q_f^2 \left[\frac{3}{2} \ln \frac{m^2}{M_\chi^2} - 2 \right] \quad (2.14)$$

-конечная часть δm , причем $\delta m_f \rightarrow 0$, при $m \rightarrow 0$. Выделяя в (2.10) δm_f , запишем выражение для ширины распада (1.1) с КЭД - поправкой, не содержащей сингулярностей в пределе $m \ll M_\chi$:

$$W_f^{\text{QED}} \approx c \frac{G_F}{4\sqrt{2}\pi} M_\chi \tilde{m}^2 \beta^3 \left(1 + \frac{\alpha}{\pi} Q_f^2 \frac{17}{4} \right). \quad (2.15)$$

Здесь, $\tilde{m} = m + \delta m_f$ — бегущая масса.

Как видно из (2.4), в случае скалярного взаимодействия хиггсовского бозона с фермионами не выполняется равенство констант перенормировки заряда и волновых функций ($Z_g = Z_f$), которое в квантовой электродинамике являлось следствием выполнения тождества Уорда. Из (2.4) видно также, что именно член $\delta m/m$, являющийся источником массовой сингулярности, нарушает равенство констант перенормировки. Поэтому естественно предположить, что появление массовой сингулярности в поправке связано с нарушением этого равенства. Обращал внимание на возможность существования такой зависимости Киношита [15]. Мы рассмотрели еще три процесса, из изучения которых видно, что в рассматриваемых случаях нарушение равенства $Z_f = Z_g$ действительно приводит к появлению массовых сингулярностей. Связь между выполнением равенства констант перенормировки и появлением массовой сингулярности демонстрируется в приводимой ниже таблице.

Таблица 1

Процесс	L_{int}	СВЯЗЬ М/Д константами перенормировки	δ_{QED}
$\gamma^* \rightarrow f \bar{f} (\gamma)$	$-ieQ_f^2 \bar{f} \hat{A} f$	$Z_e = Z_f$	3 / 4
$\nu^* \rightarrow f \bar{f} (s)$	$-g_\nu \bar{f} \hat{V} f - g_s \bar{f} f s$	$Z_{g_\nu} = Z_f$	- 7 / 8
$s^* \rightarrow f \bar{f} (s)$	$-g \bar{f} f s$	$Z_g = Z_f + \frac{\delta m}{m} + const$	$-\frac{15}{4} - \frac{3}{2} \ln \frac{m}{M_\chi}$
$\chi \rightarrow f \bar{f} (\gamma)$	$-g_\gamma \bar{f} f \chi - ieQ_f^2 \bar{f} \hat{A} f$	$Z_{g_\gamma} = Z_f + \frac{\delta m}{m}$	$\frac{9}{4} + 3 \ln \frac{m}{M_\chi}$

Здесь через ν обозначена произвольная векторная частица, а через s — безмассовая скалярная частица.

3. Электрослабая поправка

В электрослабый формфактор распада F_{EW}^χ дают вклад вершинные диаграммы, изображенные на рис.8 в приложении А. Вклад этих диаграмм имеет вид

$$\begin{aligned}
 F_{EW}^\chi = & 1 + \frac{\alpha}{2\pi} \delta_{EW} = 1 + \frac{\alpha}{4\pi} \frac{1}{1-R} \left\{ \frac{1-R}{R} \left[(1-R) Q_f^2 - \frac{1}{2} |Q_f| \right] \left[-\ln R - 3 \right. \right. \\
 & + 4M_Z^2 \left(X_1(-M_\chi^2, M_Z^2, m^2) - 2X_0(-M_\chi^2, M_Z^2, m^2) \right) - 4m^2 X_1(-M_\chi^2, m^2, M_Z^2) \\
 & + 2(M_\chi^2 - 2m^2) X_0(-M_\chi^2, m^2, M_Z^2) - 4I_0(-m^2, m^2, M_Z^2) \left. \right] + \frac{1}{4R} \left[-\ln R - 1 \right. \\
 & - 2I_0(-m^2, m^2, M_Z^2) + \frac{m^2}{M_Z^2} I_1(-m^2, m^2, M_Z^2) + \left(1 - \frac{r_z}{2} \right) I_0(-M_\chi^2, M_Z^2, M_Z^2) \\
 & + m^2 \left(X_0(-M_\chi^2, m^2, M_Z^2) - 2X_1(-M_\chi^2, m^2, M_Z^2) \right) - (2M_Z^2 + m^2 r_z - 2m^2) \\
 & \times \left. \left(X_0(-M_\chi^2, M_Z^2, m^2) - X_1(-M_\chi^2, M_Z^2, m^2) \right) \right] + \frac{m^2}{M_W^2} \left[\left(m^2 + \frac{M_\chi^2}{4} \right. \right. \\
 & \times X_0(-M_\chi^2, m^2, M_\chi^2) - m^2 X_1(-M_\chi^2, m^2, M_\chi^2) + \frac{3}{4} M_\chi^2 \left(X_0(-M_\chi^2, M_\chi^2, m^2) \right. \\
 & + X_1(-M_\chi^2, M_\chi^2, m^2) \left. \left. \right] - \frac{1}{2} + \frac{m^2}{2} X_0(-M_\chi^2, m^2, M_W^2) - m_I^2 \left(1 + \frac{m^2 - m^2}{2M_W^2} \right. \right. \\
 & \times X_1(-M_\chi^2, m^2, M_W^2) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{r_W}{2} \right) I_0(-M_\chi^2, M_W^2, M_W^2) - (M_W^2 - m^2 + \frac{m^2}{2} r_W) \\
 & \times X_0(-M_\chi^2, M_W^2, m^2) - \left(\frac{3}{2} m^2 - \frac{1}{2} m^2 - M_W^2 - \frac{1}{4} (m^2 + m^2) r_W \right) X_1(-M_\chi^2, M_W^2, m^2) \\
 & - \left. \frac{m^2}{2M_W^2} I_0(-M_\chi^2, m^2, m^2) - \frac{m^2}{2M_W^2} I_1(-m^2, M_W^2, m^2) - \left(1 - \frac{m^2}{2M_W^2} \right) I_0(-m^2, m^2, M_W^2) \right] \left. \right\} \\
 & + (c.t.)_f.
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

В (3.1) использованы следующие обозначения: $R = \frac{M_W^2}{M_Z^2}$; $r_W = \frac{M_\chi^2}{M_W^2}$;

$r_Z = \frac{M_\chi^2}{M_Z^2}$; m_1 — масса виртуального фермиона (см. Пр.А, рис. 8а,

в). Функции I_0, I_1, X_0, X_1 приведены в приложении Б. Через (с.т.)_f обозначена конечная часть контрчленов. Контрчлены выражаются через константы перенормировки следующим образом:

$$\text{с.т.} = \frac{1}{m} Z_m - 1 + \frac{1}{2}(Z_\chi - 1)' - \frac{1}{2} \frac{\delta M_W^2}{M_W^2} + \frac{\delta g}{g}, \quad (3.2)$$

где обозначения и выражения для всех констант перенормировки взяты из работы [17]. В пределе $m \ll M_\chi$ из (3.1) получаем

$$\begin{aligned} \delta^{EW} \approx & \frac{1}{4(1-R)} \left[r_W \left(\frac{13}{8} - \frac{\sqrt{3}\pi}{4} \right) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{10}{r_W} \right) \ln r_W + \frac{1}{4R} \left(1 - \frac{10}{r_Z} \right) \ln r_Z \right. \\ & - \frac{1-R}{R} \left(2(1-R) Q_f^2 - |Q_f| \right) \left(\ln^2 r_Z - \frac{7\pi^2}{3} + \frac{4\pi}{\sqrt{r_Z}} \right) + \frac{3}{4} \left(\frac{r_W}{r_W-1} \ln r_W + \frac{\ln R}{1-R} \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{2R} - 1 \right) + \frac{m_t^2}{2M_W^2} \left(\ln^2 r_t - 3 \ln r_t + \frac{7}{2} - 3\pi^2 + \frac{4\pi}{\sqrt{r_t}} + 4 \text{Li}_2 \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2} \right) \right) \right], \end{aligned} \quad (3.3)$$

где $r_t = \frac{M_\chi^2}{m_t^2}$. Из (3.3) видна интересная особенность электрослабых поправок к ширине распада χ - бозона на фермионы — их квадратичный рост при больших массах Хиггсовского бозона. Заметим, что квадратичный рост поправок, т.е. первое слагаемое в (3.3), впервые был обнаружен Вельтманом [11], однако пренебрежение остальными слагаемыми, очевидно, допустимо лишь в области $M_\chi \gg M_W$. Как видно из рис.2, при массах χ - бозона порядка 600 ГэВ квадратичный рост EW — поправки еще мало заметен, т.к. основной вклад в нее дают логарифмические члены. Поэтому при средних массах бозона Хиггса недопустимо учитывать только первое слагаемое в (3.3). При меньших же массах бозона Хиггса приближение (3.3) сильно отличается от действительного поведения EW- поправки. Следовательно, если масса χ - бозона

меньше 500 ГэВ, то для вычисления EW — поправки следует использовать точное выражение (3.1). Отметим также, что квадратичный рост поправки, как может показаться, делает невозможным применение теории возмущений. Однако из графика на рис.2 видно, что при $M_\chi = 1000$ ГэВ EW — поправка составляет 16%, следовательно теория возмущений еще применима.

4. КХД-поправка

В случае распада хиггс-бозона на кварки, необходимо учитывать КХД-поправку δ^{QCD} . Она получается из δ^{QED} с помощью стандартной процедуры [18]. Поэтому ширина с учетом только КХД- поправок имеет вид

$$W_f^{QCD} = W_0 \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{4}{3} \delta^{QED} \right), \quad (4.1)$$

где в однопетлевом приближении бегущая КХД- константа связи α_s выражается через феноменологический параметр Λ и число N_f кварковых ароматов следующим образом:

$$\alpha_s \approx \frac{12\pi}{33-2N_f} \ln^{-1} \frac{M_\chi^2}{\Lambda^2}. \quad (4.2)$$

Комбинаторный фактор $\frac{4}{3}$, появляющийся в (4.1), связан с цветным взаимодействием кварков. Рекуррентная зависимость параметра Λ от числа кварковых ароматов N_f вычислялась по формулам, приведенным в [19]. При этом в качестве начального бралось значение $\Lambda_4 \approx 0.180$ ГэВ.

В пределе $m \ll M_\chi$ имеем:

$$W_f^{QCD} \approx W_0 \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{4}{3} \left(\frac{9}{4} + \frac{3}{2} \ln \frac{m^2}{M_\chi^2} \right) \right). \quad (4.3)$$

В пределе $M_\chi \rightarrow \infty$ ($N_f = 6$) из (4.3) получаем $W_f^{QCD} = -\frac{8}{7} W_0$. Такой результат не является физическим, следовательно, нельзя ограничиваться приближением порядка α_s . Используя результат суммирования по всем порядкам теории возмущений в приближении ведущих логарифмов, полученный в [7], имеем

$$W_r^{OCD} = \tilde{W}_0 \left(1 + \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \left[\delta^{OED} - \frac{3}{2} \ln \frac{m^2}{M_\chi^2} \right] \right), \quad (4.4)$$

где

$$\tilde{W}_0 = W_0 \left[\frac{\ln \frac{2m}{\Lambda}}{M_\chi} \right] \frac{24}{33-2N_f} \quad (4.5)$$

модифицированное борновское приближение, включающее в себя часть КХД-поправок.

5. Заключение

Вычисление ширины распада (1.1) с точностью до однопетлевых поправок, выполненное в данной работе, является первым шагом в вычислении в этом приближении полной ширины бозона Хиггса. Кроме фермионных мод, большие вклады дадут каналы $\chi \rightarrow W^- W^+$ и $\chi \rightarrow Z Z$ (см. рис.5). Из графика на рис.5 видно, что, после включения этих каналов ширина бозона Хиггса начинает стремительно расти, так что даже включение более тяжелого (130 ГэВ) t - кварка не ощущается. Ниже приводится таблица с результатами расчета для доминирующего, при энергиях ускорителя LEP, канала $\chi \rightarrow b \bar{b}$.

Таблица 2

M_χ , ГэВ	\tilde{W}_0 , ГэВ 10^{-2}	W_b , ГэВ 10^{-2}	поправки (%)			
			КЭД	EW	КХД	итого
25	0.0635	0.0732	-0.541	-0.326	15.863	15.178
50	0.130	0.146	-1.058	-0.341	13.909	12.501
100	0.299	0.263	-1.609	-0.506	12.383	10.268
500	0.889	0.996	-2.759	4.058	10.810	12.109
1000	1.623	1.982	-3.243	15.584	9.941	22.282

Данные, приведенные в таблице 2, получены при следующих значениях масс частиц, входящих в теорию: $M_Z = 91$ ГэВ,

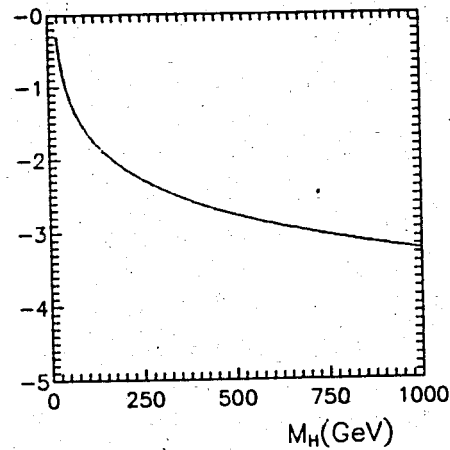


Рис.1 КЭД-поправка.

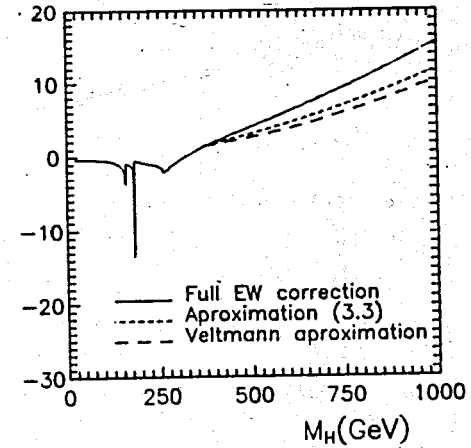


Рис.2 EW-поправка.

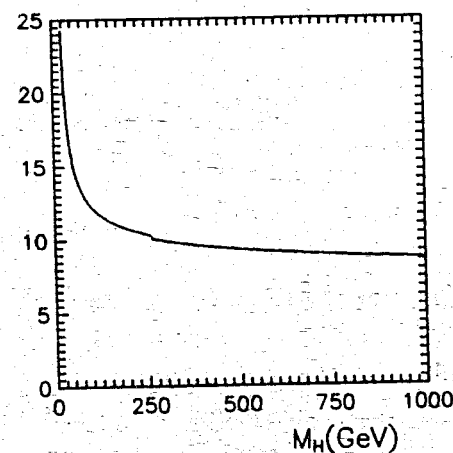


Рис.3 КХД-поправка.

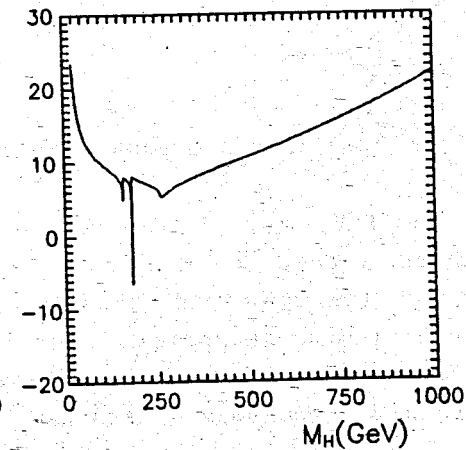


Рис.4 Полная поправка.

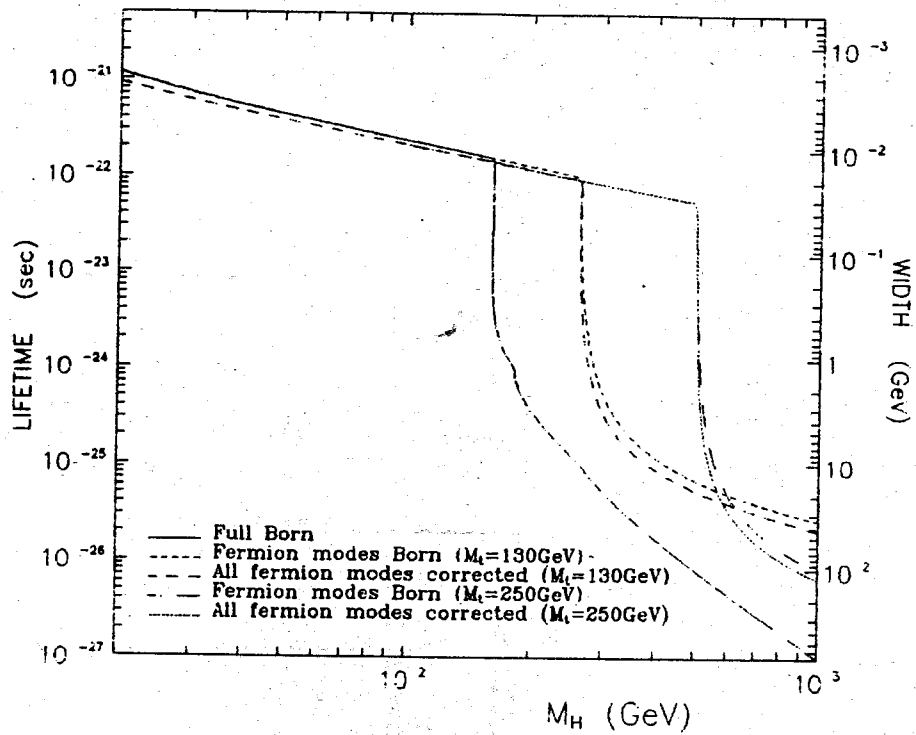


Рис.5 Ширина и время жизни χ -бозона.

$m_t = 130 \text{ ГэВ}$, $m_b = 4.5 \text{ ГэВ}$. Из таблицы видно, что при малых и средних массах χ -бозона доминируют КХД-поправки. Однако в пределе больших масс начинают лидировать ЕВ-поправки, что объясняется их квадратичным ростом (см. (3.3) и рис.2). При средних же массах ЕВ-поправка играет уже существенную роль, благодаря большим вкладам логарифмических членов. При этом следует помнить, что все поправки относятся к модифицированному борновскому приближению (4.5), включающему в себя основную часть КХД поправок.

Таким образом, в данной работе получено точное выражение для электрослабых поправок к ширине распада χ -бозона на фермионы; дополнено асимптотическое выражение для указанных поправок, полученное ранее Вельтманом [11], что позволяет расширить область его применения до средних масс бозона

Хиггса; исследована связь между появлением массовых сингулярностей в КЭД-части поправки с нарушением равенства констант перенормировки заряда и волновой функции; получено полное выражение для ширины распада (1.1) с учетом электрослабых поправок порядка α и КХД-поправок.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность и благодарность М.С. Биленькому за полезные и стимулирующие обсуждения на всех этапах выполнения работы, а также С.М. Биленькому за ценные замечания.

Приложение А.

Здесь приводятся фейнмановские диаграммы, дающие вклад в электрослабую поправку.

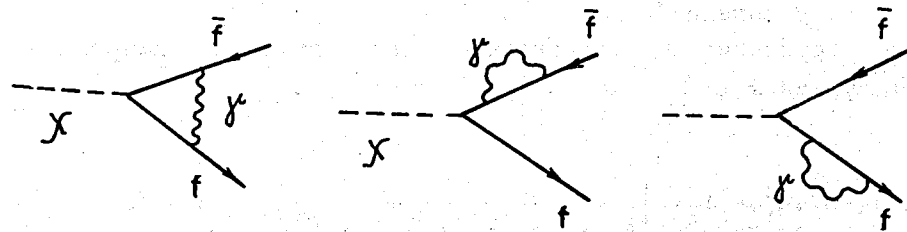


Рис.6

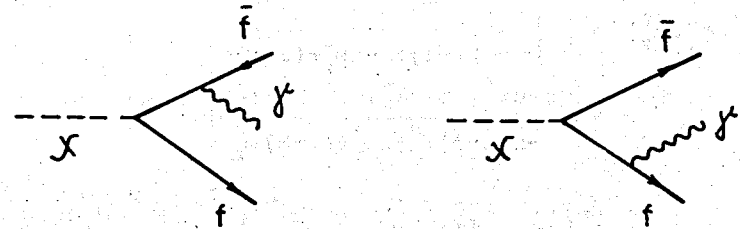


Рис.7

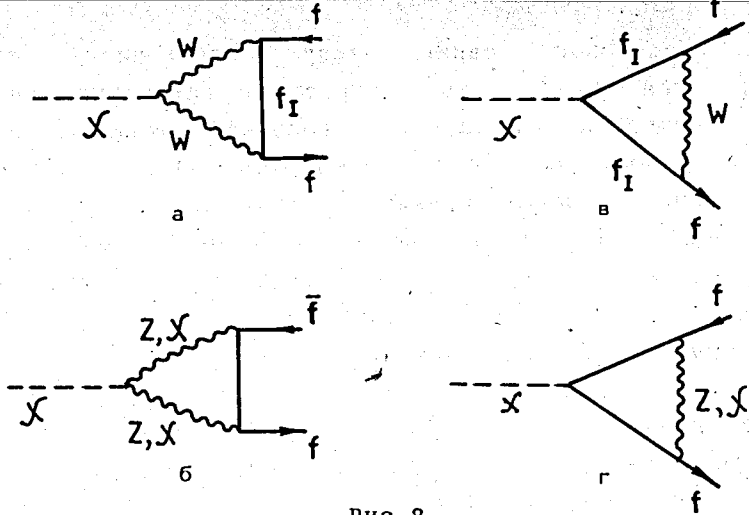


Рис. 8

Приложение Б.

Функции и интегралы используемые в работе имеют следующий вид:

$$J(-M^2, m_1^2, m_2^2) = \int_0^1 \frac{dx}{x(x-1)M^2 + xm_1^2 + (1-x)m_2^2}, \quad (\text{Б.1})$$

$$J(-M_\chi^2, m^2, m^2) = \frac{2}{M_\chi^2 \beta} \ln\left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right). \quad (\text{Б.2})$$

$$K(-M^2, m_1^2, m_2^2) = - \int_0^1 \frac{dx}{x(x-1)M^2 + xm_1^2 + (1-x)m_2^2} * \ln\left[\frac{M_W^2}{x(x-1)M^2 + xm_1^2 + (1-x)m_2^2}\right], \quad (\text{Б.3})$$

$$K(-M_\chi^2, m^2, m^2) = \frac{1}{M_\chi^2 \beta} \left[\left(2\ln\beta - 2\ln\frac{m^2}{M_\chi^2} \right) \ln\left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right) + \ln^2\left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right) \right]$$

$$+ 4\text{Li}_2\left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right) + \text{Li}_2(1) + \pi^2, \quad (\text{Б.4})$$

где

$$\text{Li}_2(x) = - \int_0^x dt \frac{1}{t} \ln(1-t) \quad (\text{Б.5})$$

функция Спенса.

$$I_0(-M^2, m_1^2, m_2^2) = - \int_0^1 dx \ln\left[\frac{M_W^2}{x(x-1)M^2 + xm_1^2 + (1-x)m_2^2}\right], \quad (\text{Б.6})$$

$$I_1(-M^2, m_1^2, m_2^2) = - \int_0^1 dx x \ln\left[\frac{M_W^2}{x(x-1)M^2 + xm_1^2 + (1-x)m_2^2}\right], \quad (\text{Б.7})$$

$$X_0(-M^2, m_1^2, m_2^2) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{1}{M^2 x^2 y(y-1) + m_1^2 x - m^2 x(1-x) + m_2^2(1-x) - i\epsilon}, \quad (\text{Б.8})$$

$$X_1(-M^2, m_1^2, m_2^2) = \int_0^1 x^2 dx \int_0^1 dy \frac{1}{M^2 x^2 y(y-1) + m_1^2 x - m^2 x(1-x) + m_2^2(1-x) - i\epsilon}, \quad (\text{Б.9})$$

где через m обозначена масса фермиона в конечном состоянии.

Литература.

1. Sh.L.Glashow, Nucl.Phys., 22, 579 (1961); S.Weinberg, Phys.Rev.Lett. 19, 1264 (1967); A.Salam, Proc.8th Nobel symp., Stocholm 1968, p.367.
2. Z Physics at LEP 1, V.2.
3. P.W.Higgs Phys.Lett., 12, 132 (1964); Phys.Rev. 145, 1156

- (1966).
4. CDF - Collaboration, FERMILAB-Pub-89/212-E, (1989).
 5. J.Ellis and G.L.Fogli CERN-TH5457/89, BARI-TH/89-53, July 1989.
 6. ALEPH Collaboration, CERN-EP/89-157, December 1st, 1989; CERN-P/90-16, January 31, 1990.
 7. E.Braaten and J.P.Leveille Phys.Rev., D22, 715 (1980).
 8. M.Dress and K.Hikasa, CERN-TH.5393/89, (1989); CERN-TH.5642/90, (1990).
 9. P.Janot, Phys. Lett., B223, 110, (1989).
 10. J.Fleischer and F.Jegerlehner Phys.Rev., D23, 2001 (1981).
 11. M.Veltman, Acta Phys. Pol., B8, 475, (1977).
 12. D.Yu.Bardin, S.Riemann, T.Riemann, Z. Phys., 1986, C32 p.121.
 13. A.A. Akhundov, D.Yu.Bardin, T.Riemann, Nucl.Phys., 1986, B276, p.1.
 14. M.Consoli and W.Hollik, Z Physics at LEP 1, V.1, p.7, (1989).
 15. T.Kinoshita, J.of Math.Phys., 3, 650 (1962).
 16. T.D.Lee and M.Nauenberg, Phys.Rev., 133B, 1549 (1964).
 17. D.Yu.Bardin, P.Ch.Christova and O.M.Fedorenko, Nucl.Phys., B175, 435, (1980); B197, 1, (1982)
 18. Ф.Хелзен и А.Мартин, Кварки и лептоны, Москва, изд. Мир, 1987.
 19. W.J.Marciano, Phys.Rev., D29, 580, (1984).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 апреля 1990 года.