

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1166/83

10/3-83

P2-82-836

Д.Ю.Бардин, П.Х.Христова

ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ ОДНОПЕТЛЕВЫЕ ПОПРАВКИ  
К АМПЛИТУДАМ АННИГИЛЯЦИИ  
ДВУХ ФЕРМИОНОВ  
В ДВА НЕЙТРАЛЬНЫХ ВЕКТОРНЫХ БОЗОНА

1982

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа продолжает серию наших работ по вычислению однопетлевых поправок к различным процессам в  $SU(2) \otimes U(1)$  калибровочной теории слабых и электромагнитных взаимодействий Глэшоу, Вайнберга и Салама /ГВС/ <sup>/1/</sup>. Как известно, вопрос о справедливости предсказаний этой теории для высших порядков еще не решен. В наших работах <sup>/2-7/</sup> изучались электрослабые поправки для процессов фермион-фермионного рассеяния. Эти работы уже нашли свое применение в интерпретации экспериментальных данных по асимметрии сечений глубоконеупругого рассеяния лептонов с разными зарядами и поляризацией на нуклонах <sup>/8/</sup>.

В предыдущей работе <sup>/9/</sup> мы начали изучение бозон-фермионных процессов рассеяния и аннигиляции, включающих не только фермионы со спином  $1/2$ , но также векторные калибровочные бозоны  $W^\pm, Z^0$ , фотон и скалярный  $\chi$ -бозон. Там мы представили набор формул для собственно-энергетических диаграмм фермионов /для векторных и скалярного бозонов они приведены в работе <sup>/4/</sup>/ и для всех вершинных диаграмм, которые могут встретиться при вычислении амплитуды таких процессов в однопетлевом приближении.

Здесь рассмотрим один класс бозон-фермионных процессов, а именно - комптоноподобные процессы рассеяния нейтрального векторного бозона на фермионе или аннигиляцию фермион-антифермионной пары в два нейтральных векторных бозона. Кроме известного комптоновского рассеяния фотона на фермионе, в этот класс входят также процессы с участием  $Z^0$ -бозонов.

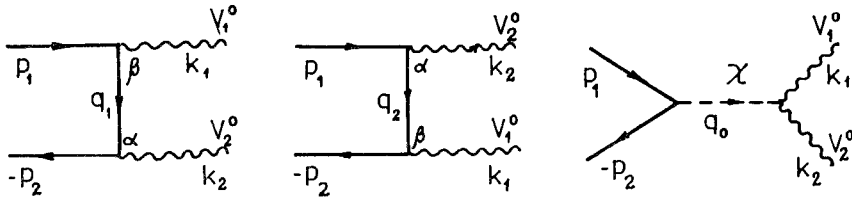
Мы работаем в приближении относительной малости фермионных масс  $m_f$

$$s, t, u, M_V^2, M_\chi^2 \gg m_f^2 \quad /1/$$

и, следовательно, исключаем из рассмотрения процессы с недиагональным фермионным током.

В древесном приближении имеем три диаграммы Фейнмана, описывающие аннигиляцию пары фермионов в два нейтральных векторных бозона  $V_1^0$  и  $V_2^0$  /третья диаграмма имеет место только тогда, когда  $V_1^0$  и  $V_2^0$  - Z-бозоны/:





Соответствующая амплитуда имеет вид

$$M_0^{V_1^0 V_2^0} = C_{\alpha\beta}^{V_1^0 V_2^0} \bar{u}(-p_2) [\gamma_\alpha (a_2 + \epsilon_2 \gamma_5) \frac{\hat{q}_1 + im}{q_1^2 + m^2} \gamma_\beta (a_1 + \epsilon_1 \gamma_5) + \gamma_\beta (a_1 + \epsilon_1 \gamma_5) \frac{\hat{q}_2 + im}{q_2^2 + m^2} \gamma_\alpha (a_2 + \epsilon_2 \gamma_5) - \epsilon_1 \epsilon_2 \frac{8im\delta_{\alpha\beta}}{q_0^2 + M_\chi^2}] u(p_1), \quad /2/$$

$$C_{\alpha\beta}^{V_1^0 V_2^0} = -f_1^{V_1^0} f_2^{V_2^0} (2\pi)^4 \omega_\alpha(k_2) \omega_\beta(k_1), \quad /3/$$

где  $q_1 = p_1 - k_1 = k_2 - p_2$ ,  $q_2 = p_1 - k_2 = k_1 - p_2$ ,  $q_0 = p_1 + p_2$ ;  $p_1$  и  $p_2$  - 4-импульсы сталкивающихся фермионов;  $k_1, k_2$  и  $\omega_\beta(k_1), \omega_\alpha(k_2)$  - 4-импульсы и векторы поляризации нейтральных векторных бозонов. Мы останавливаемся на аннигиляции фермион-антифермионной пары в два нейтральных векторных бозона, при которой переменные  $q_1^2 = -t$ ,  $q_2^2 = -u$  и  $s = -q_0^2 = q_1^2 + q_2^2 + M_1^2 + M_2^2 + 2m^2$  принимают положительные значения, но наши формулы применимы также и для процессов рассеяния нейтральных векторных бозонов на фермионе. Выражения /2/ и /3/ даны в общем виде. В частности, если  $V_i^0 = Z^0$ -бозон, имеем  $f_i^{V_i^0} =$

$$= -\frac{1}{4} gR^{-1/2} S, \quad a_i = 1 - 4(1-R)|Q|, \quad \epsilon_i = 1; \quad \text{если же } V_i^0 \text{ - фотон, тогда}$$

$f_i^{V_i^0} = eQ$ ,  $a_i = 1$ ,  $\epsilon_i = 0$  ( $i=1,2$ ). Здесь  $m, Q$  и  $S$  - соответствующие рассматриваемым фермионам матричные элементы диагональных матриц  $m_f, Q_f$  и  $S_f$  - массы, заряда и удвоенной третьей проекции изоспина фермионов;  $M_1$  и  $M_2$  - массы нейтральных векторных бозонов;  $R = \cos^2 \theta_W$ .

Поправки однопетлевого порядка включаем с помощью представления амплитуды через формфакторы. Это удобно сделать следующим образом:

$$M^{V_1^0 V_2^0} = C_{\alpha\beta}^{V_1^0 V_2^0} \bar{u}(-p_2) \left\{ \frac{\gamma_\alpha \hat{q}_1 \gamma_\beta}{q_1^2 + m^2} [\Theta_1^+ \Theta_2^+ \gamma^+ \mathcal{F}_1^+(q_1^2) + \Theta_1^- \Theta_2^- \gamma^- \mathcal{F}_1^-(q_1^2)] + \frac{im\gamma_\alpha \gamma_\beta}{q_1^2 + m^2} (\Theta_1^+ \Theta_2^- \gamma^+ + \Theta_1^- \Theta_2^+ \gamma^-) \mathcal{F}_1^0(q_1^2) + \frac{\gamma_\beta \hat{q}_2 \gamma_\alpha}{q_2^2 + m^2} [\Theta_1^+ \Theta_2^+ \gamma^+ \mathcal{F}_2^+(q_2^2) + \Theta_1^- \Theta_2^- \gamma^- \mathcal{F}_2^-(q_2^2)] + \frac{im\gamma_\beta \gamma_\alpha}{q_2^2 + m^2} (\Theta_1^- \Theta_2^+ \gamma^- + \Theta_1^+ \Theta_2^- \gamma^+) \mathcal{F}_2^0(q_2^2) \right\} + \epsilon_1 \epsilon_2 \frac{8im\delta_{\alpha\beta}}{q_0^2 + M_\chi^2} u(p_1), \quad /4/$$

$$+ \Theta_1^- \Theta_2^- \gamma^- \mathcal{F}_2^-(q_2^2)] + \frac{im\gamma_\beta \gamma_\alpha}{q_2^2 + m^2} (\Theta_1^- \Theta_2^+ \gamma^+ + \Theta_1^+ \Theta_2^- \gamma^-) \mathcal{F}_2^0(q_2^2) - \epsilon_1 \epsilon_2 \frac{8im\delta_{\alpha\beta}}{q_0^2 + M_\chi^2} \mathcal{F}_3^0(q_0^2) + \sum_{i=1,2} \left[ \frac{2\gamma_\alpha q_i \beta}{q_i^2} (\Theta_1^+ \Theta_2^+ \gamma^+ f_i^+(q_i^2, M_i^2) + \Theta_1^- \Theta_2^- \gamma^- f_i^-(q_i^2, M_i^2)) + \frac{2q_i \alpha \gamma \beta}{q_i^2} (\Theta_1^+ \Theta_2^+ \gamma^+ f_i^+(q_i^2, M_i^2) + \Theta_1^- \Theta_2^- \gamma^- f_i^-(q_i^2, M_i^2)) \right] + B_{\alpha\beta}(q_1^2, q_2^2) u(p_1), \quad /4/$$

где  $\Theta_i^\pm = a_i \pm \epsilon_i$  и  $\gamma^\pm = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)$ ; для формфакторов имеем

$$\mathcal{F}_i^{\pm,0}(q_i^2) \text{ и } \mathcal{F}_3^0(q_0^2) = 1 + \text{однопетлевые поправки}, \quad /5/$$

$$f_i^\pm(q_i^2, M_i^2) \text{ и } f_i^\pm(q_i^2, M_i^2) = 0 + \text{конечные однопетлевые поправки}. \quad /6/$$

Формфакторы  $\mathcal{F}_1^0(q_1^2)$ ,  $\mathcal{F}_2^0(q_2^2)$  и  $\mathcal{F}_3^0(q_0^2)$  дают вклады в амплитуды, пропорциональные массе фермиона  $m$ , поэтому в приближении /1/ можно пренебречь их конечными частями.

Конечный тензор  $B_{\alpha\beta}(q_1^2, q_2^2)$  - это часть вклада диаграмм двух-частичного обмена, которая является функцией двух переменных, в то время как формфакторы являются функциями лишь одной.

В этой работе мы будем придерживаться сокращенной записи результатов. Ссылки на формулы из предыдущих работ /3,4,9/ будем обозначать через I, II и III, за которым следует номер выражения. Константы перенормировки даны в работе /4/ формулами /II.2.18/-/II.2.31/. Вклад "головастиков" учитывается аналогично работе /4/.

## 2. ВКЛАД СОБСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ ФЕРМИОНА И $\chi$ -БОЗОНА В АМПЛИТУДУ

2.1. Собственно-энергетические функции фермионов и соответствующие контрчлены представлены в матричном виде в работе /9/ формулами /III.2.1/-/III.2.8/. Поэтому здесь сразу выпишем вклад произвольного диагонального элемента перенормированной собственно-энергетической функции в формфакторы амплитуды ( $i=1,2$ ):

$$\mathcal{F}_i^+(q_i^2) = \frac{g^2}{16\pi^2} \left\{ [-(1-R)^2 Q^2 + (1-R)|Q| - \frac{3}{4}] \frac{q_i^2 + m^2}{M_W^2} P - \frac{1}{2} \mathcal{G}(q_i^2, 0, M_W^2) + \left( -\frac{1}{2} - (1-R)|Q| \right)^2 \left( \frac{1}{2} \frac{q_i^2}{M_W^2} \ln R - \frac{1}{R} \mathcal{G}(q_i^2, 0, M_W^2) \right) \right\} + E_i, \quad /7/$$

$$\mathcal{F}_i^-(q_i^2) = \frac{g^2}{16\pi^2} (1-R)^2 Q^2 \left[ -\frac{q_i^2 + m^2}{M_W^2} P + \frac{1}{2} \frac{q_i^2}{M_W^2} \ln R - \frac{1}{R} \mathcal{G}(q_i^2, 0, M_W^2) \right] + E_i, \quad /8/$$

$$\mathcal{F}_i^{\circ}(q_i^2) = \frac{g^2}{16\pi^2} [-2(1-R)^2 Q^2 + (1-R)|Q| - \frac{3}{4}], \frac{q_i^2 + m^2}{M_W^2} P + E_i, \quad /9/$$

где функция  $\mathcal{A}(q^2, 0, M_V^2)$  имеет вид

$$\mathcal{A}(q^2, 0, M_V^2) = 1 - \frac{q^2}{M_V^2} + \frac{M_V^2}{q^2} + \left(\frac{1}{2} \frac{q^2}{M_V^2} - 1\right) \left(1 + \frac{M_V^2}{q^2}\right)^2 \ln \left|1 + \frac{q^2}{M_V^2}\right|, \quad /10/$$

а  $E_i$  - электромагнитный инфракрасно расходящийся вклад

$$E_i = \frac{e^2}{16\pi^2} Q^2 (-4P_{IR} - 2 \ln \frac{m^2}{M_W^2} + \ln \frac{|q_i|}{m^2} + 3). \quad /11/$$

Через  $P$  обозначаем полюсный член, представляющий ультрафиолетовую расходимость, а через  $P_{IR}$  - инфракрасную /см. /I.2.5./.

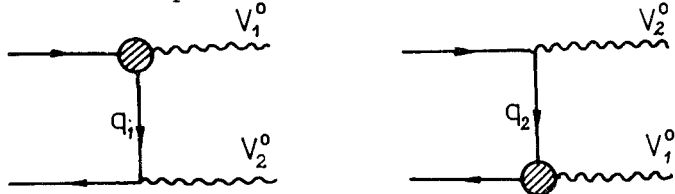
2.2. Собственно-энергетическая функция  $\chi$ -бозона вместе с контрчленом рассмотрена в работе /4/ - формулы /II.4.18/ и /II.4.19/. Здесь даем вклад перенормированной собственно-энергетической функции в формфактор  $\mathcal{F}_3^{\circ}(q_0^2)$ ,

$$\mathcal{F}_3^{\circ}(q_0^2) = \frac{g^2}{16\pi^2} \left(-\frac{3}{4} - \frac{q_0^2 + M^2}{M_W^2} X\right) P. \quad /12/$$

### 3. ВКЛАД ВЕРШИННЫХ ФУНКЦИЙ В АМПЛИТУДУ

Чтобы не повторяться, не будем приводить диаграммы, дающие вклад в бозон-фермионные вершинные функции, а также соответствующие контрчлены, это можно найти в работе /4/. Сами бозон-фермионные вершинные функции даны в третьем разделе работы /9/. Поэтому мы сразу приведем вклад перенормированных бозон-фермионных вершинных функций в формфакторы амплитуды. Вершины  $\chi ZZ$  рассмотрим более подробно.

3.1. Перенормированные бозон-фермионные вершинные функции с бозонным концом  $V_1^{\circ}$  в однопетлевых вершинных диаграммах



дают следующий вклад в формфакторы ( $i = 1, 2$ ):

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_i^+(q_i^2) &= \frac{g^2}{16\pi^2} \left\{ [(1-R)^2 Q^2 - (1-R)|Q| + \frac{3}{4}] \frac{q_i^2 + m^2}{M_W^2} P + \frac{3}{2} \frac{(1-R)^2}{R} Q^2 - \right. \\ &- \frac{3}{2} \frac{1-R}{R} |Q| + \frac{3}{4} + \frac{3}{8} \frac{1}{R} + \frac{1}{R} \left(\frac{1}{2} - (1-R)|Q|\right)^2 V_1^{(1)}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2) + \\ &+ \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2\Theta_1^+} (4\epsilon_1 R + \frac{1-\epsilon_1}{|Q|})\right] V_1^{(1)}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2) + \\ &+ \frac{1}{2\Theta_1^+} (4\epsilon_1 R + \frac{1-\epsilon_1}{|Q|}) V_2^{(1)}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2 M_W^2) + \\ &+ \epsilon_1 \left[-\frac{1}{3} (1-R) (1 + 2 \text{Tr} Q_f^2 \text{Ln} \frac{m_f^2}{M_W^2}) + \frac{1}{2} Z^F(-1) + \right. \\ &+ \left. \left(\frac{2R}{\Theta_1^+} - \frac{1}{2}\right) \frac{1}{1-R} (W(-1) - Z(-1)) + \left(1 - \frac{2}{\Theta_1^+}\right) M(-1) \right\} + E_i, \quad /13/ \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_i^-(q_i^2) &= \frac{g^2}{16\pi^2} \left\{ (1-R)^2 Q^2 \frac{q_i^2 + m^2}{M_W^2} P + \frac{(1-R)^2}{R} Q^2 \left(\frac{3}{2} + V_1^{(1)}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2)\right) + \right. \\ &+ \epsilon_1 \left[-\frac{1}{3} (1 + 2 \text{Tr} Q_f^2 \text{Ln} \frac{m_f^2}{M_W^2}) + \frac{1}{2} Z^F(-1) - \frac{1}{2} \frac{1}{1-R} (W(-1) - Z(-1)) + M(-1) \right\} + E_i, \quad /14/ \end{aligned}$$

$$\mathcal{F}_i^{\circ}(q_i^2) = \frac{g^2}{16\pi^2} \left[ 2(1-R)^2 Q^2 - (1-R)|Q| + \frac{3}{4} \right] \frac{q_i^2 + m^2}{M_W^2} P + E_i, \quad /15/$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_i^+(q_i^2, M_1^2) &= \frac{g^2}{16\pi^2} \left[ \frac{1}{R} \left(\frac{1}{2} - (1-R)|Q|\right)^2 V_1^{(2)}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2) + \right. \\ &+ (1-R) Q^2 V_Y^{(2)}(q_i^2, -M_1^2, m^2) + \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2\Theta_1^+} (4\epsilon_1 R + \frac{1-\epsilon_1}{|Q|})\right) V_1^{(2)}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2) + \\ &+ \frac{1}{2\Theta_1^+} (4\epsilon_1 R + \frac{1-\epsilon_1}{|Q|}) V_2^{(2)}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2 M_W^2) \left. \right], \quad /17/ \end{aligned}$$

$$\mathcal{F}_i^-(q_i^2, M_1^2) = \frac{g^2}{16\pi^2} \left[ \frac{(1-R)^2}{R} Q^2 V_1^{(2)}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2) + (1-R) Q^2 V_Y^{(2)}(q_i^2, -M_1^2, m^2) \right],$$

где  $E_i$  - электромагнитный инфракрасно-расходящийся вклад

$$E_i = \frac{e^2}{16\pi^2} Q^2 [4P_{IR} + 3 \ln \frac{m^2}{M_W^2} - 4 + V_Y^{(1)}(q_i^2, -M_1^2, m^2)]. \quad /18/$$

Функции  $V_1^{(1)}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2)$  и  $V_1^{(2)}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2)$  определены формулами /III.3.2/ и /III.3.3/ соответственно, функции  $V_Y^{(1)}(q_i^2, -M_1^2, m^2)$  и  $V_Y^{(2)}(q_i^2, -M_1^2, m^2)$  - формулами /III.3.5/ и /III.3.6/; функции  $V_2^{(1)}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2 M_W^2)$  и  $V_2^{(2)}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2 M_W^2)$  - формулами /III.3.16/

и /III.3.27/. Константы  $W(-1)$ ,  $Z(-1)$ ,  $Z^F(-1)$  и  $M(-1)$  даны в приложении А работы<sup>/4/</sup>.

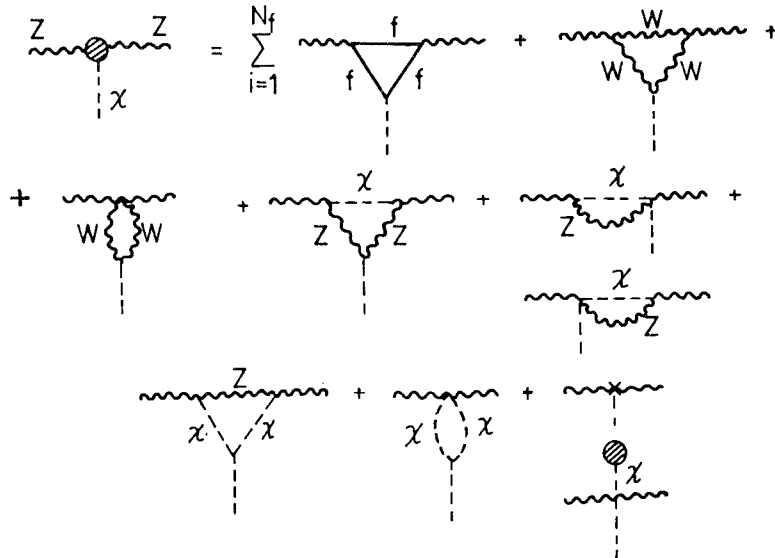
3.2. Перенормированные бозон-фермионные вершинные функции с бозонным концом  $V_2^0$  дают аналогичный вклад в формфакторы, только надо заменить  $M_1$  на  $M_2$ ,  $\epsilon_1$  на  $\epsilon_2$  и  $\Theta_1^+$  на  $\Theta_2^+$  в формулах /13/, /14/, /16/ и /17/.

3.3.  $\chi$ -бозон-фермионная вершинная функция описана в работе<sup>/4/</sup> формулы /II.4.38/ и /II.4.39/. Вклад перенормированной вершинной функции в формфактор  $\mathcal{F}_3^0(q_0^2)$  равен

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_3^0(q_0^2) = & \frac{g^2}{16\pi^2} \left\{ \frac{3}{4} \frac{q_0^2 + M_\chi^2}{M_W^2} P + (1-R)Q^2 [(4-2(q_0^2 + 2m^2))\mathcal{J}(q_0^2, m^2, m^2)]_{IR} + \right. \\ & \left. + 2 \ln \frac{m^2}{M_W^2} - q_0^2 K(q_0^2, m^2, m^2) - 2 \right\}. \end{aligned} \quad /19/$$

Функция  $\mathcal{J}(q_0^2, m^2, m^2)$  определена формулой /I.2.16/, а  $K(q_0^2, m^2, m^2)$  - формулой /I.3.4/.

### 3.4. $\chi ZZ$ - вершинная функция



$$c.t. = -i \frac{gM_W}{R} \left[ \frac{1}{2} (\mathcal{Z}_\chi - 1) + \mathcal{Z}_Z - 1 + \frac{1}{2} \frac{\delta M_W^2}{M_W^2} - \frac{\delta R}{R} + \frac{\delta g}{g} \right], \quad /20/$$

$$\Gamma_{\alpha\beta} = -i \frac{gM_W}{R} \frac{g^2}{16\pi^2} \{ \delta_{\alpha\beta} \left[ \left( \frac{3}{4} \frac{q_0^2}{M_W^2} - \frac{7}{3} + \frac{7}{6} \frac{1}{R} - \text{Tr} \frac{m_f^2}{M_W^2} \right) P - \frac{t}{2} \right] + \text{конечные члены} \}. \quad /21/$$

Перенормированная  $\chi ZZ$ - вершинная функция дает вклад в формфактор  $\mathcal{F}_3^0(q_0^2)$ :

$$\mathcal{F}_3^0(q_0^2) = \frac{g^2}{16\pi^2} \left( -\frac{3}{4} \frac{q_0^2 + M_\chi^2}{M_W^2} \right) P. \quad /22/$$

3.5. Для  $\chi ZA$  и  $\chi AA$  вершин нет контрчленов. Соответствующие вершинные функции даем формулой /III.4.101/, полагая в ней  $k_1^2=0$ ,  $k_2^2=-M_Z^2$  /или наоборот/, и формулой /III.4.120/. Они конечны и их вкладом в амплитуду можно пренебречь в приближении /1/, так как он пропорционален массе фермиона.

## 4. ВКЛАД ДИАГРАММ ДВУХЧАСТИЧНОГО ОБМЕНА В АМПЛИТУДУ

### 4.1. Вклад в формфакторы

Удобно представить эту часть, просуммировав вклады всех диаграмм двухчастичного обмена. В результате получаем

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_i^+(q_i^2, q_0^2) = & \frac{g^2}{16\pi^2} \left\{ [-(1-R)^2 Q^2 + (1-R)|Q| - \frac{3}{4}] \frac{q_i^2 + m^2}{M_W^2} P - \frac{1}{2} \frac{q_i^2}{M_W^2} I_1(q_i^2, M_W^2, 0) - \right. \\ & - \left( \frac{1}{2} - (1-R)|Q| \right)^2 \frac{q_i^2}{M_W^2} I_1(q_i^2, M_Z^2, 0) + \frac{2\epsilon_1}{\Theta_1^+} q_i^2 \mathcal{N}_{11}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2) + \frac{2\epsilon_2}{\Theta_2^+} q_i^2 \mathcal{N}_{11}(q_i^2, -M_2^2, M_W^2) - \\ & - \frac{1}{2\Theta_1^+ \Theta_2^+} (4\epsilon_1 R + \frac{1-\epsilon_1}{|Q|}) (4\epsilon_2 R + \frac{1-\epsilon_2}{|Q|}) q_i^2 (\mathcal{N}_{11}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2) + \\ & \left. + \mathcal{N}_{11}(q_i^2, -M_2^2, M_W^2)) \right\} + E(q_0^2), \end{aligned} \quad /23/$$

$$\mathcal{F}_i^-(q_i^2, q_0^2) = \frac{g^2}{16\pi^2} (1-R)^2 Q^2 \left[ -\frac{q_i^2 + m^2}{M_W^2} P - \frac{q_i^2}{M_W^2} I_1(q_i^2, M_Z^2, 0) \right] + E(q_0^2), \quad /24/$$

$$\mathcal{F}_i^0(q_i^2, q_0^2) = \frac{g^2}{16\pi^2} [ -2(1-R)^2 Q^2 + (1-R)|Q| - \frac{3}{4} ] \frac{q_i^2 + m^2}{M_W^2} P + E(q_0^2), \quad /25/$$

$$\mathcal{F}_3^0(q_0^2) = \frac{g^2}{16\pi^2} \left( -\frac{3}{4} \frac{q_0^2 + M_\chi^2}{M_W^2} \right) P, \quad /26/$$

$$\begin{aligned} \Gamma_i^+(q_i^2, M_1^2) = & \frac{g^2}{16\pi^2} \frac{1}{2\Theta_1^+} \left[ 4\epsilon_1 - \frac{1}{\Theta_2^+} (4\epsilon_1 R + \frac{1-\epsilon_1}{|Q|}) (4\epsilon_2 R + \frac{1-\epsilon_2}{|Q|}) \right] \times \\ & \times q_i^2 \mathcal{N}_{11}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2), \end{aligned} \quad /27/$$

$$f_i^+(q_1^2, M_2^2) = \frac{g^2}{16\pi^2} \frac{1}{2\Theta_2^+} [4\epsilon_2 - \frac{1}{\Theta_1^+} (4\epsilon_1 R + \frac{1-\epsilon_1}{|Q|}) (4\epsilon_2 R + \frac{1-\epsilon_2}{|Q|})] \times$$

$$\times q_1^2 \bar{\eta}_{11}(q_1^2, -M_2^2, M_W^2), \quad /28/$$

где  $E(q_0^2)$  - электромагнитный инфракрасно-расходящийся вклад

$$E(q_0^2) = \frac{e^2}{16\pi^2} Q^2 [-2(q_0^2 + 2m^2)] f(q_0^2, m^2, m^2) P_{IR} - q_0^2 K(q_0^2, m^2, m^2). \quad /29/$$

Функция  $I_1(q^2, M_V^2, 0)$  имеет вид

$$I_1(q^2, M_V^2, 0) = -1 - \frac{1}{2} \frac{M_V^2}{q^2} + \frac{1}{2} \ln \frac{M_V^2}{M_W^2} + \frac{1}{2} (1 + \frac{M_V^2}{q^2})^2 \ln |1 + \frac{q^2}{M_V^2}|. \quad /30/$$

Функции  $\eta_{11}(q_1^2, -M^2, M_W^2)$  и  $\bar{\eta}_{11} = \eta_{10} - \eta_{11}$  определены формулами /III.В.13/ /III.В.15/, в которых  $k^2 \rightarrow q_1^2$ ,  $M_k = M_m = M_W$ .

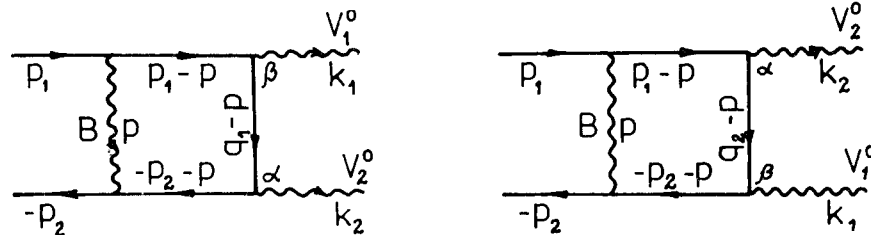
#### 4.2. Конечный тензор $B_{\alpha\beta}(q_1^2, q_2^2)$

Приведем все группы диаграмм двухчастичного обмена и тут же выпишем соответствующие им части, оставшиеся после выделения вкладов в формфакторы и дающие вклад в тензор  $B_{\alpha\beta}(q_1^2, q_2^2)$ . Вычисляя интегралы по виртуальному импульсу, мы сталкиваемся с новым классом функций  $\mathcal{B}_{ijk}(q_1^2, q_2^2)$ , которые определены через трехкратный интеграл по фейнмановским параметрам

$$\mathcal{B}_{ijk} = \int_0^1 z^2 dz \int_0^1 x dx \int_0^1 dy \frac{z^i x^j y^k}{(\ell - z^2 k_{xy}^2)^2}. \quad /31/$$

Вычисление вклада тензора  $B_{\alpha\beta}(q_1^2, q_2^2)$  не в амплитуду, а сразу в сечение рассматриваемого процесса, т.е. в интерференцию матричных элементов древесного и однопетлевого приближения, позволяет избежать множества интегралов  $\mathcal{B}_{ijk}$  и иметь дело только с функцией  $\mathcal{B}_{000}$ , которая легко сводится к однократному интегралу. Это и было сделано с помощью системы аналитических вычислений SCHOONSHIP<sup>10</sup>. Написано соответствующее число программ для всех указанных ниже диаграмм. Результаты довольно громоздки и здесь мы их не приводим. Они являются промежуточным этапом при получении численных результатов о поведении сечений интересующих нас процессов, которые будут представлены в другом месте.

##### 4.2.1. Лестничные диаграммы



а/  $V = Z^0$  - бозон. Лестничные диаграммы в этом случае дают следующий вклад в тензор  $B_{\alpha\beta}(q_1^2, q_2^2)$ /члены, пропорциональные массе фермиона  $m$ , можно опустить в приближении /1//:

$$B_{\alpha\beta}^Z(q_1^2, q_2^2) = -ig^2 \int \frac{d^n p}{(2\pi)^n} \frac{\gamma_\mu (-\hat{p}_2 - \hat{p})}{p^2 + 2p \cdot p_2} \left[ \frac{\gamma_\alpha (\hat{q}_1 - \hat{p}) \gamma_\beta}{(p - q_1)^2 + m^2} + \frac{\gamma_\beta (\hat{q}_2 - \hat{p}) \gamma_\alpha}{(p - q_2)^2 + m^2} \right] \times$$

$$\times \frac{(\hat{p}_1 - \hat{p}) \gamma_\mu}{p^2 - 2p \cdot p_1} \frac{1}{p^2 + M_Z^2} \left[ \frac{1}{R} \left( \frac{1}{2} - (1-R)|Q| \right)^2 \Theta_1^+ \Theta_2^+ \gamma^+ + \frac{(1-R)^2}{R} Q^2 \Theta_1^- \Theta_2^- \gamma^- \right]; \quad /32/$$

б/  $V = W^-$  - бозон

$$B_{\alpha\beta}^W(q_1^2, q_2^2) = -\frac{1}{2} ig^2 \int \frac{d^n p}{(2\pi)^n} \frac{\gamma_\mu (-\hat{p}_2 - \hat{p})}{p^2 + 2p \cdot p_2} \left[ \frac{\gamma_\alpha (\hat{q}_1 - \hat{p}) \gamma_\beta}{(p - q_1)^2 + m^2} + \frac{\gamma_\beta (\hat{q}_2 - \hat{p}) \gamma_\alpha}{(p - q_2)^2 + m^2} \right] \times$$

$$\times \frac{(\hat{p}_1 - \hat{p}) \gamma_\mu}{p^2 - 2p \cdot p_1} \frac{1}{p^2 + M_W^2} \left[ \Theta_1^+ - (4\epsilon_1 R + \frac{1-\epsilon_1}{|Q|}) \right] \left[ \Theta_2^+ - (4\epsilon_2 R + \frac{1-\epsilon_2}{|Q|}) \right] \gamma^+; \quad /33/$$

в/  $V$  - фотон

$$B_{\alpha\beta}^A(q_1^2, q_2^2) = -ie^2 Q^2 \int \frac{d^n p}{(2\pi)^n} \left\{ \frac{-2p_{2\mu} - \gamma_\mu \hat{p}}{p^2 + 2p \cdot p_2} \left[ \frac{\gamma_\alpha (\hat{q}_1 - \hat{p}) \gamma_\beta}{(p - q_1)^2 + m^2} + \frac{\gamma_\beta (\hat{q}_2 - \hat{p}) \gamma_\alpha}{(p - q_2)^2 + m^2} \right] \times \right.$$

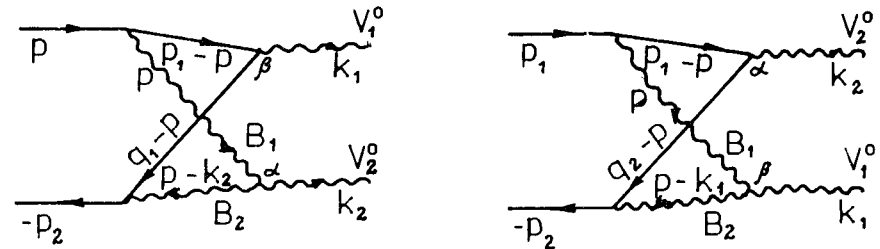
$$\times \left. \frac{2p_{1\mu} - \hat{p} \gamma_\mu}{p^2 - 2p \cdot p_1} + \frac{4p_1 \cdot p_2}{(p^2 + 2p \cdot p_2)(p^2 - 2p \cdot p_1)} \left( \frac{\gamma_\alpha \hat{q}_1 \gamma_\beta}{q_1^2 + m^2} + \frac{\gamma_\beta \hat{q}_2 \gamma_\alpha}{q_2^2 + m^2} \right) \right\} \times$$

$$\times \frac{1}{p^2} (\Theta_1^+ \Theta_2^+ \gamma^+ + \Theta_1^- \Theta_2^- \gamma^-)$$

/это выражение освобождено от вклада, содержащего инфракрасную расходимость/.

г/  $V = \chi$  - бозон. Вклад лестничных диаграмм с  $\chi$ -бозоном конечен и пропорционален квадрату массы фермиона, поэтому мы пренебрегаем им в приближении /1/.

##### 4.2.2. Перекрестные диаграммы



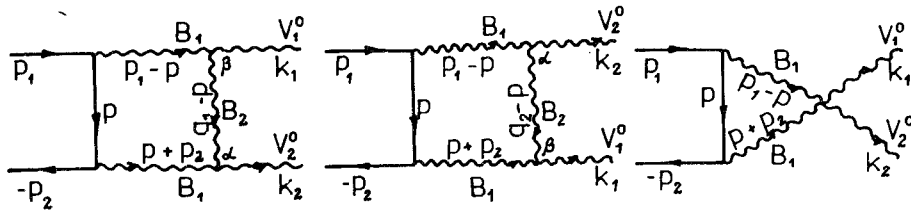
а/  $B_1 = B_2 = W^-$ -бозоны. Перекрестные диаграммы дают следующий вклад в тензор  $B_{\alpha\beta}(q_1^2, q_2^2)$  /как для up, так и для down фермионов/:

$$B_{\alpha\beta}^{\overline{W}W}(q_1^2, q_2^2) = -ig^2 \int \frac{d^n p}{(2\pi)^n} \frac{1}{(p_1 - p)^2 (p^2 + M_W^2)} \left\{ \frac{\gamma_\mu (\hat{q}_1 - \hat{p}) \gamma_\beta (\hat{q}_1 - \hat{p}) \gamma_\nu}{(q_1 - p)^2 [(p - k_2)^2 + M_W^2]} (p_\alpha \delta_{\mu\nu} + k_{2\nu} \delta_{\alpha\mu} - k_{2\mu} \delta_{\alpha\nu}) (4\epsilon_2 R + \frac{1 - \epsilon_2}{|Q|}) [\Theta_1^+ - (4\epsilon_1 R + \frac{1 - \epsilon_1}{|Q|})] + \right. \\ \left. + \frac{\gamma_\mu (\hat{q}_2 - \hat{p}) \gamma_\alpha (\hat{p}_1 - \hat{p}) \gamma_\nu}{(q_2 - p)^2 [(p - k_1)^2 + M_W^2]} (p_\beta \delta_{\mu\nu} + k_{1\nu} \delta_{\beta\mu} - k_{1\mu} \delta_{\beta\nu}) (4\epsilon_1 R + \frac{1 - \epsilon_1}{|Q|}) \times \right. \\ \left. \times [\Theta_2^+ - (4\epsilon_2 R + \frac{1 - \epsilon_2}{|Q|})] \right\} \gamma^+ , \quad /35/$$

где  $m_I$  - массой промежуточных фермионов - пренебрегается /вследствие этого имеем просто произведение матриц смешивания фермионов, которое дает  $\sum_k K_{ik} K_{kj}^+ = \delta_{ij}$  /.

б/  $B_1 = \chi$ -бозон,  $B_2 = Z^0$ -бозон и наоборот. Перекрестные диаграммы дают вклад в тензор  $B_{\alpha\beta}(q_1^2, q_2^2)$ , пропорциональный массе фермиона, и в приближении /1/ им можно пренебречь.

#### 4.2.3. Лестничные диаграммы с трехбозонными связями



а/  $B_1 = B_2 = W^-$ -бозоны. Эти диаграммы дают следующий вклад в тензор  $B_{\alpha\beta}(q_1^2, q_2^2)$  /как для up, так и для down фермионов/:

$$B_{\alpha\beta}^{\overline{W}W}(q_1^2, q_2^2) = -\frac{1}{2} ig^2 (4\epsilon_1 R + \frac{1 - \epsilon_1}{|Q|}) (4\epsilon_2 R + \frac{1 - \epsilon_2}{|Q|}) \times \\ \times \int \frac{d^n p}{(2\pi)^n} \frac{\gamma_\mu \hat{p} \gamma_\nu \gamma^+}{p^2 (h_1^2 + M_W^2) (h_2^2 + M_W^2)} \{ \delta_{\alpha\mu} \delta_{\beta\nu} + \delta_{\beta\mu} \delta_{\alpha\nu} - 2\delta_{\alpha\beta} \delta_{\mu\nu} + \\ + \frac{M_W^2}{(p - q_1)^2 + M_W^2} [\delta_{\alpha\mu} \delta_{\beta\nu} (1 - \frac{M_1^2}{M_W^2}) (1 - \frac{M_2^2}{M_W^2}) + (1 - \frac{M_1^2}{M_W^2}) \frac{h_{1\nu}}{M_W^2} V_{\beta\alpha\mu}(k_2, h_2) + \right. \\ \left. + (1 - \frac{M_2^2}{M_W^2}) \frac{h_{2\mu}}{M_W^2} V_{\alpha\beta\nu}(k_1, h_1) - \frac{1}{M_W^2} V_{\rho\alpha\mu}(k_2, h_2) V_{\rho\beta\nu}(k_1, h_1) \right\} + \\ + \frac{M_W^2}{(p - q_2)^2 + M_W^2} [\delta_{\alpha\nu} \delta_{\beta\mu} (1 - \frac{M_1^2}{M_W^2}) (1 - \frac{M_2^2}{M_W^2}) + (1 - \frac{M_1^2}{M_W^2}) \frac{h_{1\nu}}{M_W^2} V_{\beta\alpha\mu}(k_2, h_2) + \\ + (1 - \frac{M_2^2}{M_W^2}) \frac{h_{1\nu}}{M_W^2} V_{\alpha\beta\mu}(k_1, h_2) - \frac{1}{M_W^2} V_{\rho\beta\mu}(k_1, h_2) V_{\rho\alpha\nu}(k_2, h_1) ] \} ,$$

$$+ (1 - \frac{M_2^2}{M_W^2}) \frac{h_{2\mu}}{M_W^2} V_{\alpha\beta\nu}(k_1, h_1) - \frac{1}{M_W^2} V_{\rho\alpha\mu}(k_2, h_2) V_{\rho\beta\nu}(k_1, h_1) ] + \\ + \frac{M_W^2}{(p - q_2)^2 + M_W^2} [\delta_{\alpha\nu} \delta_{\beta\mu} (1 - \frac{M_1^2}{M_W^2}) (1 - \frac{M_2^2}{M_W^2}) + (1 - \frac{M_1^2}{M_W^2}) \frac{h_{2\mu}}{M_W^2} V_{\beta\alpha\nu}(k_2, h_1) + \\ + (1 - \frac{M_2^2}{M_W^2}) \frac{h_{1\nu}}{M_W^2} V_{\alpha\beta\mu}(k_1, h_2) - \frac{1}{M_W^2} V_{\rho\beta\mu}(k_1, h_2) V_{\rho\alpha\nu}(k_2, h_1) ] \} , \quad /36/$$

где  $h_1 = p_1 - p$ , а  $h_2 = p + p_2$ . Массой промежуточных фермионов пренебрегли /имеем опять  $\sum_k K_{ik} K_{kj}^+ = \delta_{ij}$  / . Тензор  $V_{\rho\lambda\nu}(x, y)$  определен формулой

$$V_{\rho\lambda\nu}(x, y) = (x + y)_\rho \delta_{\lambda\nu} + (x - 2y)_\lambda \delta_{\rho\nu} + (y - 2x)_\nu \delta_{\rho\lambda} . \quad /37/$$

б/  $B_1 = Z^0$ -бозон,  $B_2 = \chi$ -бозон. Такие диаграммы бывают только при  $V_1^0 = V_2^0 = Z^0$  /диаграмма с четырехбозонной связью отсутствует/. Они дают следующий вклад в тензор  $B_{\alpha\beta}(q_1^2, q_2^2)$ :

$$B_{\alpha\beta}^{ZX}(q_1^2, q_2^2) = -ig^2 R^{-2} \epsilon_1 \epsilon_2 \int \frac{d^n p}{(2\pi)^n} \frac{M_W^2}{p^2 [(p - p_1)^2 + M_Z^2] [(p + p_2)^2 + M_Z^2]} \times \\ \times \left( \frac{\gamma_\alpha \hat{p} \gamma_\beta}{(p - q_1)^2 + M_X^2} + \frac{\gamma_\beta \hat{p} \gamma_\alpha}{(p - q_2)^2 + M_X^2} (\Theta_1^+ \Theta_2^+ \gamma^+ + \Theta_1^- \Theta_2^- \gamma^-) \right) . \quad /38/$$

в/  $B_1 = \chi$ -бозон,  $B_2 = Z^0$ -бозон. Эти диаграммы дают конечный вклад, который исчезает в приближении /1/.

#### 5. КОНЕЧНАЯ АМПЛИТУДА ОДНОПЕТЛЕВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Суммируем все вклады в амплитуду. Выделяем электромагнитный факторизующийся член с инфракрасной расходимостью, являющийся функцией инварианта амплитуды  $q_0^2 = -s$ .

$$M_0^{V_1^0 V_2^0} \frac{e^2}{16\pi^2} Q^2 [(4 - 2(q_0^2 + 2m^2)) \mathcal{J}(q_0^2, m^2, m^2)] P_{IR} + 2 \ln \frac{m^2}{M_W^2} - \\ - q_0^2 K(q_0^2, m^2, m^2) ] . \quad /39/$$

Суммируя вклады в формфакторы, мы обнаруживаем, что все ультрафиолетовые расходимости взаимно уничтожаются. Конечными формфак-

торами  $\mathcal{F}_1^0, \mathcal{F}_2^0$  и  $\mathcal{F}_3^0$  можно пренебречь в приближении /1/. В форм-факторах  $\mathcal{F}_1^+, \mathcal{F}_2^+$  и  $\mathcal{F}_3^+$  взаимно уничтожаются все неунитарные члены /возрастающие быстрее, чем  $\ln^2 |q_i^2|$ /. В результате получаем

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_1^+(q_i^2) &= 1 + \frac{g^2}{16\pi^2} \left[ -\frac{1}{3}(\epsilon_1 + \epsilon_2)(1-R)(1 + 2\text{Tr} Q_f^2 \text{Ln}(\frac{m_f^2}{M_W^2})) + \frac{1}{2}(\epsilon_1 + \epsilon_2) Z^F(-1) + \right. \\ &+ \left. \left( \frac{2\epsilon_1 R}{\Theta_1^+} + \frac{2\epsilon_2 R}{\Theta_2^+} - \frac{1}{2}(\epsilon_1 + \epsilon_2) \right) \frac{1}{1-R} (W(-1) - Z(-1)) + (\epsilon_1 + \epsilon_2 - \frac{2\epsilon_1}{\Theta_1^+} - \frac{2\epsilon_2}{\Theta_2^+}) M(-1) + \right. \\ &+ (1-R) Q^2 v_\gamma(q_i^2, m^2) + \frac{1}{2} v_1(q_i^2, M_W^2) + \frac{1}{R} \left( \frac{1}{2} - (1-R)|Q| \right)^2 v_1(q_i^2, M_Z^2) + \\ &+ \frac{1}{2\Theta_1^+} (4\epsilon_1 R + \frac{1-\epsilon_1}{|Q|}) v_2(q_i^2, -M_1^2, M_W^2) + \frac{1}{2\Theta_2^+} (4\epsilon_2 R + \frac{1-\epsilon_2}{|Q|}) \times \quad /40/ \\ &\times v_2(q_i^2, -M_2^2, M_W^2) + \frac{2\epsilon_1}{\Theta_1^+} q_i^2 \mathcal{H}_{11}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2) + \frac{2\epsilon_2}{\Theta_2^+} q_i^2 \mathcal{H}_{11}(q_i^2, -M_2^2, M_W^2) - \\ &- \frac{1}{2\Theta_1^+ \Theta_2^+} (4\epsilon_1 R + \frac{1-\epsilon_1}{|Q|}) (4\epsilon_2 R + \frac{1-\epsilon_2}{|Q|}) q_i^2 (\mathcal{H}_{11}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2) + \mathcal{H}_{11}(q_i^2, -M_2^2, M_W^2)) \Big], - \\ \mathcal{F}_1^-(q_i^2) &= 1 + \frac{g^2}{16\pi^2} \left[ -\frac{1}{3}(\epsilon_1 + \epsilon_2)(1-R)(1 + 2\text{Tr} Q_f^2 \text{Ln}(\frac{m_f^2}{M_W^2})) + \frac{1}{2}(\epsilon_1 + \epsilon_2) Z^F(-1) - \right. \\ &- \frac{1}{2}(\epsilon_1 + \epsilon_2) \frac{1}{1-R} (W(-1) - Z(-1)) + (\epsilon_1 + \epsilon_2) M(-1) + (1-R) Q^2 v_\gamma(q_i^2, m^2) + \\ &+ \left. \frac{(1-R)^2}{R} Q^2 v_1(q_i^2, M_Z^2) \right], \quad /41/ \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f_1^+(q_i^2, M_1^2) &= \frac{g^2}{16\pi^2} \left[ (1-R) Q^2 V_\gamma^{(2)}(q_i^2, -M_1^2, m^2) + \right. \\ &+ \frac{1}{R} \left( \frac{1}{2} - (1-R)|Q| \right)^2 V_1^{(2)}(q_i^2, -M_1^2, M_Z^2) + \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{2\Theta_1^+} (4\epsilon_1 R + \frac{1-\epsilon_1}{|Q|}) \right) V_1^{(2)}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2) + \\ &+ \frac{1}{2\Theta_1^+} (4\epsilon_1 R + \frac{1-\epsilon_1}{|Q|}) V_2^{(2)}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2, M_W^2) + \\ &+ \frac{1}{2\Theta_1^+} (4\epsilon_1 - \frac{1}{\Theta_2^+} (4\epsilon_1 R + \frac{1-\epsilon_1}{|Q|}) (4\epsilon_2 R + \frac{1-\epsilon_2}{|Q|})) q_i^2 \mathcal{H}_{11}^-(q_i^2, -M_1^2, M_W^2) \Big], \quad /42/ \\ f_1^-(q_i^2, M_1^2) &= \frac{g^2}{16\pi^2} \left[ (1-R) Q^2 V_\gamma^{(2)}(q_i^2, -M_1^2, m^2) + \frac{(1-R)^2}{R} Q^2 V_1^{(2)}(q_i^2, -M_1^2, M_Z^2) \right]. \quad /43/ \end{aligned}$$

Формфакторы  $f_1^+(q_i^2, M_1^2)$  и  $f_1^-(q_i^2, M_1^2)$  даются формулами /42/ и /43/ со-

ответственно, в которых надо заменить  $M_1$  на  $M_2$ , а также  $\epsilon_1$  на  $\epsilon_2$ ,  $\Theta_1^+$  на  $\Theta_2^+$  и наоборот. Функции  $v_\gamma(q_i^2, m^2)$ ,  $v_1(q_i^2, M_W^2)$  и  $v_2(q_i^2, -M^2, M_W^2)$  имеют следующий вид:

$$v_\gamma(q_i^2, m^2) = -5 + 2 \ln \frac{m^2}{M_W^2} + V_\gamma^{(1)}(q_i^2, -M_1^2, m^2) + V_\gamma^{(1)}(q_i^2, -M_2^2, m^2) + \ln \frac{|q_i^2|}{m^2}, \quad /44/$$

$$\begin{aligned} v_1(q_i^2, M_W^2) &= \frac{5}{2} + \frac{M_W^2}{q_i^2} \left[ -1 + \left( 1 + \frac{M_W^2}{q_i^2} \right) \ln \left| 1 + \frac{q_i^2}{M_W^2} \right| \right] + \bar{V}_1^{(1)}(q_i^2, -M_1^2, M_W^2) + \\ &+ \bar{V}_1^{(1)}(q_i^2, -M_2^2, M_W^2), \quad /45/ \end{aligned}$$

$$v_2(q_i^2, -M^2, M_W^2) = \bar{V}_2^{(1)}(q_i^2, -M^2, M_W^2, M_W^2) - \bar{V}_1^{(1)}(q_i^2, -M^2, M_W^2). \quad /46/$$

Выражения, обозначенные черточкой сверху, освобождены от неунитарных членов, а именно:

$$\bar{V}_1^{(1)}(q_i^2, -M^2, M_W^2) = \frac{q_i^2}{M_W^2} \left( \frac{1}{2} \ln \frac{M_W^2}{M_V^2} - 1 + \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{M_V^2}{q_i^2} \right) \ln \left| 1 + \frac{q_i^2}{M_V^2} \right| \right) + \bar{V}_1^{(1)}(q_i^2, -M^2, M_V^2), \quad /47/$$

$$\bar{V}_2^{(1)}(q_i^2, -M^2, M_W^2, M_W^2) = \frac{q_i^2}{M_W^2} \left( -1 + \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{M_W^2}{q_i^2} \right) \ln \left| 1 + \frac{q_i^2}{M_W^2} \right| \right) + \bar{V}_2^{(1)}(q_i^2, -M^2, M_W^2, M_W^2). \quad /48/$$

Конечный тензор  $B_{\alpha\beta}(q_1^2, q_2^2)$  не содержит неунитарных членов.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вычислены однопетлевые электрослабые поправки к амплитудам процессов аннигиляции фермион-антифермионной пары в два нейтральных векторных бозона в приближении малости фермионных масс /1/ для конечных членов. Как видно из окончательных формул /40/-/43/, формфакторы этой амплитуды имеют такую же структуру, что и формфакторы фермион-фермионных процессов /4/. Как и в случае фермион-фермионных процессов /4, 5/, в рассматриваемом классе бозон-фермионных процессов динамические эффекты высшего /однопетлевого/ порядка пренебрежимо малы для нынешнего эксперимента. Заметный вклад в поправки к амплитудам дают лишь константные члены, присутствующие в формфакторах  $\mathcal{F}_1^+(q_i^2)$  и  $\mathcal{F}_1^-(q_i^2)$ , которые содержат большую сумму логарифмов. Если  $V_1^0$  и  $V_2^0$  - Z<sup>0</sup>-бозоны, большие константы присутствуют в формфакторах  $\mathcal{F}_1^+(q_i^2)$  и  $\mathcal{F}_1^-(q_i^2)$  полностью, если один из нейтральных векторных бозонов - фотон, вклад этих констант уменьшен вдвое, если же имеем два фотона, больших констант нет, и формфакторы  $\mathcal{F}_1^\pm(q_i^2)$  принимают минимальные значения, очень близ-



кие к единице /при энергиях и переданных импульсах нынешних экспериментов/.

Это означает, что принятые определения параметров теории ГВС в естественной схеме перенормировок<sup>4,5</sup> минимизируют поправку к сечению комптоновского эффекта и остается справедливым определение постоянной тонкой структуры  $\alpha$  через значение сечения комптоновского рассеяния при нулевой энергии фотона.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Glashow Sh.L. Nucl.Phys., 1961, 22, p.579; Weinberg S. Phys. Rev.Lett., 1967, 19, p.1264; Salam A. In: Elementary Particle Theory (ed. by N.Svartholm). Stockholm, 1968, p.367.
2. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М. ОИЯИ, P2-11413, 11414, 11461, Дубна, 1978; ЯФ, 1979, 30, с.811.
3. Bardin D.Yu., Christova P.Ch., Fedorenko O.M. Nucl.Phys., 1980, B175, p.435.
4. Bardin D.Yu., Christova P.Ch., Fedorenko O.M. Nucl.Phys., 1982, B197, p.1.
5. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М., Христова П.Х. ЯФ, 1982, 35, вып.5, с.1220.
6. Bardin D.Yu., Fedorenko O.M., Shumeiko N.M. JINR, E2-12564, 12761, Dubna, 1979; J.Phys., 1981, G7, p.1331; Бардин Д.Ю., Федоренко О.М., Шумейко Н.М. ЯФ, 1980, 32, с.782.
7. Бардин Д.Ю., Докучаев В.А. ОИЯИ, P2-81-552, Дубна, 1981.
8. Argento A. et al. JINR, E1-82-656, Dubna, 1982.
9. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М., Христова П.Х. ОИЯИ, P2-82-840, Дубна, 1982.
10. Strubbe H.S. Comp.Phys. Comm., 1974, 8, p.1.

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 декабря 1982 года.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Бардин Д.Ю., Христова П.Х.  
Электрослабые однопетлевые поправки  
к амплитудам аннигиляции двух фермионов  
в два нейтральных векторных бозона

P2-82-836

В однопетлевом приближении вычислены амплитуды процессов аннигиляции фермион-антифермионной пары в пару нейтральных векторных бозонов. Целью работы является исследование единым образом электрослабых поправок к амплитудам широкого класса процессов при энергиях современных и будущих экспериментов. Расчеты проводятся в рамках расширенной  $SU(2) \otimes U(1)$  теории Глэшоу-Вайнберга-Салама с произвольным числом левых фермионных дублетов и с произвольным унитарным смешиванием фермионов, в унитарной калибровке, методом размерной регуляризации. Полученные формулы для формфакторов амплитуды рассматриваемых процессов в однопетлевом приближении могут быть использованы для анализа экспериментальных данных с ускорителями со встречными  $e^+e^-$ -пучками.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Bardin D.Y., Christova P.Ch.  
Electroweak One-Loop Corrections  
to Amplitudes of Fermion Annihilation  
into a Neutral Vector Boson Pair

P2-82-836

The one-loop amplitudes for fermion-antifermion annihilation into a neutral vector boson pair are calculated. The purpose of this paper is to continue the unique treatment of electroweak corrections to various processes at energies of current and future experiments. All the calculations are carried out within an extended  $SU(2) \otimes U(1)$  Glashow-Weinberg-Salam theory with arbitrary number of fermion doublets and with arbitrary mixing of fermion fields, in the unitary gauge by the dimensional regularization method. The one-loop formulae derived for the formfactors of the considered processes amplitudes can be used for an analysis of the experimental data obtained at  $e^+e^-$  and  $pp$  colliders.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.