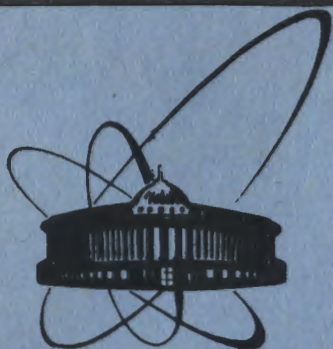


31/x-83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

5748/83

9/11-83

P2-83-438

Д.Ю.Бардин, В.А.Докучаева\*

ОБ ОДНОПЕТЛЕВЫХ  
ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ ПОПРАВКАХ  
К СЕЧЕНИЯМ ПРОЦЕССОВ  
 $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)e$ -РАССЕЯНИЯ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

\* Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

1983

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы упругого  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)e$ -рассеяния, наблюдавшиеся впервые в 1973 г. в ЦЕРНе <sup>/1/</sup>, продолжают оставаться объектом интенсивного экспериментального изучения. В настоящее время уже выполняются <sup>/2/</sup> либо находятся в завершающей стадии подготовки <sup>3</sup> эксперименты нового поколения по измерению сечений этих процессов с очень высокой статистикой и с малым уровнем фона.

Процессы



являются чисто лептонными, поэтому при их анализе можно получить информацию об основных параметрах электрослабой теории Глэшоу - Вайнберга - Салама /ГВС/, не искаженную динамикой сильных взаимодействий.

В результате исследований, проведенных несколькими группами авторов в течение 1978-1982 годов /см. обзоры в работах <sup>/4,5/</sup> / было понято, что измерения масс W- и Z-бозонов, а также полного времени жизни мюона и извлечение параметра  $\sin^2\theta_w$  из какой-либо реакции, в которой проявляются эффекты нейтральных токов, дают экспериментальную информацию, необходимую для проверки предсказаний теории ГВС в высших порядках теории возмущений. Время жизни мюона измерено с высокой точностью уже давно <sup>/6/</sup>. Несколько месяцев назад появились первые сведения о наблюдении W- и Z-бозонов <sup>/7/</sup>, возможно, что их масса будет измерена с точностью порядка  $\pm 1$  ГэВ уже в этом году, что даст возможность измерить параметр теории  $\sin^2\theta_w$ , определенный как

$$\sin^2\theta_w = 1 - M_W^2/M_Z^2 \quad /2/$$

с точностью порядка 10%. Ясно, что чисто лептонный процесс <sup>/1/</sup> - наилучший кандидат для независимого извлечения параметра <sup>/2/</sup>, а это и обеспечит желаемую проверку теории ГВС на однопетлевом уровне.

Для получения информации о параметрах теории при анализе данных любых высокоточных экспериментов требуется тщательный учет радиационных поправок. Поэтому вполне естественно, что вычислению однопетлевых поправок к процессу <sup>/1/</sup> посвящено множество работ, обзор которых можно найти в последней, наиболее подробной работе <sup>/8/</sup>.

Дополнительное исследование этого вопроса, предпринятое нами, имело следующие цели:



1. Вследствие значимости надежного определения радиационных поправок желательна независимая проверка формул работы /8/, которая может быть выполнена без труда с использованием результатов, полученных нами для однопетлевых амплитуд любых четырех-фермионных процессов /9/, и расчетов вклада тормозного излучения в ситуации, когда не регистрируется дополнительный реальный фотон /10/.

2. В работах /4,9/ мы предложили проводить вычисления электро-слабых поправок в естественной схеме перенормировок, где в качестве независимых параметров используются электрический заряд  $e$  и массы всех частиц теории, что позволяет получать однозначный результат. В окончательном выражении для поправок легко сделать конечную перенормировку параметров и выразить сечения в однопетлевом приближении через константу Ферми в  $\mu$ -распаде  $G_F^{(\mu)}$ , электрический заряд  $e$ , параметр  $\sin^2 \theta_w$ , определенный формулой /2/, где  $M_w$  и  $M_z$  - массы физических  $W^-$  и  $Z$ -бозонов, через массы всех фермионов и массу скаляра Хиггса. Мы предлагаем при анализе процессов /1/ параметр /2/ считать неизвестным постоянным параметром. Извлекая его из данных по этому рассеянию и сравнивая с результатами экспериментов по непосредственному измерению масс  $W^-$  и  $Z$ -бозонов, можно будет проверить самосогласованность теории ГВС на однопетлевом уровне.

3. Наконец, третья и самая важная цель этого дополнительного исследования заключается в том, чтобы изучить влияние экспериментальных критериев отбора упругих событий /1/ на величину радиационной поправки. Предыдущие расчеты /8/ поправок проводились для таких экспериментальных условий, в которых тормозные фотоны не регистрируются, и их фазовый объем никак не ограничивается. Хорошо известно, однако, что триггер любого эксперимента в определенной мере всегда дискриминирует события с явно различимым фотоном, что требуется для уменьшения уровня фоновых событий. Это означает, что не будет засчитана также часть событий внутреннего тормозного излучения, т.е. расчет поправки для случая полностью ненаблюдаемых фотонов всегда вносит некоторую ошибку. В данной работе мы подробно исследуем этот вопрос, при этом предлагается новый способ учета экспериментальных критериев отбора. Суть метода состоит в том, что вместо обычного вычисления вклада мягких /полностью ненаблюдаемых/ и жестких /частично ненаблюдаемых/ фотонов предлагается вычислить по методу Монте-Карло вероятность наблюдения реальных фотонов и вычесть полученный результат из расчета, отвечающего случаю полной ненаблюдаемости фотонов. При обычном подходе вклад жестких фотонов, отвечающий экспериментальным критериям отбора, также может быть вычислен точно только по методу Монте-Карло. Результат этих вычислений положителен и имеет тенденцию сокращать отрицательный вклад остальных слагаемых. Это сокращение требует очень точного расчета вклада жестких фотонов в поправку, что приводит к большим затратам машинного времени. При новом

методе приходится вычитать значение положительного вклада из отрицательной поправки, поэтому потери точности при сокращении не происходит. Кроме того, в новом методе усреднение сечения тормозного излучения имеет место в основном в областях фазового объема с большой энергией фотона и с большими углами вылета фотона относительно излучающей частицы. В таких областях дифференциальное сечение процесса является более гладкой функцией, чем в областях, отвечающих жестким фотонам, вычисленным при обычном подходе, а это приводит к значительно лучшей сходимости результата счета по методу Монте-Карло.

Во второй части работы мы приводим формулы для однопетлевых поправок, полученные в естественной схеме перенормировок и соответствующие идеализированной ситуации для случая ненаблюдаемых фотонов. Расчеты проводятся в приближении  $t, s-t \gg m_e^2$  / $s = 2m_e E_\nu$ ,  $t = 2m_e \cdot (E_e - m_e)$  /,  $E_\nu$  и  $E_e$  - энергии падающего нейтрино и электрона отдачи,  $m_e$  - масса электрона/.

В третьей части предлагаются формулы, необходимые для расчета вклада наблюдаемых фотонов по методу Монте-Карло. В заключение обсуждаются численные результаты, отвечающие ситуации, характерной для калориметрических измерений.

## 2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ /1/ В ОДНОПЕТЛЕВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Дифференциальное по энергии электрона отдачи сечение процессов /1/ в борновском приближении запишем в обычном виде /11/:

$$\frac{d\sigma_{\nu\mu e}^B}{dy} = 2\sigma_0 [g_L^2 + (1-y)^2 \cdot g_R^2], \quad /3/$$

$$\frac{d\sigma_{\nu\mu e}^B}{dy} = 2\sigma_0 [(1-y)^2 g_L^2 + g_R^2]. \quad /4/$$

Здесь

$$g_L = -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w, \quad g_R = \sin^2 \theta_w. \quad /5/$$

$$\sigma_0 = \frac{(G_F^{(\mu)})^2 m_e E_\nu}{\pi}, \quad y = \frac{E_e - m_e}{E_\nu}, \quad /6/$$

$G_F^{(\mu)}$  - константа Ферми в  $\mu$ -распаде, связанная с полуслабой константой  $g = e/\sin \theta_w$  ( $\sin^2 \theta_w = 1 - M_w^2/M_z^2$ ) соотношением /4.5/ работы /4/:

$$\frac{G(\mu)}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_w^2} \left(1 + \frac{\alpha}{4\pi} X\right), \quad /7/$$

где X дается выражением /4.6/ работы /4/.

Однопетлевое приближение амплитуды процессов /1/ вычислено в разделе 4 работы /9/. Из общей формулы /4.5/ /9/ находим, что в случае  $\nu_\mu(\nu_\mu)^e$ -рассеяния амплитуда в однопетлевом приближении имеет вид

$$\mathcal{M} = \frac{ig^2}{16R} (2\pi)^4 \frac{1}{q^2 + M_Z^2} \{O_\alpha \otimes O_\alpha \cdot F_1^Z(q^2, s) - 4(1-R)O_\alpha \otimes \gamma_\alpha \cdot F_3^Z(q^2, s)\}, \quad /8/$$

где  $q^2 = t$ ,  $R = M_w^2/M_Z^2$ ,  $M_Z$  - масса Z-бозона.

Формфакторы амплитуды  $F_1^Z$  и  $F_3^Z$  содержат факторизующийся чисто электродинамический вклад, определяемый формулой /4.29/ работы /9/:

$$F_1^{\text{QED}} = F_3^{\text{QED}} = \frac{\alpha}{4\pi} \{[4 - 2(q^2 + 2m^2)] \mathcal{J}(q^2, m^2, m^2)\} \cdot P_{IR} + \quad /9/$$

$$+ 2 \ln \frac{m^2}{M_w^2} - q^2 \cdot K(q^2, m^2, m^2) + \frac{3}{2} q^2 \mathcal{J}(q^2, m^2, m^2) - 4\}.$$

"Слабые" вклады определяются формулами /4.59/-/4.61/ работы /9/. В последних формулах следует сделать приближение  $s, q^2 \ll M_w^2, M_Z^2$ . Воспользовавшись результатами приложения D работы /9/ /формулы /D.21/-/D.23//, получаем "слабые" вклады  $F_1^Z(0)$  и  $F_3^Z(0)$  в этом приближении.

Чтобы выразить сечение в однопетлевом приближении через  $G_F^{(\mu)}$ ,  $e$  и  $\sin^2 \theta_w = 1 - M_w^2/M_Z^2$ , необходимо из формфакторов  $F_1^Z(0)$  и  $F_3^Z(0)$  вычесть величину  $\frac{\alpha}{4\pi} X$ . Таким образом, для  $F_1^Z(0)$  и  $F_3^Z(0)$  окончательно имеем

$$F_1^Z(0) = 1 + \frac{g^2}{16\pi^2} [Z(0) - W(0) + \frac{5}{8} R(1+R) - 2 - \quad /10/$$

$$- \frac{9R}{4(1-R)} \ln R + B_1^Z(0)],$$

$$F_3^Z(0) = 1 + \frac{g^2}{16\pi^2} \{Z(0) - W(0) + \frac{R}{1-R} [Z(-1) - W(-1)] + \frac{5}{8} R^2 -$$

$$- \frac{1}{24} R - \frac{62}{9} - \frac{9R}{4(1-R)} \ln R + B_2^Z(0) + \frac{2}{3} \ln \frac{m_\mu^2}{M_w^2} + \frac{8}{3} \frac{m_\mu^2}{q^2} - \frac{11}{9} + \quad /11/$$

$$+ \left(\frac{1}{3} - \frac{2m_\mu^2}{3q^2}\right) \cdot \frac{1}{q^2} L(q^2, m_\mu^2, m_\mu^2) + \text{Tr}[(8(1-R)Q_f^2 - 2|Q_f|) \cdot I_1(q^2, m_\mu^2, m_\mu^2)]\}.$$

Все обозначения введены в /9,12/. Здесь мы обратим внимание лишь на то, что формула /D.22/-/D.23/ работы /9/ была получена для  $q^2 \gg m_f^2/m_f$  - масса любого фермиона/, что несправедливо в рассматриваемом случае. Формула /11/ свободна от этого приближения, что и привело к тривиальным заменам:

$$\left(\ln \frac{q^2}{M_w^2} - \frac{5}{3}\right) \Rightarrow 6I_1(q^2, m_f^2, m_f^2), \quad /12/$$

$$\left(\frac{2}{3} \ln \frac{|q^2|}{M_w^2} - \frac{11}{9}\right) \Rightarrow \frac{2}{3} \ln \frac{m_\mu^2}{M_w^2} + \frac{8}{3} \frac{m_\mu^2}{q^2} - \quad /13/$$

$$- \frac{11}{9} + \left(\frac{1}{3} - \frac{2m_\mu^2}{3q^2}\right) \cdot \frac{1}{q^2} L(q^2, m_\mu^2, m_\mu^2),$$

где  $I_1$  и  $L$  определяются формулами /2.13/-/2.16/ работы /12/. Вычисляя дифференциальное сечение, отвечающее амплитуде /8/, находим

$$\frac{d\sigma_{\nu_\mu e}^{\text{OLW}}}{dy} = \frac{d\sigma_{\nu_\mu e}^{\text{B}}}{dy} + 2\sigma_0 \left\{ \frac{1}{4}(f_1 - f_3) + g_L^2(f_1 + f_3) + \quad /14/$$

$$+ g_R^2[2f_3(1-y)^2 + f_3 - f_1] \},$$

$$\frac{d\sigma_{\nu_\mu e}^{\text{OLW}}}{dy} = \frac{d\sigma_{\nu_\mu e}^{\text{B}}}{dy} + 2\sigma_0 \left\{ \frac{1}{4}(f_1 - f_3)(1-y)^2 + g_L^2(f_1 + f_3) \times \quad /15/$$

$$\times (1-y)^2 + g_R^2[(f_3 - f_1)(1-y)^2 + 2f_3] \},$$

где  $f_1 = F_1^Z(0) - 1$   $f_3 = F_3^Z(0) - 1$ .

Теперь к сечениям /14/ и /15/ необходимо добавить факторизующуюся электромагнитную часть /9/ и вклад тормозного излучения фотонов, проинтегрированный по полному фазовому объему фотонов. Вклад тормозного излучения вычисляется с помощью ковариантной техники, развитой в /10/, и с использованием системы аналитических вычислений SCHOONSCHIP /14/. Полученная электродинамическая часть сечения полностью совпадает с результатом работы /8/:

$$\frac{d\sigma_{\nu\mu e}^{\text{QED}}}{dy} = 2\sigma_0 \frac{\alpha}{\pi} [g_L^2 f_L(y) + g_R^2 (1-y)^2 f_R(y)], \quad /16/$$

$$\frac{d\sigma_{\nu\mu e}^{\text{QED}}}{dy} = 2\sigma_0 \frac{\alpha}{\pi} [g_L^2 (1-y)^2 f_R(y) + g_R^2 f_L(y)], \quad /17/$$

где  $f_L(y)$  и  $f_R(y)$  определяются формулами /15в/ и /15с/ работы /8/ соответственно. Нельзя, однако, не отметить, что с помощью ковариантной техники /10/ этот результат получается намного проще, чем с использованием метода работы /8/.

Формулы /14/-/17/ представляют собой окончательные выражения для дифференциального сечения процессов /1/ в однопетлевом приближении. Они получены с использованием естественной схемы перенормировок и содержат параметры  $G_F^{(\mu)}$ ,  $\alpha$ ,  $\sin^2 \theta_w$ , массу бозона Хиггса  $M_H$  и массы всех фермионов  $m_f$ . Зависимость сечения от  $M_H$  чрезвычайно слабая /13/, поэтому изучение процессов /1/ в ходе экспериментов с высокой статистикой и анализ данных с учетом однопетлевых поправок позволяют определить с высокой точностью параметр  $\sin^2 \theta_w = 1 - M_W^2/M_Z^2$  и проверить самосогласованность теории ГВС на однопетлевом уровне.

### 3. ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ ФОТОНОВ

Для реализации описанной во введении процедуры учета влияния экспериментальных условий на величину радиационной поправки необходимо иметь формулы для компонент импульсов конечных частиц и для полностью дифференциального сечения процесса тормозного излучения, сопровождающего упругое рассеяние /1/. При моделировании методом Монте-Карло компоненты импульсов позволяют проанализировать кинематику процесса и ответить на вопрос: будет ли  $i$ -тое разыгранное событие идентифицировано триггером как неупругое. Дифференциальное сечение позволит вычислить вес  $i$ -того события.

В этой части работы дан конкретный пример такого расчета. Полностью дифференциальное сечение процесса

$$\nu_\mu(\vec{\nu}_\mu)(\mathbf{k}_1) + e(p_1) \rightarrow \nu_\mu(\vec{\nu}_\mu)(\mathbf{k}_2) + e(p_2) + \gamma(p) \quad /18/$$

имеет вид

$$d\sigma_{\nu\mu e} = 2\sigma_0 \frac{\alpha}{\pi s^2} dy dz \frac{d\Omega_p^R}{4\pi} [g_L^2 E_L + g_R^2 E_R], \quad /19/$$

$$d\sigma_{\nu\mu e} = d\sigma_{\nu\mu e}(g_L \leftrightarrow g_R). \quad /20/$$

Здесь  $s = -2p_1 k_1$ ,  $z = -2pk_2$ ,  $d\Omega_p^R = d \cos \theta_p^R d\phi_p^R$ , где  $\theta_p^R$  и  $\phi_p^R$  - углы вылета фотона в R-системе ( $\mathbf{k}_2 + \vec{p} = 0$ ),

$$E_L = -(s - z - v_2)^2 \frac{m_e^2}{v_1^2} - s^2 \frac{m_e^2}{v_2^2} + \quad /21/$$

$$+ (s^2 + \frac{1}{2} z^2 - sz) \left( \frac{t}{v_1 v_2} - \frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_2} \right) +$$

$$+ \left( 1 + \frac{t}{v_1} - \frac{v_2}{v_1} \right) \left( z - s + \frac{1}{2} v_2 \right),$$

$$E_R = -(s - t - v_1)^2 \frac{m_e^2}{v_2^2} + \left[ z \left( s - t - \frac{1}{2} z \right) - (s - t)^2 \right] \times$$

$$\times \left( \frac{m_e^2}{v_1^2} - \frac{t}{v_1 v_2} + \frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) + \left( s - t - \frac{1}{2} z \right) \frac{m_e^2 z}{v_1^2} + \quad /22/$$

$$+ \left( \frac{v_1}{v_2} + \frac{t}{v_2} - 1 \right) \left( t - s + \frac{1}{2} v_1 \right),$$

$$t = (p_1 - p_2)^2; \quad v_{(1)} = -2pp_{(1)}; \quad z = -2pk_2.$$

В выражениях /21/ и /22/, где это возможно, мы положили  $m_e = 0$ . Переменные  $z$ ,  $\theta_p^R$  и  $\phi_p^R$  изменяются в следующих пределах:

$$0 \leq z \leq z_{\max} = 2t(s^2 - st - m_e^2 t) / [s\sqrt{t^2 + 4m_e^2 t} + t(s + 2m_e^2)],$$

$$-1 \leq \cos \theta_p^R \leq +1; \quad /23/$$

$$0 \leq \phi_p^R \leq 2\pi.$$

Как обычно в методе Монте-Карло, значения этих переменных находят по формулам

$$z = z_{\max} \cdot \gamma_1, \quad \phi_p^R = 2\pi \gamma_2, \quad \cos \theta_p^R = -1 + 2\gamma_3,$$

где  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  - случайные числа, равномерно распределенные на отрезке /0,1/. Переходя с помощью лоренц-преобразований из R-системы в лабораторную с осью Z вдоль вектора  $\mathbf{k}_1$  и поворачивая ее таким образом, чтобы вектор  $\vec{p}_2$  лежал в плоскости (y, z), находим компоненты 4-векторов  $p_2$  и p :

$$p_{2x} = 0,$$

$$p_{2y} = -s_2/s,$$

$$\begin{aligned}
p_{2z} &= c_2 / (2m_e s), \\
p_{20} &= (t + 2m_e^2) / (2m_e), \\
p_x &= \sqrt{z}/2 \cdot \sin\theta_p^R \cdot \sin\phi_p^R, \\
p_y &= s_2 [1 + (s-t)/\sqrt{\lambda} \cdot \cos\theta_p^R] / (2s) + \sqrt{z} \cdot c \sin\theta_p^R \cos\phi_p^R / (2s\sqrt{\lambda}), \\
p_z &= c [1 + (s-t)/\sqrt{\lambda} \cdot \cos\theta_p^R] / (4m_e s) - m_e \sqrt{z} s_2 \sin\theta_p^R \cos\phi_p^R / (s\sqrt{\lambda}), \\
p_0 &= (s-t + \sqrt{\lambda} \cdot \cos\theta_p^R) / (4m_e).
\end{aligned}
\tag{24/}$$

Здесь  $s_2 = \sqrt{st(s-t-z) - m_e^2(t+z)^2}$ ,  $c_2 = st + 2m_e^2(t+z)$ ,  
 $c = s^2 - c_2$ ,  $\lambda = (s-t)^2 - 4m_e^2 z$ .

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Дифференциальное по переменной  $y$  сечение процессов /1/ в однопетлевом приближении равно сумме выражений /14/ и /16/ для  $\nu_{\mu e}$ -рассеяния //15/ и /17/ для  $\bar{\nu}_{\mu e}$ -рассеяния/ в случае, если тормозные фотоны не регистрируются. Определим, как обычно, радиационную поправку формулой

$$\delta^{OL}(E_\nu, y) = \frac{d\sigma^{OLW}/dy + d\sigma^{QED}/dy + d\sigma^B/dy}{d\sigma^B/dy} \cdot 100\%, \tag{25/}$$

а поправку, связанную с учетом экспериментальных условий, выражением

$$\delta^{BR}(E_\nu, y) = \frac{\int dz \int d\Omega_p \frac{d^{(4)}\sigma^{BR}}{dy dz d\Omega_p}}{\frac{d\sigma^B}{dy}} \cdot 100\%. \tag{26/}$$

Четырехкратное дифференциальное сечение в числителе выражения /26/ описывается формулами /19/ и /20/, а его интегрирование до однократного сечения по  $y$  осуществляется методом Монте-Карло по тем конечным математическим конфигурациям, в которых событие тормозного излучения /18/ будет распознано как неупругое событие.

В экспериментах калориметрического типа конечные фотон и электрон порождают электромагнитные ливни. Событие будет распознано как неупругое, если два ливня хорошо различаются. Вычисление интеграла /26/ с достаточной точностью может быть выполнено только после тщательного изучения характеристик определенной экспериментальной установки. Можно, однако, предположить простую модель распознавания ливней, требуя, чтобы одновременно выполнялись следующие два условия:

$$E_\gamma > k_1 \cdot E_e \quad \text{и} \quad \theta_{e\gamma} > \frac{k_2}{E_e}, \tag{27/}$$

где  $E_e$  и  $E_\gamma$  - энергии конечного электрона и фотона соответственно, а  $\theta_{e\gamma}$  - угол разлета электрона и фотона в лабораторной системе /энергия измеряется в ГэВ,  $\theta_{e\gamma}$  - в радианах/.

Для нейтринного детектора ОИЯИ-ИФВЗ /3/

$$\begin{aligned}
k_1 &= 0,1 \div 0,3, \\
k_2 &= 0,01 \div 0,05.
\end{aligned}
\tag{28/}$$

Ясно, что, выбирая минимальные значения для  $k_1$  и  $k_2$ , мы будем иметь максимальную величину  $\delta^{BR}$ .

На рис.1 показаны графики функций  $\delta^{OL}(E_\nu, y)$  и  $\delta^{BR}(E_\nu, y)$  в зависимости от  $y$  для  $\nu_{\mu e}$ -рассеяния при трех значениях энергии

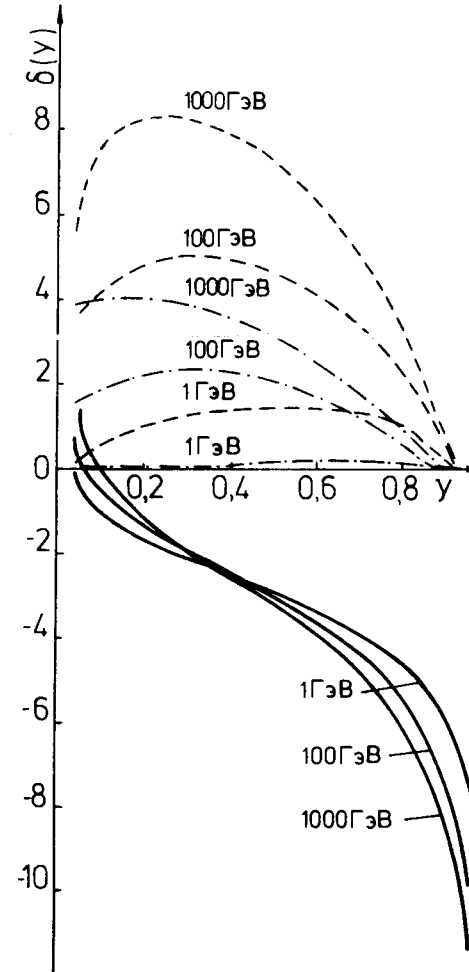


Рис.1. Зависимость от  $y$   $\delta^{OL}$  /сплошные линии/ и  $\delta^{BR}$  /пунктирные -  $k_1 = 0,1$  и  $k_2 = 0,01$ , штрихпунктирные -  $k_1 = 0,2$  и  $k_2 = 0,03$ / для  $\nu_{\mu e}$ -рассеяния при энергии нейтрино  $E_\nu = 1, 100$  ГэВ и 1 ТэВ.

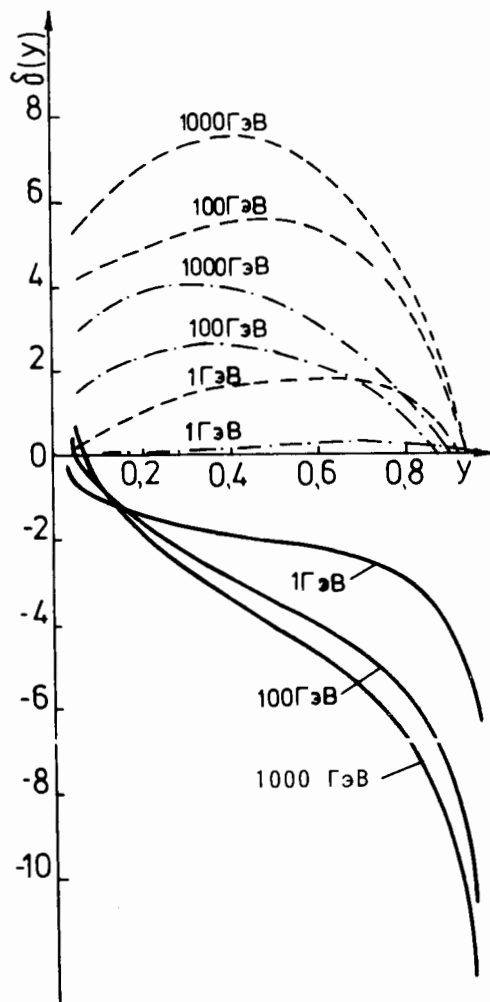


Рис.2. Зависимость от  $y$   $\delta^{OL}$  /сплошные линии/ и  $\delta^{BR}$  /пунктирные -  $k_1 = 0,1$  и  $k_2 = 0,01$ , штрихпунктирные -  $k_1 = 0,2$  и  $k_2 = 0,03$ / для  $\bar{\nu}_\mu e$ -рассеяния при энергии антинейтрино  $E_{\bar{\nu}} = 1, 100 \text{ ГэВ}$  и  $1 \text{ ТэВ}$ .

падающего нейтрино  $E_\nu$ . На рис.2 показаны те же самые кривые для  $\bar{\nu}_\mu e$ -рассеяния. Полная поправка с учетом экспериментальных условий отрицательна и равна разности между соответствующими величинами  $\delta^{OL}(E_\nu, y)$  и  $\delta^{BR}(E_\nu, y)$ .

Авторы выражают благодарность А.А.Ахундову за ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hasert F.J. et al. Phys.Lett., 1973, 46B, p. 121.
2. Niebergall F. Neutrino'82, Budapest, 1982, vol.2, p. 62.
3. Bunyatov S.A. et al. Neutrino'82, Budapest, 1982, vol.2, p.249.
4. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М., Христова П.Х. ЯФ, 1982, 35, с. 1220.

5. Aoki K.I. et al. Progr. Theor. Phys.Suppl., 1982, No. 73.
6. Particle Data Group. Phys.Lett., 1982,111B.
7. The UA1 Collaboration. Phys.Lett., 1983, 122B, p. 103; The UA2 Collaboration. Phys.Lett., 1983, 122B, p. 476; The UA1 Collaboration. Preprint CERN-EP/83-73, Geneva, 1983.
8. Sarantakos S., Sirlin A., Marciano W.J. Nucl.Phys., 1983, B217, p. 84.
9. Bardin D. Yu. et al. Nucl.Phys., 1982, B197, p. 1.
10. Bardin D.Yu., Shumeiko N.M. Nucl.Phys., 1977, B127, p. 242.
11. Bilenky S.M., Hožek J. Phys.Reports, 1982, 90, p. 75.
12. Bardin D.Yu. et al. Nucl.Phys., 1980, B175, p. 435.
13. Halzen F., Hioki Z., Konuma M. Preprint, Kyoto, RIFP-507, April, 1983.
14. Strubbe H.S. Comp. Phys.Com., 1974, 8, p. 1.

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 июля 1983 года.



## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	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.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	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.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,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

Бардин Д.Ю., Докучаева В.А. P2-83-438  
Об однопетлевых электрослабых поправках к сечениям процессов  $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})e$ -рассеяния

В связи с планируемыми высокоточными экспериментами по измерению сечений упругого  $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})e$ -рассеяния проводится дополнительное изучение однопетлевых электрослабых поправок к сечениям этих реакций. Предложена новая процедура расчета вклада реальных фотонов в радиационную поправку, учитывающая экспериментальные условия. Выполнен численный расчет поправки для ситуации, характерной для детекторов калориметрического типа.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Bardin D.Yu., Dokuchaeva V.A. P2-83-438  
About One-Loop Electroweak Corrections to the Cross Section of  $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})e$ -Scattering Processes

An additional study of one-loop electroweak corrections to the cross sections of elastic  $\nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})e$ -scattering is carried out in connection with the forthcoming high precision experimental measurement of this cross sections. A new method for computing the contribution of real photons to the radiative correction is suggested. The numerical calculation of corrections has been performed in the situation, typical for a calorimeter type detector.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой