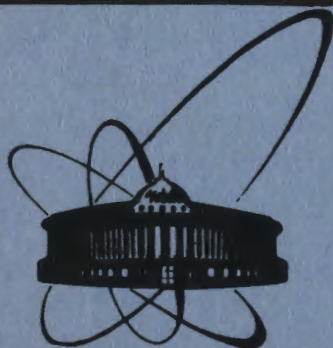


27/II-84



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1106/84

P2-83-818

Д.Ю.Бардин, В.А.Докучаева\*

ОБ ОДНОПЕТЛЕВЫХ ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ  
ПОПРАВКАХ  
К УПРУГОМУ РАССЕЙЯНИЮ НЕЙТРИНО  
НА ЭЛЕКТРОНАХ

Направлено в журнал "Nuclear Physics B"

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

1983

В настоящее время эксперименты по измерению сечений процессов упругого  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)e$ -рассеяния проводятся в нескольких центрах по физике высоких энергий /1-3/. Находятся в стадии подготовки /4/ либо одобрены /5/ эксперименты нового поколения, характеризующиеся очень высокой статистикой и малым уровнем фона. Основная цель проводимых и планируемых экспериментов - измерить параметр Вайнберга  $\sin^2\theta_W$  в чисто лептонном процессе /свободном от неопределенностей, связанных с учетом динамики сильных взаимодействий/ с точностью  $\leq 0,005$ . Столь высокая точность необходима, в частности, для проверки предсказаний теории великого объединения для "бегущего"  $\sin^2\theta_W(Q^2 = M_W^2)$  /6/.

Радиационные поправки к процессам упругого рассеяния нейтрино на лептонах вычислялись во многих работах, ссылки на которые можно найти в /7/, где получены компактные формулы для однопетлевых электрослабых поправок к дифференциальному по переменной  $y = E_e'/E_\nu / E_e'$  и  $E_\nu$  - энергии рассеянного электрона и начального нейтрино соответственно в л.с./ и к полному сечению этих процессов. В /8/ мы также вычислили однопетлевые электрослабые поправки как функции от  $E_\nu$  и  $y$  к упругому  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)e$ -рассеянию, кроме того, изучили влияние экспериментальных критериев отбора упругих событий на радиационную поправку и показали, что в некоторых случаях они достаточно сильно влияют на  $y$ -зависимость радиационной поправки.

В большинстве современных экспериментов идентификация событий  $\nu e$ -рассеяния осуществляется посредством электромагнитных калориметров, которые измеряют полную энергию частиц, способных вызывать электромагнитные ливни. Для процесса

$$\nu(k_1) + e(p_1) \rightarrow \nu(k_2) + e(p_2) + \dots \quad /1/$$

где ... означает возможные тормозные фотоны, видимую электромагнитную энергию с хорошей точностью можно определить как  $E_{vis}^{e.m.} = (E_\nu - E_\nu')$ . Поэтому экспериментально наблюдаемой переменной в таких детекторах является не  $y$ , а

$$y = \left( \frac{E_\nu - E_\nu'}{E_\nu} \right)^{л.с.} = \frac{E_{vis}^{e.m.}}{E_\nu} \quad /2/$$

В настоящей работе мы и приводим результаты вычисления дифференциального сечения процессов /1/ по переменной /2/ с учетом всех однопетлевых электрослабых поправок. Полученные формулы позволят правильно внести поправки к  $\bar{y}$ -распределению в конкретных экспериментальных условиях.

Вычисление дифференциального сечения по переменной  $\bar{y}$  представляет собой довольно простую в техническом отношении задачу, поэтому мы ограничимся приведением результатов, широко используя ссылки на /7/ и /8/.

Для сечения в борновском приближении и некантовоэлектродинамической части однопетлевых поправок справедливы прежние формулы /8/, так как в этом случае  $E_{vis}^{e,m} = E_e'$ , то есть  $y = \bar{y}$ . Мы приводим здесь эти формулы для полноты изложения и для введения обозначений.

Борновское приближение:

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

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

Здесь

$$g_L^{(\nu\mu)} = -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W, \quad g_R^{(\nu\mu)} = \sin^2 \theta_W, \quad /5/$$

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}, \quad \sigma_0 = \frac{[G_F^{(\mu)}]^2 m_e E_\nu}{\pi}, \quad /6/$$

$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{[G_F^{(\mu)}]^2 m_\mu^5}{192\pi^3} [1 + \frac{a}{2\pi} (\frac{25}{4} - \pi^2)], \quad /6/$$

где  $\tau_\mu$  - время жизни мюона,  $m_e$  и  $m_\mu$  - массы электрона и мюона соответственно. Сечения процессов упругого  $\nu_e(\bar{\nu}_e)e$ -рассеяния в борновском приближении получаются путем обычной замены:

$$g_L^{(\nu e)} = g_L^{(\nu\mu)} + 1, \quad g_R^{(\nu e)} = g_R^{(\nu\mu)}. \quad /7/$$

Дифференциальные сечения в однопетлевом приближении запишем в виде /7,8/:

$$\frac{d\sigma_{\nu e}^{0L}}{d\bar{y}} = 2\sigma_0 [\rho^{(\nu;e)}]^2 \{ [g_L^{(\nu;e)}(q^2)]^2 + (1 - \bar{y})^2 [g_R^{(\nu;e)}(q^2)]^2 \} + \frac{d\sigma_{\nu e}^{QED}}{d\bar{y}}, \quad /8/$$

$$\frac{d\sigma_{\bar{\nu} e}^{0L}}{d\bar{y}} = 2\sigma_0 [\rho^{(\nu;e)}]^2 \{ [g_L^{(\nu;e)}(q^2)] (1 - \bar{y})^2 + [g_R^{(\nu;e)}(q^2)]^2 \} + \frac{d\sigma_{\bar{\nu} e}^{QED}}{d\bar{y}}, \quad /9/$$

где

$$g_L^{(\nu\mu;e)}(q^2) = -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W^{(\nu\mu;e)}(q^2), \quad g_R^{(\nu\mu;e)}(q^2) = \sin^2 \theta_W^{(\nu\mu;e)}(q^2) \quad /10/$$

$$a \sin^2 \theta_W^{\nu\ell;e}(q^2) = (1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}) \kappa^{\nu\ell;e}(q^2).$$

Явные выражения для  $\rho^{(\nu;e)}$  и  $\kappa^{\nu\ell;e}(q^2)$  получаются с помощью общих формул работы /9/ для формфакторов амплитуды любого 4-фермионного процесса /некоторые вспомогательные формулы содержатся также в /8//.

В обозначениях /9/ имеем

$$\rho^{(\nu e)} = \frac{F_1^Z(0)}{F_1^W(0)} = 1 + \frac{3a}{16\pi(1-R)} \left\{ \frac{1}{1-R} \ln R + \xi \left[ \frac{\ln \xi}{R(1-\xi)} + \frac{\ln(R/\xi)}{R-\xi} \right] + \frac{5}{R} + 8R - 9 + \frac{m_t^2}{M_W^2} \right\}, \quad /11/$$

где  $R = M_W^2/M_Z^2$ ,  $\xi = M_H^2/M_Z^2$ ,  $M_H$  и  $m_t$  - массы скаляра Хиггса и t-кварка соответственно,

$$\kappa^{(\nu;e)}(q^2) = \frac{F_3^Z(0)}{F_1^Z(0)} = 1 + \frac{a}{4\pi(1-R)} \left\{ \frac{R}{1-R} [Z(-1) - W(-1)] + \frac{R}{1-R} [Z^t(-1) - W^t(-1)] - \frac{9}{4R} + \frac{5}{2} - \frac{20}{3} R + 4I_3(q^2, m_\ell^2, m_\ell^2) + \sum_f c_f [8(1-R)Q_f^2 - 2|Q_f|] I_3(q^2, m_f^2, m_f^2) \right\}. \quad /12/$$

В выражении /12/

$$I_3(q^2, m_1^2, m_2^2) = \int_0^1 x(1-x) \ln \frac{q^2 x(1-x) + m_1^2 x + m_2^2(1-x)}{M_W^2} dx, \quad /13/$$

$q^2 = (p_1 - p_2)^2$ ,  $c_f = 1$  для лептонов и  $c_f = 3$  для кварков,  $W(-1)$  и  $Z(-1)$  - конечные части собственно энергетических функций  $W$ - и  $Z$ -бозонов, определяемые формулами /A.1/ и /A.2/ работы /9/,  $Z^t(-1)$  и  $W^t(-1)$  - части этих функций, содержащие массу t-кварка и исчезающие в пределе  $m_t^2 \ll M_W^2$ :

$$W^t(-1) = \frac{3m_t^2}{M_W^2} I_1(-M_W^2, m_t^2, 0) - 6[I_3(-M_W^2, m_t^2, 0) - I_3(-M_W^2, 0, 0)],$$

$$Z^t(-1) = \frac{3m_t^2}{2M_W^2} I_0(-M_W^2, m_t^2, m_t^2) - \frac{1}{R} [3 - 8(1-R) + \frac{32}{3}(1-R)^2] \times [I_3(-M_W^2, m_t^2, m_t^2) - I_3(-M_W^2, 0, 0)], \quad /14/$$

где

$$I_k(q^2, m_1^2, m_2^2) = \int_0^1 x^k \ln \frac{q^2 x(1-x) + m_1^2 x + m_2^2(1-x)}{M_W^2} dx, \quad k = 0; 1. \quad /15/$$

Выражение /11/ для  $\rho^{(\nu;e)}$  алгебраически совпадает с формулой (3b-3d) из /7/; что касается выражения /12/ для  $\kappa^{\nu\ell;e}(q^2)$ , то было проверено, что с его помощью полностью численно воспроизводятся табл.2 этой же работы /при  $M_W = 83$  ГэВ,  $\sin^2 \theta_W = 0,215$ ,  $m_t = 0$ /.

Введение переменной  $\bar{y}$  видоизменяет только КЭД-часть дифференциальных сечений /8/ и /9/. Вычисление вклада тормозного излучения в новой переменной проводится непосредственно с использованием приемов работы /10/.

Окончательное выражение в ультрарелятивистском приближении имеет простой вид:

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

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

где

$$f_L(\bar{y}) = \frac{23}{72} - \frac{2}{3} \ln \frac{2E_{\nu} \bar{y}}{m_e} - \frac{5}{12} \bar{y} + \frac{1}{24} \bar{y}^2 - \frac{\pi^2}{6}, \quad /18/$$

$$f_R(\bar{y}) = \frac{23}{72} - \frac{2}{3} (1-\bar{y})^2 \ln \frac{2E_{\nu} \bar{y}}{m_e} - \frac{2}{9} \bar{y} - \frac{1}{18} \bar{y}^2 - (1-\bar{y})^2 \frac{\pi^2}{6}. \quad /19/$$

Выражения /18/ и /19/ существенно проще соответствующих формул, полученных по переменной  $y$  в /7,8/. В частности, они не содержат членов, квадратичных по логарифмам, и функций Спенса. Правильность выражений /18/ и /19/ подтверждается тем, что, интегрируя их по  $\bar{y}$  от 0 до 1, мы сразу приходим к формулам /16а-16с/ работы /7/ для КЭД-поправок к полному сечению.

Дифференциальные сечения  $\nu_e (\bar{\nu}_e) e$ -рассеяния получаются путем обычной замены /7/:

$$g_L^{(\nu \mu; e)}(q^2) \rightarrow g_L^{(\nu_e; e)} = -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W^{(\nu_e; e)}(q^2) + \frac{1}{n(\nu; e)}, \quad /20/$$

$$g_R^{(\nu \mu; e)}(q^2) \rightarrow g_R^{(\nu_e; e)} = \sin^2 \theta_W^{(\nu_e; e)}(q^2).$$

в выражениях /8/ и /9/ и замены /7/ в формулах /16/ и /17/.

На рис.1а-г приведены электрослабые однопетлевые поправки

$$\delta(E_{\nu}, \bar{y}) = \left( \frac{d\sigma_{\nu e}^{0L}}{d\bar{y}} - 1 \right) \cdot 100\% \quad /21/$$

как функции переменных  $\bar{y}$  /сплошные линии/ и  $y$  /пунктирные/ для процессов  $\nu_{\mu} e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} e$ ,  $\nu_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e$ -рассеяния, вычисленные при четырех значениях энергии падающего нейтрино в л.с. и при следующих значениях масс частиц:

- а/ массы лептонов взяты из последнего издания таблиц свойств частиц /11/;
- б/ эффективные массы кварков - из /7/,  $m_t = 32$  ГэВ;
- в/  $M_W = 83,0$  ГэВ,  $M_Z = M_H = 93,8$  ГэВ.

Как видно, электрослабые поправки по переменной  $\bar{y}$  малы и слабо зависят от  $\bar{y}$ , в отличие от довольно большой и сильно изменяющейся поправки по переменной  $y$ . Ясно, что это обстоятельство следует учитывать при анализе  $y$ -распределения в будущих экспериментах.

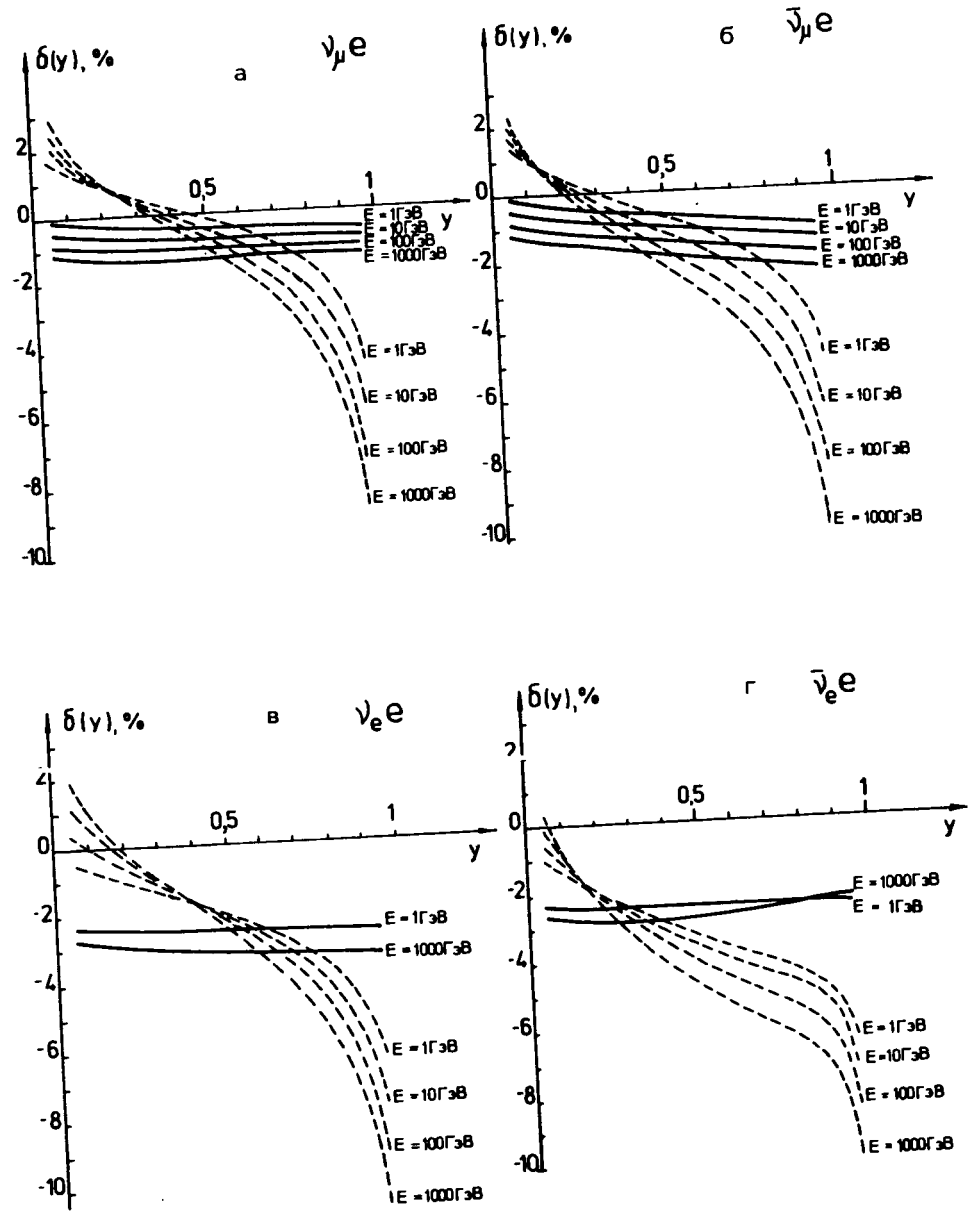


Рис.1. Однопетлевые электрослабые поправки к процессам упругого  $\nu_{\mu} e$ -рассеяния /а/,  $\bar{\nu}_{\mu} e$ -рассеяния /б/,  $\nu_e e$ -рассеяния /в/,  $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния /г/ при различных значениях энергии падающего нейтрино  $E_{\nu}$  как функции переменной  $\bar{y}$  /сплошные линии/ и переменной  $y$  /пунктирные/.

Таблица

Электрослабые однопетлевые поправки к полным сечениям процессов упругого  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)e$ -и  $\nu_e(\bar{\nu}_e)e$ -рассеяния

$E_\nu$ \ $\delta$	$\delta^{\nu_\mu}$	$\delta^{\bar{\nu}_\mu}$	$\delta R^{\nu}$ (%)	$\delta^{\nu_e}$	$\delta^{\bar{\nu}_e}$	$\delta R^{\nu_e}$ (%)
1 ГэВ	0,999	0,994	0,5	0,973	0,974	-0,1
10 ГэВ	0,996	0,990	0,6	0,972	0,973	-0,1
100 ГэВ	0,993	0,986	0,6	0,970	0,972	-0,2
1 ТэВ	0,990	0,982	0,8	0,967	0,970	-0,3

В таблице даны электрослабые радиационные факторы для полных сечений  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)e$ -и  $\nu_e(\bar{\nu}_e)e$ -рассеяния

$$\delta(E_\nu) = \frac{1}{0} \int \frac{d\sigma^{0L}}{d\bar{y}} d\bar{y} / \frac{1}{0} \frac{d\sigma^B}{d\bar{y}} d\bar{y} \quad /22/$$

и электрослабые поправки  $\delta R$  к отношению

$$R = \frac{\sigma_{\nu e}}{\sigma_{\bar{\nu} e}} \quad /23/$$

при тех же четырех значениях энергии падающего нейтрино  $E_\nu$ .

Как видно из таблицы, результирующая величина поправки  $\delta R$  к отношению  $R$  оказывается намного меньше ожидаемой в эксперименте /5/ точности,  $\Delta R \sim 5\%$ . Поэтому учет электрослабых поправок в такой ситуации будет ненужным. Отметим, однако, что это имеет место только при  $\sin^2 \theta_W = 0,20 + 0,23$ . Для других значений  $\sin^2 \theta_W$  поправка  $\delta R$  может быть порядка экспериментальной ошибки  $\Delta R$ . Так, например, при  $\sin^2 \theta_W = 0,284$  /12/ и  $E_\nu = 100$  ГэВ  $\delta^{\nu_\mu} = 1,000$ ,  $\delta^{\bar{\nu}_\mu} = 0,967$  и  $\delta R^{\nu_\mu} = 3,3\%$ . Если значение /12/ для  $\sin^2 \theta_W$  подтвердится в будущем, то электрослабые поправки сдвинут центральное значение  $\sin^2 \theta_W$  на величину, сравнимую с ожидаемой ошибкой /5/.

Авторы выражают глубокую благодарность П.Х.Христовой за помощь в получении выражений /14/, а также Г.В.Мицельмахеру, А. де Рухуле и В.Д.Хованскому за полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Morfin J.G. Preprint FNAL-Cont-83/54-THY/EXP, 1983.
2. Bergsma F. et al. Phys.Lett., 1982, 117B, p.272.
3. Baker N.J. et al. Neutrino'82. Budapest, 1982, vol.2, p.1; Lanou R.E. et al. Neutrino'82. Budapest, 1982, vol.2, p.9.

4. Bunyatov S.A. et al. Neutrino'82. Budapest, 1982, vol.2, p.249.
5. Busi C. et al. CERN/SPSC/83-24, CERN/SPSC/83-37, Geneva, 1983.
6. Marciano W.J., Sirlin A. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p.163.
7. Sarantakos S., Sirlin A., Marciano W.J. Nucl.Phys., 1983, B127, p.84.
8. Бардин Д.Ю., Докучаева В.А. ОИЯИ, P2-83-438, Дубна, 1983.
9. Bardin D.Yu., Christova P.Ch., Fedorenko O.M. Nucl.Phys., 1982, B197, p.1.
10. Bardin D.Yu., Shumeiko N.H. Nucl.Phys., 1977, B127, p.242.
11. Particle Data Group. Phys.Lett., 1982, 111B.
12. Arnison G. et al. Preprint CERN-EP/83-73, Geneva, June, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 декабря 1983 года.



# НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 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.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 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. P2-83-818

Об однопетлевых электрослабых поправках к упругому рассеянию нейтрино на электронах

Вычислено дифференциальное по переменной  $\bar{y}$  сечение процесса упругого  $\nu_e(\bar{\nu}_e)e$  - или  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)e$  - рассеяния с учетом однопетлевых электрослабых поправок. Переменная  $y = (E_\nu - E'_\nu)/E_\nu = E_{\nu_{int}}^{e.m.}/E_\nu$  ( $E_\nu$  и  $E'_\nu$  - энергии падающего и рассеянного нейтрино в л.с.) содержит энергию  $E_{\nu_{int}}^{e.m.}$  непосредственно измеряемую электромагнитным калориметром, обычно используемым для регистрации событий упругого  $\nu e$  -рассеяния. Показано, что при  $E_\nu \leq 100$  ГэВ радиационная поправка  $\delta(E_\nu, \bar{y})$  мала ( $\leq 2\%$ ) и слабо зависит от  $\bar{y}$ , в отличие от большой и сильно зависящей от  $y$  поправки  $\delta(E_\nu, y)$ , где  $y = E'_e/E_\nu$  /  $E'_e$  - энергия рассеянного электрона/. Показано также, что при  $\sin^2\theta_W = 0,20 \pm 0,23$  величина радиационных поправок к отношению  $R = \sigma_{\nu e}/\sigma_{\nu e}^0$  значительно меньше точности измерения  $\Delta R$  в проводимых и планируемых экспериментах.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Bardin D.Yu., Dokuchaeva V.A. P2-83-818

On One-Loop Electroweak Corrections to Neutrino-Electron Elastic Scattering

The one-loop electroweak radiative corrections to the spectrum with respect to electromagnetic energy deposition  $\bar{y} = E_{\nu_{int}}^{e.m.}/E_\nu$  for the elastic  $\nu_e(\bar{\nu}_e)e$  and  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)e$  scattering are calculated within the standard  $SU(2)_L \otimes U(1)$  theory. The quantity  $E_{\nu_{int}}^{e.m.} = E_\nu - E'_\nu$  (where  $E_\nu$  and  $E'_\nu$  are initial and final neutrino energies in the lab. system) is equal, in good approximation, to the visible energy deposited in an electromagnetic calorimeter commonly used for the identification of the elastic neutrino-electron scattering. It is shown that for  $E_\nu \leq 1000$  GeV the radiative correction  $\delta(E_\nu, \bar{y})$  is rather small ( $\leq 2\%$ ) and depends weakly on  $\bar{y}$  in contrast with the usually considered correction in terms of the variable  $y = E'_e/E_\nu$  (where  $E'_e$  is the final electron laboratory energy),  $\delta(E_\nu, y)$ , that is rather large (up to 10%) and depends violently on  $y$ . It is shown also that for  $\sin^2\theta_W = 0.20 \pm 0.23$  one-loop corrections to the cross section ratio  $R = \sigma_{\nu e}/\sigma_{\nu e}^0$  are negligible as compared both with current and proposed experimental errors.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1983

Перевод авторов