ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р2 - 7455

К.Зибольд, В.Г.Малышкин

$\nu_e e(\tilde{\nu}_e)$ -РАССЕЯНИЕ В НЕЛОКАЛЬНОЙ ТЕОРИИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 7455

К.Зибольд,[1] В.Г.Малышкин[2]

$\nu_e e (\tilde{\nu}_e)$ -РАССЕЯНИЕ В НЕЛОКАЛЬНОЙ ТЕОРИИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Направлено в ***Nuclear Physics***

[1] Университет г. Карлсруэ, ФРГ.
[2] Саратовский государственный университет.

Зибольд К., Малышкин В.Г. P2 - 7455

$\nu_e e(\tilde{\tilde{\nu}}_e e)$ -рассеяние в нелокальной теории слабых взаимодействий

В рамках нелокальной теории слабых взаимодействий вычислены дифференциальные и полные сечения для $\nu_e e(\tilde{\tilde{\nu}}_e e)$ -рассеяний.
Проведено сравнение с экспериментальными данными.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1973

Sibold K., Malyshkin V.G. P2 - 7455

$\nu_e e(\tilde{\tilde{\nu}}_e e)$ - Scattering in Nonlocal Theory of Weak Interactions

The differential and total cross sections for the $\nu_e e(\tilde{\tilde{\nu}}_e e)$-scattering in the framework of nonlocal theory of weak interactions are calculated. A comparison with experimental data is made.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1973

1. Введение

В предыдущей работе [1] мы указали на трудности, возникающие при попытках экспериментальной проверки нелокального варианта [2–5] квантовой теории поля. Эти трудности обусловлены как малостью нелокальных поправок для большинства физических процессов, так и тем произволом, который имеет место в рамках указанного подхода. Грубо говоря, нелокальные поправки к наблюдаемым эффектам задаются разложениями типа

$$\delta\mathcal{C} = \sum_{n=-n_0}^{\infty} a_n (p^2 \ell^2)^n, \qquad /1.1/$$

здесь p - массовая характеристика рассматриваемого процесса, ℓ - элементарная длина, определяющая размеры области нарушения локальности, a_n - числовые параметры, связанные некоторым преобразованием с нелокальным формфактором модели. Подобные представления содержат функциональный произвол, что, на первый взгляд, делает невозможной их экспериментальную проверку.

Однако для всех физических эффектов, к анализу которых применима теория возмущений, в представлении /1.1/ можно ограничиться лишь первыми членами разложения.

Таким образом, мы, по существу, располагаем феноменологической схемой, включающей в себя лишь конечное число неизвестных параметров /одних и тех же для всех эффектов/, проверка которой уже не кажется невозможной.

Основная трудность заключается в том, что нелокальные поправки возникают, как правило, в высших порядках теории возмущений. Более того, после выполнения программы перенормировки, т.е. после перехода к наблюдаемым массам и константам связи, главные члены представлений /1.1/ исчезают. По этим причинам в большинстве случаев нелокальные поправки практически ненаблюдаемы .

Ситуация изменяется при рассмотрении νe и $\tilde{\nu} e$ -рассеяний. Для этих реакций эффекты нелокальности играют, если и не главную роль, то, по крайней мере, существенно изменяют величины сечений рассеяния. Для $\nu_\mu e(\tilde{\nu}_\mu e)$-рассеяния эффекты нелокальности вообще нельзя рассматривать как некие поправки к основному вкладу, поскольку этот процесс в рамках нелокальной теории слабых взаимодействий возникает лишь в высших порядках теории возмущений. Что касается $\nu_e e(\tilde{\nu}_e e)$ -рассеяния, то для него влияние нелокальных поправок усиливается в результате того, что главные вклады /1.1/ не устраняются перенормировкой.

Настоящая работа посвящена изучению последнего процесса. Мы рассмотрим в низших порядках теории возмущений вклады в $\nu_e e(\tilde{\nu}_e e)$ -рассеяние слабых, нейтрин-нейтринных и электромагнитных взаимодействий. В работе получены выражения для дифференциальных и полных сечений $\nu_e e$ и $\tilde{\nu}_e e$ -рассеяний. Поскольку методы вычислений нелокальной теории незначительно отличаются от методов, используемых, например, в локальной квантовой электродинамике, мы, как правило, приводим лишь конечные выражения для интересующих нас величин, не вдаваясь в детали вычислений /подробный расчет аналогичных величин можно найти, например, в работах /6,7/ /.

Обозначения и ряд результатов заимствованы нами из работы /1/. Ссылки на отдельные формулы будут даваться с дополнительным индексом 1, например /1-2.2/.

2. *Постановка задачи и предварительные вычисления*

Исходный лагранжиан, описывающий электромагнитное и слабое взаимодействия лептонов, выбирается в следующем виде :

$$\mathcal{L}_{int}(x) = -e(\bar{L}(x)\hat{A}(x)L(x)) + \frac{G}{\sqrt{2}}(\bar{L}(x)O_\alpha J_\alpha(x)L(x)) + h\,Sp\{MJ_\alpha(x)J_\alpha(x)\}. \qquad /2.1/$$

Для лептонных полей здесь принята запись в форме двухкомпонентных спиноров

$$L(x) = \begin{pmatrix} L^{(1)}(x) \\ L^{(2)}(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e(x) \\ \mu(x) \end{pmatrix}, \qquad /2.2/$$

$J_\alpha(x)$ и M - это следующие 2 x 2 матрицы:

$$J_\alpha(x) = \begin{pmatrix} J_{1\alpha}(x) & J_{3\alpha}(x) \\ J^+_{3\alpha}(x) & J_{2\alpha}(x) \end{pmatrix} \qquad /2.3/$$

$$J_{1\alpha}(x) = (\bar{\nu}_e O_\alpha \nu_e),\ J_{2\alpha}(x) = (\bar{\nu}_\mu O_\alpha \nu_\mu),\ J_{3\alpha}(x) = (\bar{\nu}_\mu O_\alpha \nu_e) \qquad /2.4/$$

$$M = \begin{pmatrix} m_e^2 & 0 \\ 0 & m_\mu^2 \end{pmatrix} \qquad /2.5/$$

h - константа нейтрин-нейтринных взаимодействий.

Напомним, что введение нелокальности эффективно приводит к следующей модификации нейтринного пропагатора :

$$\frac{1}{\hat{p}+i\epsilon} \to \frac{V(-p^2\ell_\nu^2)}{\hat{p}+i\epsilon} \qquad /2.6/$$

или, в координатном представлении, в евклидовой области

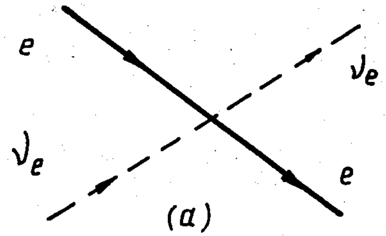
$$S_c^\nu(x) = \frac{2\hat{x}\,i}{(2\pi)^2}\,\frac{1}{x^4} \to \frac{2\hat{x}\,i}{(2\pi)^2}\,\frac{1}{x^4}\,W\Big(\frac{x^2}{\ell_\nu^2}\Big). \qquad /2.7/$$

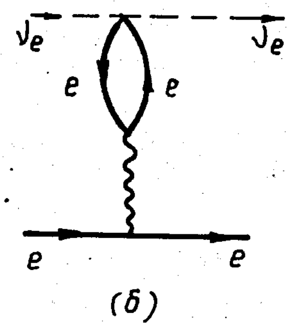
В дальнейшем полезными окажутся следующие вспомогательные функции /6/:

$$v(\zeta) = \frac{1}{\Gamma(3-\zeta)}\int_0^\infty du\,u^{\zeta-2}\,[W^2(u)]' \qquad /2.8/$$

$$u(\zeta) = \frac{1}{\Gamma(2+\zeta)}\int_0^\infty du\,u^{\zeta}\,W'(u). \qquad /2.9/$$

В низших порядках теории возмущений интересующие нас процессы описываются диаграммами:





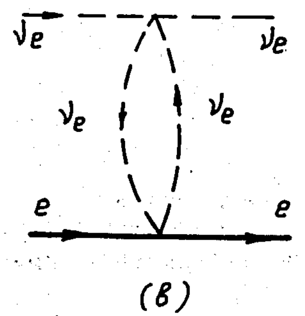


Рис. 1а, б, в

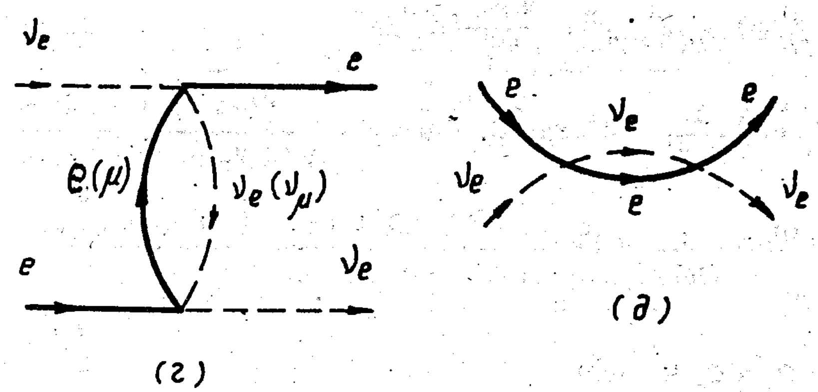


Рис. 1г, д

Соответствующая амплитуда представима в виде

$$F = \frac{iG}{(2\pi)^2\sqrt{2}}\{(\bar{e}(p')\,O_\alpha\,e(p))(\bar{\nu}_e(q')\,O_\alpha\,\nu_e(q))[1-4hm_e^2N_1((p'-p)^2)$$

$$-\frac{G}{\sqrt{2}}M^{(e)}((p+q)^2) - \frac{G}{\sqrt{2}}\sum_{j=e,\mu}K_1^{(j)}((p'-q)^2)] \qquad /2.10/$$

$$+\frac{G}{\sqrt{2}}(\bar{e}(p')(1+\gamma_5)\nu_e(q))(\bar{\nu}_e(q')(1-\gamma_5)\,e(p))\sum_{j=e,\mu}\frac{m_e^2}{m_j^2}K_2^{(j)}((p'-q)^2)$$

$$-e^2(\bar{e}(p')\gamma_\alpha e(p))(\bar{\nu}_e(q')\,O_\beta\nu_e(q))\,\Pi_{\alpha\beta}^{(e)}((p'-p)^2)\,\frac{1}{(p'-p)^2}\}.$$

Здесь функции N,K,M связаны с диаграммами /в/, /г/, /д/ соответственно, и определены следующим образом:

$$N_{\alpha\beta}(p) = g_{\alpha\beta}N_1(p^2) + p_\alpha p_\beta N_2(p^2) \qquad /2.11/$$

$$N_{\alpha\beta}(p) = \frac{1}{(2\pi)^4 i}\int d^4k\,Sp(\hat{k}O_\alpha(\hat{k}+\hat{p})O_\beta)\,\frac{V(-k^2\ell_\nu^2)V(-(p+k)^2\ell_\nu^2)}{(-k^2-i\epsilon)[-(p+k)^2-i\epsilon]} \qquad /2.12/$$

$$K^{(j)}_{\alpha\beta}(p) = g_{\alpha\beta} K^{(j)}_1(p^2) + \frac{p_\alpha p_\beta}{m_j^2} K^{(j)}_2(p^2) \tag{2.13}$$

$$K^{(j)}_{\alpha\beta}(p) = \frac{1}{(2\pi)^4 i}\int d^4k\, Sp(\hat k O_\alpha (\hat k+\hat p) O_\beta)\, \frac{V(-k^2\ell_\nu^2)}{(-k^2-i\epsilon)[-(p+k)^2+m_j^2-i\epsilon]} \tag{2.14}$$

$$M^{(j)}(p) = \frac{1}{(2\pi)^4 i}\int d^4k\, \frac{V(-k^2\ell_\nu^2)[O_\alpha \hat k O_\beta] \times [O_\alpha (\hat p+\hat k) O_\beta]}{(-k^2-i\epsilon)[m_j^2-(p+k)^2-i\epsilon]}$$

$$= O_\alpha \times O_\alpha\, M^{(j)}(p^2) \tag{2.15}$$

/ × - знак прямого произведения/

$$\Pi^{(j)}_{\alpha\beta}(p) = \frac{1}{(2\pi)^4 i}\int d^4k\, \frac{Sp\{\gamma_\alpha(\hat p+m_j)\gamma_\beta(\hat p+\hat k+m_j)\}}{(m_j^2-p^2-i\epsilon)[m_j^2-(p+k)^2-i\epsilon]}. \tag{2.16}$$

Функция $N_{\alpha\beta}(p)$ подробно вычислялась в работе /6/. Аналогичные вычисления можно провести и для функций $K^{(j)}_{\alpha\beta}(p)$ и $M^{(j)}(p)$. Мы ограничимся тем, что приведем окончательные выражения

$$N_1(p^2) = \frac{1}{i\pi}\int\limits_{\substack{-\beta+i\infty \\ (0<\beta<1)}}^{-\beta-i\infty} \frac{d\zeta\,(-p^2)^\zeta\, \ell_\nu^{2\zeta-2}\,(1+\zeta)\,v(1+\zeta)}{2^{2\zeta}\,\Gamma(\zeta)\Gamma(\zeta+1)\Gamma(\zeta+3)\sin^2\pi\zeta}, \tag{2.17}$$

$$K_1^{(j)}(p^2) = \frac{i}{8\pi^2}\int\limits_{\substack{-\beta+i\infty \\ (1<\beta<2)}}^{-\beta-i\infty} \frac{d\zeta\, m_j^{2(\zeta+1)}\,\ell_\nu^{2\zeta}\,u(\zeta)\Gamma(-\zeta)}{2^{2\zeta}\sin\pi\zeta} \times \tag{2.18}$$

$$\times \{ {}_2F_1\left(-\zeta-1,-\zeta+1;3;\frac{p^2}{m_j^2}\right) +$$

$$+ \frac{(\zeta^2-1)}{3}\frac{p^2}{m_j^2}\, {}_2F_1\left(-\zeta,-\zeta+2;4;\frac{p^2}{m_j^2}\right)\}$$

$$K_2^{(j)}(p^2) = \frac{i}{12\pi^2}\int\limits_{\substack{-\beta+i\infty \\ (0<\beta<1)}}^{-\beta-i\infty} \frac{d\zeta\, m_j^{2(\zeta+1)}\,\ell_\nu^{2\zeta}\,u(\zeta)\Gamma(-\zeta)(1-\zeta^2)}{2^{2\zeta}\sin\pi\zeta} \times$$

$$\times\, {}_2F_1\left(-\zeta,-\zeta+2;4;\frac{p^2}{m_j^2}\right) \tag{2.19}$$

$$M^{(j)}(p^2) = \frac{1}{2i\pi^2}\int\limits_{\substack{-\beta+i\infty \\ (1<\beta<2)}}^{-\beta-i\infty} \frac{d\zeta\, m_j^{2(\zeta+1)}\,\ell_\nu^{2\zeta}\,u(\zeta)\Gamma(-\zeta)}{2^{2\zeta}\sin\pi\zeta} \times$$

$$\times\, {}_2F_1\left(-\zeta-1,-\zeta+1;2;\frac{p^2}{m_j^2}\right) \tag{2.20}$$

Так как в дальнейшем при сравнении результатов расчета с экспериментом мы будем предполагать, что $(m_j^2\ell_\nu^2) \ll 1$ и $(p^2\ell_\nu^2) \ll 1$, более полезными окажутся приближенные выражения для этих функций:

$$N_1(p^2) = \frac{1}{\pi^2}\{\frac{v(1)}{\ell_\nu^2} - \frac{p^2}{6}[\ln(-\frac{p^2\ell_\nu^2}{4}) + v'(2) + 3C \tag{2.17a}$$

$$- \frac{7}{3} + O(p^2\ell_\nu^2)]\},$$

$$K_1^{(j)}(p^2) = \frac{1}{\pi^2}\{\frac{u(-1)}{\ell_\nu^2} + \frac{m_j^2}{4}(1-\frac{2}{3}\frac{p^2}{m_j^2})(\ln\frac{m_j^2\ell_\nu^2}{4} + u'(0))$$

$$+ \frac{m_j^2 C}{4}(1-\frac{4}{3}\frac{p^2}{m_j^2}) + \frac{m_j^2}{4}[-\frac{5}{6} + \frac{23}{18}\frac{p^2}{m_j^2} + \frac{1}{6}\frac{p^4}{m_j^4} + \frac{1}{3}\frac{m_j^2}{p^2}$$

$$+ \frac{1}{3}\frac{(1-p^2/m_j^2)^3}{p^4/m_j^4}\ln(1-p^2/m_j^2) + O(p^2\ell_\nu^2)]\}, \tag{2.18a}$$

$$K_2^{(j)}(p^2)=\frac{m_j^2}{6\pi^2}\{\ln\frac{m_j^2\ell_\nu^2}{4}+u'(0)+C-\frac{5}{6}-\frac{2m_j^2}{p^2}-\frac{2m_j^4}{p^4}-$$

$$+(1+\frac{3m_j^4}{p^4}-\frac{2m_j^6}{p^6})\ln(1-p^2/m_j^2)+O(p^2\ell_\nu^2)\},$$

$$M^{(j)}(p^2)=-\frac{1}{\pi^2}\{\frac{4u(-1)}{\ell_\nu^2}+m_j^2[(1-\frac{1}{2}\frac{p^2}{m_j^2})(\ln\frac{m_j^2\ell_\nu^2}{4}+u'(0)+C) \qquad /2.20a/$$

$$+\frac{3}{4}\frac{p^2}{m_j^2}-\frac{1}{2}+\frac{(1-p^2/m_j^2)\ln(1-p^2/m_j^2)}{2p^2/m_j^2}+O(p^2\ell_\nu^2)\}.$$

Обратимся теперь к выражению /2.16/. Введение нелокальности не изменяет пропагаторы заряженных частиц, поэтому функция $\Pi^{(j)}_{\alpha\beta}(p)$ задается расходящимся интегралом. Для придания ей смысла мы используем регуляризационную процедуру, предложенную в работах /3,5/.

В отличие от рецепта /3,5/, мы пока не фиксируем константу a_0 /в указанных работах $a_0=0$ /, поскольку она имеет вполне определенный физический смысл /9/. Именно, она связана с электромагнитным радиусом нейтрино, и о величине ее можно судить лишь после анализа соответствующих экспериментов /см., например, /8/ /.

Конечный результат представляется в виде /3/:

$$\Pi^{(j)}_{\alpha\beta}(p)=(p_\alpha p_\beta-g_{\alpha\beta}p^2)\,\Pi^{(j)}(p^2), \qquad /2.21/$$

$$\Pi^{(j)}_{\alpha\beta}(p^2)=\frac{1}{2\pi^2}\{\frac{a_0}{6}+\int_0^1 dx\cdot x(1-x)\ln[1-x(1-x)\frac{p^2}{m_j^2}]\}.$$

Итак, мы располагаем точными выражениями всех блоков диаграмм 1 /а-д/, определяющих $\nu_e e$, $\tilde{\nu}_e e$ -рассеяние.

3. *Дифференциальные и полные сечения для $\nu_e e$ и $\tilde{\nu}_e e$ рассеяний*

Прежде чем переходить к расчету различных характеристик $\nu_e e(\tilde{\nu}_e e)$ -рассеяний, заметим, что современные эксперименты допускают существование довольно сильного нейтрин-нейтринного взаимодействия /1,10/ и поэтому параметр hm_μ^2/ℓ_ν^2, по которому эффективно проводится разложение в ряду теории возмущений, может быть весьма большим /здесь ℓ_ν - элементарная длина/. Поскольку мы не имеем аппарата для учета этих взаимодействий, отличного от теории возмущений, то предположим, что $h\,m_\mu^2/\ell_\nu^2<1$, объясняя все отклонения от этого условия /1,10/ нечувствительностью соответствующих экспериментов к влиянию нейтрин-нейтринных взаимодействий.

Обратимся теперь к выражению /2.10/ для амплитуды рассеяния. Возведем его в квадрат, усредним по спинам начальных частиц и просуммируем по спинам конечных. Ограничиваясь порядком G^3, G^2h и $G^2\alpha$, получим для дифференциального сечения:

$$d\sigma_{\nu_e e}=\frac{G^2}{(2\pi)^2 p_0 q_0}\{4(p'q')(pq)[1-\frac{2G}{\sqrt{2}}\mathrm{Re}\sum_{j=e,\mu}K_1^{(j)}((p'-q)^2)$$

$$-\frac{2G}{\sqrt{2}}\mathrm{Re}\,M^{(e)}((p+q)^2)-8hm_e^2\mathrm{Re}\,N_1((p'-p)^2)+e^2\mathrm{Re}\,\Pi^{(e)}((p'-p)^2)]$$

$$-2m_e^2(qq')\mathrm{Re}[\frac{G}{\sqrt{2}}\sum_{j=e,\mu}\frac{m_e^2}{m_j^2}K_2^{(j)}((p'-q)^2)+e^2\,\Pi^{(e)}((p'-p)^2)]\}$$

$$\times\frac{d\vec{p}\,'}{p_0'}\frac{d\vec{q}\,'}{q_0'}\delta^{(4)}(p+q-p'-q'). \qquad /3.1/$$

Параметр G, входящий в выражение /3.1/, не является физической константой связи слабых взаимодействий, и характеризует только лагранжиан взаимодействия. Для перехода к реальной константе связи G_F /той, которую измеряют в опытах по μ -распаду/ необходимо осуществить перенормировку. Заметим, что данная перенормировка никак не связана с проблемой устранения ультрафиолетовых расходимостей, существующих в обычных неперенормируемых теориях, и означает лишь переход от нефизических параметров к параметрам, измеряемым на опыте.

В интересующем нас порядке связь между затравочной константой связи G и константой Ферми $G_F = 10^{-5}/m_p^2$ дается формулой /1-2.17/:

$$G^2 = G_F^2 \{ 1 + \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{j=e,\mu} \tilde{I}^{(j)} + h(m_\mu^2 + m_e^2)\tilde{N}_1 \}, \qquad /3.2/$$

явный вид функций $\tilde{I}^{(j)}$ и $\tilde{N}_1$ приведен в приложении к работе /1/. Поскольку мы ограничились порядком G^3, G^2h и $G^2 a$, то перенормировку констант h и e проводить не надо.

Выражение для дифференциального сечения $\nu_e e$ -рассеяния в терминах физических параметров получается из /3.1/ с помощью замены /3.2/.

Формула /3.1/ /с учетом /3.2// весьма громоздка и реально нам не понадобится. Заметим, что все функции /кроме $\Pi^{(e)}(p^2)$ /, определяющие сечения, имеют вид разложений по степеням параметра $p^2 \ell_\nu^2$ /см. /1.1//, поэтому, если предположить малость этого параметра, то в соответствующих разложениях можно ограничиться лишь первыми членами.

Мы примем это предположение по двум причинам: во-первых, если учесть энергии нейтрино, при которых проводятся и планируется провести рассматриваемые эксперименты, то предположение не противоречит получавшимся ранее /6,7/ ограничениям на ℓ_ν; во-вторых, в противном случае необходим анализ графов теории возмущений во всех порядках по константам связи, а мы этого делать не умеем. Заметим также, что вклад в $\nu_e e (\hat{\nu}_e e)$ - рассеяние части диаграммы

1(δ), не зависящей от a_0, пренебрежимо мал, поэтому в приближенных выражениях для дифференциальных сечений достаточно оставить лишь первый член /зависящий от a_0 /, о порядке которого мы пока ничего не знаем.

В принятом приближении окончательное выражение для дифференциального сечения $\nu_e e$ -рассеяние принимает вид:

$$d\sigma_{\nu_e e} = \frac{G_F^2}{(2\pi)^2 p_0 q_0} \{ 4(pq)(p'q')[1 + \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{8u(-1)}{\pi^2 \ell_\nu^2} + hm_\mu^2 \frac{2v(1)}{\pi^2 \ell_\nu^2}(1 - 4\frac{m_e^2}{m_\mu^2}) + \frac{e^2 a_0}{12\pi^2}] - m_e^2 (qq')\frac{e^2 a_0}{6\pi^2} \} \times \frac{d\vec{p}'}{p_0'} \frac{d\vec{q}'}{q_0'} \delta^{(4)}(p + q - p' - q') \qquad /3.3/$$

Соответствующая формула для $\tilde{\nu}_e e$ -рассеяния получается из /3.3/ заменой $q \to -q'$. Мы не будем приводить здесь все характеристики $\nu_e e$ и $\tilde{\nu}_e e$ рассеяний и выпишем лишь выражения для полных сечений:

$$\sigma_{\nu_e e}^{tot} = \frac{2\sigma_0 \omega^2}{1 + 2\omega} \{ 1 + \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{8u(-1)}{\pi^2 \ell_\nu^2} + hm_\mu^2 \frac{2v(1)}{\pi^2 \ell_\nu^2}(1 - 4\frac{m_e^2}{m_\mu^2}) + \frac{e^2 a_0}{24\pi^2} \frac{(1 + 4\omega)}{(1 + 2\omega)} \} \qquad /3.4/$$

и

$$\sigma_{\tilde{\nu}_e e}^{tot} = \frac{\sigma_0 \omega}{3} \{ [1 - (1 + 2\omega)^{-3}][1 + \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{8u(-1)}{\pi^2 \ell_\nu^2} + hm_\mu^2 \frac{2v(1)}{\pi^2 \ell_\nu^2}(1 - 4\frac{m_e^2}{m_\mu^2}) + \frac{a_0 e^2}{12\pi^2}] - \frac{a_0 e^2}{4\pi^2} \frac{\omega}{(1 + 2\omega)^2} \}. \qquad /3.5/$$

Здесь $\omega=(pq)/m_e^2$, $\sigma_0 = 2G_F^2 m_e^2/\pi$, а выражения /3.4/ и /3.5/ получены в системе покоя начального электрона ($p_a=(m_e,0)$) .

Мы видим, что для $\omega \gg 1$ полные сечения $\nu_e e$ и $\tilde{\nu}_e e$ рассеяний определяются обычными формулами/11/, в которых произведена замена

$$G_F^2 \to G_{\nu_e e}^2 = \qquad /3.6/$$

$$= G_F^2 \{ 1 + \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{8u(-1)}{\pi^2 \ell_\nu^2} + h m_\mu^2 \frac{2v(1)}{\pi^2 \ell_\nu^2} (1 - 4\frac{m_e^2}{m_\mu^2}) + \frac{a_0 e^2}{12\pi^2} \} .$$

Выражения /3.4/ и /3.5/ включают в себя пять свободных параметров: $u(-1)$, $v(1)$, ℓ_ν , h и a_0 . Для формфактора $V(z)$ порядка роста $\rho = 1/2$ можно получить следующие ограничения /1,6,7/:

$$\ell_\nu \geq 1.9 \cdot 10^{-16}$$

$$v(1) \geq 1 \qquad /3.7/$$

$$h m_\mu^2 \leq (1.2 \div 2.3)\, 10^5 G_F .$$

Кроме того, из астрофизических наблюдений /12/ можно указать верхнюю границу для константы a_0 , связанной с электромагнитным радиусом нейтрино /9/:

$$\langle r_\nu^2 \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{a_0}{2\pi^2} \leq 2 \cdot 10^{-27} . \qquad /3.8/$$

Что касается параметра $u(-1)$, то он полностью не определен.

Тем не менее, есть некоторые соображения, связанные с минимальными свойствами нелокальных формфакторов /13/, позволяющие считать $u(-1) \approx 1$. Принимая во

внимание все сказанное, для сравнения с экспериментом мы можем оставить лишь член, зависящий от h .

Райнс и др. /14/ указали экспериментальную верхнюю границу для полного сечения /3.5/

$$\sigma_{\tilde{\nu}_e e}^{tot} < (1.1 \pm 1.2)\sigma_{F-G}, \qquad /3.9/$$

здесь σ_{F-G} полное сечение рассматриваемого процесса в теории Фейнмана-Гелл-Манна /11/.

Сравнение /3.5/ и /3.9/ позволяет получить следующее ограничение

$$h m_\mu^2 / \ell_\nu^2 \leq 6.4 , \qquad /3.10/$$

что не противоречит /3.7/.

4. Заключение

В начале статьи мы указали на трудности, возникающие при попытках экспериментальной проверки нелокального варианта квантовой теории поля, и предложили один из возможных путей их преодоления. В частности, $\nu_e e$ и $\tilde{\nu}_e e$ -рассеяния достаточно чувствительны для того, чтобы наблюдать эффекты нелокальности.

К сожалению, мы не располагаем более детальной информацией об этих процессах, чем ограничение /3.8/, поэтому единственное, что мы можем сделать, - это указать верхние границы для параметров рассматриваемого подхода.

Следует заметить, что рассматриваемый вариант более гибок, чем, к примеру, модель Вайнберга. Известно, /15/ что в случае, если экспериментальное сечение /3.9/ будет ограничено менее чем $1/4\sigma_{F-G}$, то модель Вайнберга окажется неверной. Что касается нашего подхода, то мы можем выбраться и из этого затруднения, поскольку параметр $u(-1)$, вообще говоря, может иметь большие отрицательные значения. Остается надеяться, что более детальные эксперименты по наблюдению описанных реакций будут проведены, и мы сможем сказать о величине нелокальных эффектов нечто конкретное.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Г.В.Ефимову и Ш.З.Сельцеру, которым принадлежит идея этой работы, за постоянное внимание и советы. Мы рады возможности поблагодарить Д.Ю.Бардина и С.М.Биленького за полезные обсуждения. Один из авторов /К.Зибольд/ выражает благодарность ОИЯИ за гостеприимство и ЦЕРНу за финансовую поддержку.

Литература

1. *К.Зибольд, В.Г.Малышкин. Препринт ОИЯИ, Р2-7240, Дубна, 1973.*
2. *Г.В.Ефимов.* Commun.Math.Phys., 5, 42 (1967); 7, 138 (1968); *ЯФ, 4, 432 /1966/; Препринт ИТФ-68-52, 54, 55, Киев, 1968.*
3. *Г.В.Ефимов.* Ann.Phys. N.Y., 71, 466 (1972); *Препринт ОИЯИ, Р2-5694, Дубна, 1971.*
4. *Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер.* Ann.Phys. N.Y., 67, 124 (1971); *Препринт ОИЯИ, Р2-5104, Дубна, 1970.*
5. *В.А.Алебастров, Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер.* Ann.Phys. N.Y., 76, 251 (1973); *Препринт ОИЯИ, Р2-6334, Дубна, 1972.*
7. *В.Г.Малышкин и др. Препринт ОИЯИ, Р2-6801, Дубна, 1972.*
8. *В.И.Андрюшин и др. Письма в ЖЭТФ, 13, 573 /1971/.*
9. *В.А.Алебастров, Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер. Препринт ОИЯИ, Р2-6865, Дубна, 1972.*
10. G.D.Cable, R.H.Hildebrand, C.Y.Panf. Phys.Lett., 40B, 699, 1972.
11. R.P.Feynman, M.Gell-Mann. Phys.Rev., 109, 193 (1958); J.N.Bahcall. Phys.Rev., 136, B1164 (1964).
12. J.Bernstein, M.Ruderman, G.Feinberg. Phys.Rev., 132, 1227 (1963).
13. *Г.В.Ефимов. Нелокальные, нелинейные и неренормируемые теории поля. III Совещание по нелокальным теориям поля. ОИЯИ, Д2-7161, Дубна, 1973.*

Рукопись поступила в издательский отдел
12 сентября 1973 года.