

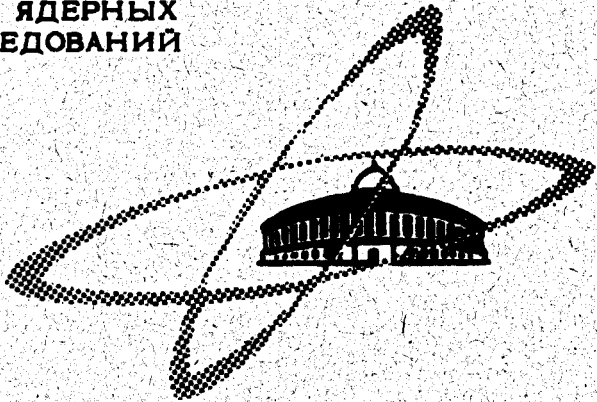
Ш-961

18/√-70

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 5009



Н.М. Шумейко

О ПРОЦЕССАХ $l_1 + A \rightarrow l_2 + A + \nu_1 + \bar{\nu}_2$
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1970

P2 - 5009

Н.М. Шумейко

О ПРОЦЕССАХ $l_1 + A \rightarrow l_2 + A + \nu_1 + \bar{\nu}_2$
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

8324/2 18

В в е д е н и е

Гипотеза о том, что слабое взаимодействие имеет вид

$$\mathcal{L}_w = \frac{G}{\sqrt{2}} J_a J_a^+, \quad (1)$$

где

$$J_a = (\bar{\Psi}_{(\nu)} \mathbf{O}_a \Psi_{(\nu)}) + (\bar{\Psi}_{(\mu)} \mathbf{O}_a \Psi_{(\nu_\mu)}) + j_a^{\text{адронн.}} \quad (2)$$

а

$$\mathbf{O}_a = \gamma_a (1 + \gamma_5), \quad (3)$$

допускает существование так называемых "диагональных" процессов, отвечающих диагональным слагаемым лагранжиана (1). Недавно в работе /1/ была высказана идея, согласно которой диагональные и недиагональные члены лагранжиана слабых взаимодействий никак не связаны друг с другом и могут, таким образом, иметь разную природу. К настоящему времени сравнительно хорошо исследованы лишь недиагональные

слабые процессы. Сведения о диагональных членах лагранжиана слабых взаимодействий довольно бедны и касаются главным образом нуклонной части лагранжиана (эффекты несохранения четности в ядерных переходах /2/).

Эксперименты /3/ по изучению реакции

$$1) \bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-,$$

которые проводятся в настоящее время, могут дать информацию о $(\bar{e}\nu)(\bar{\nu}e)$ -взаимодействии при низких энергиях (антинейтрино от уранового реактора). Из опытов с нейтрино высоких энергий была найдена лишь верхняя граница константы $(\bar{e}\nu)(\bar{\nu}e)$ -взаимодействия /4/. Некоторые сведения об этом же взаимодействии получены из астрофизических данных /5/.

Понятно, что в такой ситуации важно рассмотреть процессы, которые могут явиться источником информации о диагональных членах эффективного лагранжиана.

В работе /6/ обсуждается процесс 1 при самых общих предположениях о взаимодействии антинейтрино и электронов.

Работы /7,8/ посвящены вычислению интегральных сечений реакций

$$2) \nu_1 + A \rightarrow \nu_2 + A + \ell_1^- + \ell_2^+.$$

В данной работе рассматриваются процессы нейтринного излучения при взаимодействии электронов и мюонов с ядрами

$$3) e^- + A \rightarrow e^- + A + \nu_e + \bar{\nu}_e,$$

$$4) \mu^- + A \rightarrow e^- + A + \nu_\mu + \bar{\nu}_e,$$

$$5) \mu^- + A \rightarrow \mu^- + A + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu,$$

$$6) e^- + A \rightarrow \mu^- + A + \nu_e + \bar{\nu}_\mu.$$

На возможную роль реакции 3 в астрофизике впервые обратил внимание Б.М. Понтекорво /9/.

Основным фоном для реакций 3 - 6 является процесс тормозного излучения

$$7) \ell^- + A \rightarrow \ell^- + A + \gamma.$$

Однако, учитывая возможности регистрации γ -квантов, а также относительно быстрый рост сечений процессов 3 - 6 с энергией k_0 налетающего лептона ($\sigma \approx k_0 \ln k_0$ при $k_0 \rightarrow \infty$), можно надеяться обнаружить нейтринное излучение при достаточно высоких энергиях. Если же окажется /1/, что константа G_d диагональных слабых взаимодействий $(\bar{\nu}_\nu)(\bar{\nu}_e)$ и $(\bar{\mu}_\nu)(\bar{\nu}_\mu)$ существенно больше обычной константы G , то процессы 3, 5 могут иметь заметные сечения уже при достижимых в ближайшие годы энергиях (несколько десятков Гэв).

Изучение мягких $\gamma\bar{\nu}$ -пар при рассеянии нерелятивистского и релятивистского электронов на внешнем поле рассматривалось соответственно в работах /10,11/.

В работе /12/ дана оценка интегрального сечения процесса 5 в приближении Вайцзекера-Вильямса.

В настоящей работе в низшем порядке по электромагнитному и слабому взаимодействиям получено точное аналитическое выражение для дифференциального сечения реакций 3 - 6 как функции энергии и угла ядра отдачи. Найдены также асимптотические формулы для интегральных сечений рассматриваемых процессов.

Сравнение экспериментальных результатов с этими вычислениями позволит сделать определенные выводы о слабом взаимодействии лептонов.

В прилагаемой таблице (таблица 3) приведены численные величины интегральных сечений, полученные из асимптотических формул при некоторых значениях энергии лептона.

2. Дифференциальные сечения процессов 3 - 6

Процессы 3 - 6 в низшем порядке по электромагнитному и слабому взаимодействиям описываются следующими диаграммами

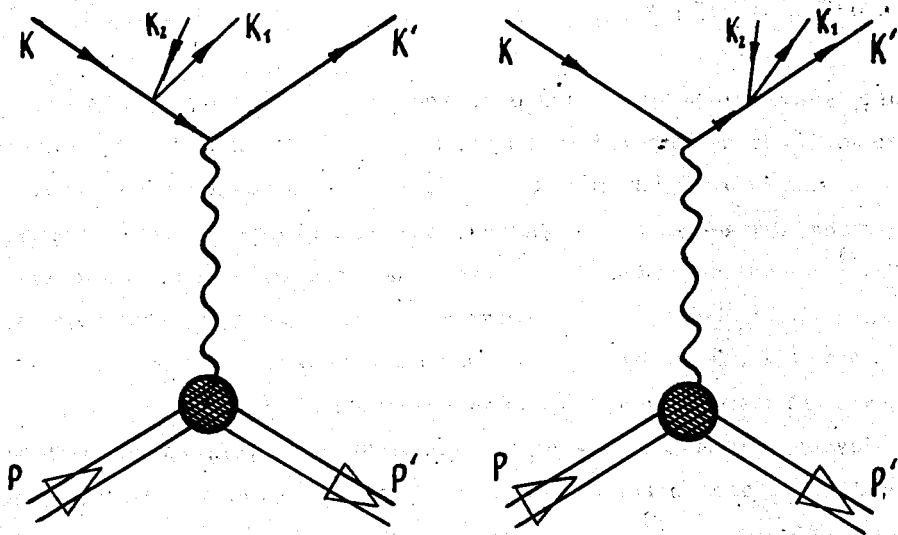


Рис.1.

Если слабой вершине соответствует обычное контактное взаимодействие, то матричный элемент этих процессов на ядре с зарядом Z и массой M имеет вид

$$\langle f | S | i \rangle = \frac{1}{(2\pi)^3} \delta^4(p+k-p'-k'-k_1-k_2) \frac{1}{q^2} \frac{Ze^2 G}{\sqrt{2}} \langle p' | \frac{J_\mu(0)}{Z} | p \rangle \times \quad (4)$$

$$\times [u(k_1) \mathbf{0}_a v(k_2)] u(k') [\gamma_\mu \frac{1}{\hat{k}' + \hat{q} - \mu} \mathbf{0}_a + \mathbf{0}_a \frac{1}{\hat{k} - \hat{q} - m} \gamma_\mu] u(k),$$

где $\langle p' | \frac{J_\mu(0)}{Z} | p \rangle$ - матричный элемент оператора электромагнитного тока между состояниями ядра; $m(\mu)$ - масса начального (конечного) лептона; $q = p' - p$.

Сечение каждой из реакций 3 - 6 можно представить как сумму сечений когерентного (на ядре как целом) и некогерентного процессов (когда каждый нуклон ядра независимо дает вклад в сечение).

Интегральное сечение когерентных процессов 3 - 6 запишем в виде

$$\sigma = \frac{Z^2 \alpha^2 G^2}{(2\pi)^6} \frac{1}{4[(pk)^2 - M^2 m^2]^{1/2}} \int \frac{d^3 p'}{2p'_0} \frac{1}{q^4} F_{\mu\nu}(p, q) M_{\mu\nu}(k, q), \quad (5)$$

$$F_{\mu\nu}(p, q) = (2\pi)^3 \cdot 2p_0 (2\pi)^3 \cdot 2p'_0 \langle p' | \frac{J_\nu(0)}{Z} | p \rangle \langle p' | \frac{J_\mu(0)}{Z} | p \rangle, \quad (6)$$

$$M_{\mu\nu}(k, q) = \int \frac{d^3 k'_1}{2k'_1} \frac{d^3 k_1}{2(k_1)_0} \frac{d^3 k_2}{2(k_2)_0} \delta^4(k - q - k'_1 - k_1 - k_2) \text{Sp} \hat{k}_1 \hat{O}_\alpha \hat{k}_2 \hat{O}_\beta \times \quad (7)$$

$$\times \text{Sp}(k' + \mu) \gamma_\mu \frac{1}{\hat{k}' + \hat{q} - \mu} \hat{O}_\alpha + \hat{O}_\alpha \frac{1}{\hat{k} - \hat{q} - m} \gamma_\mu \hat{O}_\beta + \hat{O}_\beta \frac{1}{\hat{k}' + \hat{q} - \mu} \hat{\gamma}_\nu].$$

Учитывая требования лоренц-инвариантности и сохранения электромагнитного тока ($q_\mu F_{\mu\nu} = F_{\mu\nu} q_\nu = 0$), для тензора $F_{\mu\nu}$ находим ^{/13/}:

1) когда лептон взаимодействует с ядром со спином 0,

$$F_{\mu\nu}(p, q) = 4F^2(q^2) \left(p_\mu + \frac{1}{2} q_\mu \right) \left(p_\nu + \frac{1}{2} q_\nu \right); \quad (8)$$

2) в случае ядра со спином 1/2

$$F_{\mu\nu}(p, q) = q^2 [F_1(q^2) + \lambda F_2(q^2)] \delta_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} + [F_1^2(q^2) - \frac{q^2}{4M^2} \lambda^2 F^2(q^2)] \times \quad (9)$$

$$\times 4 \left(p_\mu + \frac{1}{2} q_\mu \right) \left(p_\nu + \frac{1}{2} q_\nu \right).$$

Здесь электромагнитные формфакторы ядра $F(q^2), F_1(q^2), F_2(q^2)$ нормированы условиями

$$F(0)=1, F_1(0)=1, F_2(0)=1;$$

λ - аномальный магнитный момент ядра.

Из (8) и (9) видно, что $F_{\mu\nu}=F_{\nu\mu}$, т.е. тензор $F_{\mu\nu}$ симметричен. Это означает, что только симметричная часть тензора $M_{\mu\nu}$ будет давать вклад в сечение (5). Из требований лоренц-инвариантности и сохранения электромагнитного тока эта симметричная часть $M_{\mu\nu}$ должна иметь форму /14/

$$M_{\mu\nu}^s(k,q) = f_1(q^2, (qk)) \left(\delta_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + f_2(q^2, (qk)) \left(k_\mu - \frac{(qk)q_\mu}{q^2} \right) \left(k_\nu - \frac{(qk)q_\nu}{q^2} \right). \quad (10)$$

Чтобы упростить вычисления шпуров, представим функции $f_1(q^2, (qk))$ и $f_2(q^2, (qk))$ в виде

$$f_1(q^2, (qk)) = \frac{1}{2} (M_{\mu\mu} + \frac{q^2}{\Delta} k_\mu M_{\mu\nu} k_\nu), \quad (11)$$

$$f_2(q^2, (qk)) = \frac{1}{2} \frac{q^2}{\Delta} (M_{\mu\mu} + 3 \frac{q^2}{\Delta} k_\mu M_{\mu\nu} k_\nu), \quad (12)$$

где $\Delta = (qk)^2 - q^2 m^2$.

Выполняя замену переменных

$$\frac{d^3 p'}{2p'_0} = \frac{\pi}{2} \frac{d(q^2) d(qk)}{[(pk)^2 - M^2 m^2]^{1/2}} \quad (13)$$

и подставляя (9) - (13) в (5), получим

$$\sigma = \frac{Z^2 \alpha^2 G^2}{16(2\pi)^5} \frac{1}{(pk)^2 - M^2 m^2} \int \frac{d(q^2) d(qk)}{q^4} \{ [F_1(q^2) + \lambda F_2(q^2)]^2 q^2 M_{\mu\mu} + \dots \}$$

$$+ \frac{1}{2\Delta} [F_2^2(q^2) - \frac{q^2}{4M^2} \lambda^2 F_2^2(q^2)] [(M_{\mu\mu} + \frac{q^2}{\Delta} k_{\mu} M_{\mu\nu} k_{\nu}) (4(M^2(qk)^2 + q^2(pk)(qk) +$$

(14)

$$+ q^2(pk)^2) - m^2 q^2 (4M^2 - q^2)] + 2 \frac{q^2}{\Delta} k_{\mu} M_{\mu\nu} k_{\nu} q^2 ((qk) + 2(pk))^2 \} ,$$

где (qk) и q^2 изменяются в пределах

$$-\frac{1}{M^2} [q^2(pk) + (q^4 - 4M^2 q^2)^{1/2} ((pk)^2 - M^2 m^2)^{1/2}] \leq 2(qk) < q^2 + m^2 - \mu^2,$$

$$q^2_{\max} = -\{ 2[(pk)^2 - M^2 m^2] + (M^2 + (pk))(m^2 - \mu^2) \} - [((pk)^2 - M^2 m^2)((2(pk) +$$

(15)

$$+ m^2 - \mu^2)^2 - 4M^2 \mu^2]^{1/2} \} \times [M^2 + m^2 + 2(pk)]^{-1}$$

Для вычисления величин $M_{\mu\mu}$ и $k_{\mu} M_{\mu\nu} k_{\nu}$ воспользуемся методом инвариантного интегрирования. Сначала проинтегрируем по $d^4 k_1 d^4 k_2$. Затем, введя интегрирование по $d(Q^2)$ ($Q = k - k' - q$), вычислим интеграл по $d^4 k'$. Выполнение последнего интегрирования (по $d(Q^2)$) не составляет затруднений.

Окончательный результат для $M_{\mu\mu}$ имеет вид:

$$M_{\mu\mu} = \frac{(4\pi)^2}{3} (A_0 + A_{\ell} J_{\ell} + A_+ J_+ + A_- J_-),$$

(16)

где

$$A_0 = y \{ \frac{1}{2R^2} [z(B - (R^4 + \mu^4)xA) + \frac{2}{3} y^2 xC] + (1 + \frac{2\mu^2}{q^2})(a_1 - z) - x(a_0 - a^2) +$$

$$+ b_0(c_2 + xn^2) + b_2 + \frac{3}{2} z(c_2 + xb_0) + x(\frac{5}{2} z^2 - \frac{2}{3} y^2) \} .$$

$$A_{\ell} = \mu^2(2\mu^2 R^2 x A - B) + \frac{1}{2} \left\{ \left(1 + \frac{2\mu^2}{q^2}\right) \left[\frac{4\mu^2}{x} + \frac{8\mu^2}{q^2} \Delta + q^2(a_1 + 2m^2) \right] + (a_0 - a^2)(c_2 + x(2n^2 + z)) - \right. \\ \left. - b_0 [b_2 + xa^2 + (n^2 + z)(c_2 + n^2 x)] - a_2 - z b_2 - \frac{1}{2} [(3z^2 - y^2)(c_2 + b_0 x) + zx(5z^2 - 3y^2)] \right\},$$

$$A_{\pm} = \frac{1}{2a} \left\{ \left(1 + \frac{2\mu^2}{q^2}\right) (a a_1 + 2a^2 - b_1)(a^2 + b_2 + 2a(Rq)) - (a_0 - a^2 - b_0 a) [a_2 + b_2(n^2 \pm a) + \right. \\ \left. + c_2(n^2 \pm a)^2 + x(n^2 + a)^3 \right\},$$

$$J_{\ell} = \ell n (R^2 / \mu^2), J_{\pm} = -(a_{\pm})^{-1/2} \ell n \frac{4\mu^2 R^2 + z((Rq) \pm a) - y(a_{\pm})^{1/2}}{2\mu \sqrt{R^2(z + (Rq) \pm a)}}, a_{\pm} = ((Rq) \pm a)^2 - 4\mu^2 R^2,$$

$$R = k - q, x = (R^2 - m^2)^{-1}, y = R^2 - \mu^2, z = R^2 + \mu^2, r^2 = m^2 - \mu^2, \ell^2 = m^2 + \mu^2, n^2 = \ell^2 - (qk),$$

$$a_0 = -n^2(Rq) \left(1 - \frac{4\mu^2}{q^2}\right), b_0 = n^2 - a_0 / n^2, a^2 = \Delta \left(1 - \frac{4\mu^2}{q^2}\right), b = (Rq)^2 - 4\mu^2 R^2,$$

$$a_1 = 3\ell^2 - 4(qk),$$

$$b_1 = (qk)(3\ell^2 - 2(qk)) - 4m^2\mu^2, a_2 = \ell^2/x + 2x(r^2)^2(q^2 + z), b_2 = z - 2q^2 + 2x[q^2(q^2 - \ell^2) + \\ + 2m^2\mu^2],$$

$$c_2 = \frac{2}{3} x (2q^2 - a_1), A = (Rq) / R^2 + x(2R^2 + q^2), B = -2\ell^2 x [q^2(r^2 - 2R^2) + x(q^2 + 2R^2) \times$$

$$\times ((r^2)^2 + z(r^2 - 2R^2))], C = 2q^2 + (Rq)(\ell^2 + 2z) / R^2 + x(q^2 + 2R^2)(4z - \ell^2).$$

Величина $k_{\mu} M_{\nu} k_{\nu}$ запишется так:

$$k_{\mu} M_{\nu} k_{\nu} = \frac{8\pi^2}{3} (B_0 + B_{\ell} J_{\ell} + B_{+} J_{+} + B_{-} J_{-}), \quad (17)$$

где

$$B_0 = y \left\{ \frac{1}{2} [z(B_1 - (R^4 + \mu^4)A_1) + \frac{2}{3} y^2 C_1] + \frac{\Lambda_2}{q^2} - D_3(a_0 - a^2) + b_0(C_3 + n^2 D_3) + \right.$$

$$\left. + B_3 + \frac{3}{2} z(C_3 + b_0 D_3) + D_3 \left(\frac{5}{2} z^2 - \frac{2}{3} y^2 \right) \right\},$$

$$B_{\ell} = \mu^2 R^2 (2\mu^2 R^2 \Lambda_1 - B_1) + \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{q^2} [-(Rq)A_2 + a^2 B_2 + (Rk)^2 C_2 - (Rk)D_2 + m^4 r^2 R^2] + \right.$$

$$\left. + (a_0 - a^2)(C_3 + (2n^2 + z)D_3) - b_0 [B_3 + a^2 D_3 + (n^2 + z)(C_3 + n^2 D_3)] - \Lambda_3 - z B_3 - \frac{1}{2} [(C_3 + b_0 D_3) \times \right.$$

$$\left. \times (3z^2 - y^2) + z D_3 (5z^2 - 3y^2) \right\},$$

$$B_{\pm} = \frac{1}{2a} \left\{ \pm \frac{1}{q^2} (a^2 \pm 2Rq)a + b \right\} [\pm a \Lambda_2 - a^2 B_2 - (Rk)^2 C_2 + (Rk)D_2 - m^4 r^2 R^2] + (ab_0 \pm$$

$$\pm a^2 - a_0) \times [\Lambda_3 + B_3 (n^2 \pm a) + C_3 (n^2 \pm a)^2 + D_3 (n^2 \pm a)^3] \},$$

$$\Lambda_1 = 1/q^2 + x [6m^2 + 2q^2 - 5(qk) + m^2 x (4m^2 - q^2)] / R^2, \Lambda_2 = 8\mu^2 \Delta / q^4 + (1/q^2 + 2/R^2) \times$$

$$\times [m^2 r^2 + R^2 (r^2 - 2z)] + m^2 x \{ [6 + x(4m^2 - q^2)] [(r^2)^2 + z(\ell^2 - 2z)] - q^2 (r^2 + 2R^2) \} / R^2,$$

$$C_1 = (3\ell^2 + 4/x)/q^2 + [9z - q^2 + 24m^2 + 3x\ell^2(Rq) + m^2x(18\ell^2 + 16m^2 - 2q^2 + 3x\ell^2(4m^2 - q^2))]/R^2,$$

$$A_2 = 4\mu^2 \Delta(4(qk) - 3\ell^2)/q^2, \quad B_2 = 3\ell^2(qk) - 12m^2\mu^2 - 2(qk)^2(1 - 4\mu^2/q^2),$$

$$C_2 = 2\mu^2(Rk) + r^2(qk) + 2\Delta, \quad D_2 = m^2[r^2(m^2 - q^2) + 2\mu^2 R^2],$$

$$A_3 = (r^2)^2(3\ell^2 + 2m^2) - 2(qk)(2\mu^4 + m^2 r^2) + m^2 \ell^2(q^2 + 4(r^2)^2 x),$$

$$B_3 = \mu^2(7m^2 - 2(qk)) + m^2(m^2 + q^2) + 2m^2x(4m^2\mu^2 - 2q^2\mu^2 + m^2q^2),$$

$$C_3 = \frac{1}{3}[8(qk) - 4m^2 - 9\ell^2 + 4m^2x(2q^2 - 3\ell^2)], \quad D_3 = \frac{1}{2}(3 + 4m^2x).$$

Таким образом, получено точное аналитическое выражение $\frac{d^2\sigma}{d(q^2)d(qk)}$ для дифференциального сечения процессов 3 - 6.

3. Асимптотические формулы для интегральных сечений

Найдем теперь первые два члена интегральных сечений когерентных процессов в пределе, когда энергия лептона $k_0 \rightarrow \infty$. Это члены порядка $k_0 \ln k_0$ и k_0 .

Замечая, что $|q^2|$ эффективно ограничивается формфакторами ядра, а $|(qk)|_{\max} \approx (pk)$, можно считать, что $|(qk)| \gg |q^2|, m^2, \mu^2$ и пренебречь в (14)-(17) лептонными массами и q^2 по сравнению с (qk) , (pk) всюду, где это возможно.

В таком случае

$$M_{\mu\mu} = (4\pi(qk)/3)^2 [-8 \ln(R^2/\mu^2) + \frac{8}{\xi} \ln(\frac{\xi-1}{\xi+1}) (\frac{2\mu^2}{q^2} - \frac{10\mu^4}{q^4} - 1) + \frac{40\mu^2}{q^2} + 17], \quad (18)$$

$$k_{\mu} M_{\mu\nu} k_{\nu} = (4\pi(qk)/3)^2 \frac{(qk)^2}{q^2} 4 [\frac{12\mu^4}{q^4} \frac{1}{\xi} \ln(\frac{\xi-1}{\xi+1}) - \frac{6\mu^2}{q^2} - 1]. \quad (19)$$

где $\xi = (1 - 4\mu^2/q^2)^{1/2}$;

$$\sigma = \frac{Z^2 \alpha^2 G^2}{16(2\pi)^5} \frac{1}{(pk)^2} \int \frac{d(q^2) d(qk)}{q^4} \{ [F_1(q^2) + \lambda F_2(p^2)]^2 q^2 M_{\mu\mu} + \frac{q}{2(qk)^2} [F_1^2(q^2) -$$

$$- \frac{q^2}{4M^2} \lambda^2 F_2^2(q^2)] \cdot [(M_{\mu\mu} + \frac{q^2}{(qk)^2} k_{\mu} M_{\mu\nu} k_{\nu}) 4(M^2(qk)^2 + q^2(pk)(qk) + q^2(pk)^2) (20)$$

$$+ \frac{2q^4}{(qk)^2} k_{\mu} M_{\mu\nu} k_{\nu} ((qk) + 2(pk))^2];$$

$$\frac{(pk)}{M^2} (q^2 + (q^4 - 4M^2 q^2)^{1/2}) \leq 2(qk) \leq m^2 - \mu^2 + q^2, \quad (21)$$

$$- \frac{4(pk)^2}{M^2 + 2(pk)} \leq q^2 \leq - \frac{M^2(m^2 - \mu^2)^2}{4(pk)^2}.$$

Для процесса на ядре со спином 0, пренебрегая членами порядка $\sqrt{-q^2}/M$, получим отсюда

$$\sigma_{\frac{(pk)}{M} \rightarrow \infty} = \frac{Z^2 \alpha^2 G^2}{(6\pi)^3} \frac{(pk)}{M} \int_0^{\infty} \frac{F^2(x) dx}{\sqrt{x}} [8 \ln(2 \frac{(pk)}{M} \frac{\sqrt{x}}{u^2}) - U], \quad (22)$$

где $x = -q^2$, а величины u^2 и U даны в таблице 1. При вычислении U пренебрегалось m_0^2/x и производилось разложение до первого порядка по x/m^2 .

Таблица 1

Величины, возникающие в асимптотических сечениях процессов 3 - 6 (формула (22))

Процесс	3) $\epsilon \rightarrow \epsilon$	5) $\mu \rightarrow \mu$
	4) $\mu \rightarrow \epsilon$	6) $\epsilon \rightarrow \mu$
u^2	x	m^2
U	$35/3$	$29 + \frac{4}{5} x / m^2$

Выберем теперь формфактор ядра в виде /8/

$$F_I(x) = (1 + x/\beta_I^2)^{-2} \beta_I = \sqrt{20}/R_0, R_0 = 1,2A^{1/3}\Phi. \quad (23)$$

Из (22) тогда находим (в л.с.)

$$\sigma_{I, k_0 \rightarrow \infty} = \frac{2Z^2 a^2 G^2}{(6\pi)^3} k_0 \frac{5\pi\beta_I}{32} [8 \ln(2k_0\beta_I/v^2) - V_I]. \quad (24)$$

Подставляя в (22) формфактор в форме /8/

$$F_{II}(x) = \exp[-x/(2\beta_{II}^2)], \beta_{II} = \sqrt{5}/R_0, \quad (25)$$

имеем

$$\sigma_{II, k_0 \rightarrow \infty} = \frac{2Z^2 a^2 G^2}{(6\pi)^3} k_0 \frac{\sqrt{\pi}\beta_{II}}{2} [8 \ln(2k_0\beta_{II}/v^2) - V_{II}]. \quad (26)$$

Величины $v_I^2, v_{II}^2, V_I, V_{II}$ приведены в таблице 2.

Таблица 2

Величины, возникающие в асимптотических сечениях процессов 3 - 6 (формулы (24) и (26))

Процесс	3) $e \rightarrow e$ 4) $\mu \rightarrow e$	5) $\mu \rightarrow \mu$ 6) $e \rightarrow \mu$
v_I^2	β_I^2	m_μ^2
V_I	$-3/5$	$619/15 + \frac{4}{25} \beta_I^2 / m_\mu^2$
v_{II}^2	β_{II}^2	m_μ^2
V_{II}	$-4(C + 2 \ln 2) + 35/3$	$4(C + 2 \ln 2) + 29 + \frac{2}{5} \beta_{II}^2 / m_\mu^2$

Примечание: $C = 0,577$ - постоянная Эйлера.

Как видно из равенств (22), (24), (26) и таблиц 1,2, асимптотические сечения одинаковы для процессов с одинаковыми конечными лептонами. При этом в случае реакций с мюоном в конечном состоянии наблюдается резкое сокращение первых двух членов ($\approx k_0 \ln k_0$ и $\approx k_0$) асимптотических формул. Для процессов с конечным электроном такое сокращение не имеет места.

В области сверхвысоких энергий, когда $\ln k_0 \rightarrow \infty$, сечения всех реакций 3 - 6 становятся равными

$$\sigma_I \underset{\ln k_0 \rightarrow \infty}{=} \frac{Z^2 \alpha^2 G^2}{(6\pi)^3} k_0 \frac{5\pi\beta_I}{2} \ln(k_0/m_\mu). \quad (27)$$

$$\sigma_{II} \underset{\ln k_0 \rightarrow \infty}{=} \frac{8}{5\sqrt{\pi}} \sigma_I = 0.90 \sigma_I.$$

В таблице 3 приведены некоторые численные значения сечений, полученные по формулам (24) и (26).

Таблица 3

Численные значения величины σ/σ_0 , где $\sigma_0 = Z^2 \alpha^2 G_{\mu}^2 m_{\mu}^2 = 3,03 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2 Z^2$ для процессов 3 - 6,

полученные из асимптотических формул (24) и (26)

с использованием формфакторов F_I , F_{II} для

$$\Lambda = 12,56,208.$$

$$e^- + \Lambda \rightarrow e^- + \Lambda + \nu_e + \bar{\nu}_e$$

$$\mu^- + \Lambda \rightarrow \mu^- + \Lambda + \nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}$$

$\Lambda \backslash k_{\sigma}/m_{\mu}$	20	50	100	500	1000	2000	5000	10000	
208	F_I	$0,99 \cdot 10^{-1}$	0,31	0,72	4,7	10	23	63	135
	F_{II}	$0,93 \cdot 10^{-1}$	0,29	0,67	4,3	9,5	21	58	124
56	F_I	0,14	0,44	1,0	6,8	15	33	93	200
	F_{II}	0,13	0,41	0,95	6,3	14	30	85	183
12	F_I	0,19	0,64	1,5	10	23	52	146	316
	F_{II}	0,18	0,60	1,4	9,7	22	48	134	290

$$\mu^- + \Lambda \rightarrow \mu^- + \Lambda + \nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}$$

$$e^- + \Lambda \rightarrow \mu^- + \Lambda + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu}$$

$\Lambda \backslash k_{\sigma}/m_{\mu}$	500	1000	2000	5000	10000	
208	F_I	1,3	3,5	9,0	29	67
	F_{II}	1,1	3,0	7,8	25	59
56	F_I	2,4	6,3	16	49	113
	F_{II}	2,1	5,5	14	43	99
12	F_{II}	4,8	12	29	89	202
	F_{II}	4,2	11	26	79	180

Примечание: сечения даны как функции энергии начального лептона.

Отметим теперь, что наш результат для асимптотического сечения процесса 5 на множитель $4/3$ больше результата работы /12/. По-видимому, это связано с тем, что асимптотическое выражение, полученное в /12/ в приближении Вайцекера-Вильямса, отличается от асимптотической формулы (20) данной работы множителем $1/2$ и отсутствием членов типа нашего $4M^2(qk)^2 \left[M_{\mu\mu} + \frac{q^2}{(qk)^2} k_{\mu} M_{\nu\nu} k_{\nu} \right]$, которые также дают вклад в асимптотическое сечение.

3. а к л ю ч е н и е

В настоящей работе в ковариантной форме получено точное аналитическое выражение для дифференциального сечения процессов

$$\ell_1 + A \rightarrow \ell_2 + A + \nu_1 + \bar{\nu}_2$$

как функции энергии и угла ядра отдачи в лабораторной системе. При вычислении считалось, что рассматриваемые реакции описываются диаграммами рис. 1 с обычным $V-A$ слабым взаимодействием. Сравнение экспериментальных результатов с вычислениями по формулам (14)-(17) позволило бы сделать определенные выводы о слабом взаимодействии лептонов, в частности, о проблеме $\mu-e$ универсальности.

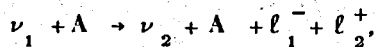
Особый интерес представляет исследование процессов 3 и 5, включающих диагональные слабые взаимодействия, сведения о которых пока еще очень скудны. Если окажется /1/, что константа таких взаимодействий G_d значительно больше обычной константы G , реакции 3 и 5 будут иметь заметные сечения уже при энергиях в несколько десятков Гэв.

В работе получены также асимптотические формулы для интегральных сечений когерентных процессов 3 - 6. В таблице 3 приведены их численные значения при некоторых энергиях лептона. Электромагнитный

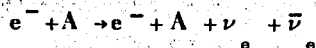
формфактор ядра выбирался при этом в двух формах - дипольной и гауссовой. Оказалось, что результат слабо зависит от выбора формфактора.

При сверхвысоких энергиях сечения реакций 3 - 6 становятся одинаковыми.

Сравнение с результатами для процессов



полученными в работе /8/, показывает, что сечения этих процессов в несколько раз превосходят сечения реакций 3 - 6. Таким образом, исследование рождения лептонных пар пучком нейтрино высокой энергии кажется более реальным. Однако следует учесть, что нейтринные пучки на ускорителях имеют довольно широкий спектр и содержат в основном мюонные нейтрино. Поэтому при наличии монохроматических пучков электронов высокой энергии изучение реакции



может дать информацию о диагональном $(\bar{\nu} \nu) (\bar{e} e)$ - взаимодействии.

Автор выражает глубокую благодарность С.М. Биленькому за внимание к работе и полезные обсуждения затронутых здесь вопросов. Он благодарен также профессору Я.А. Смородинскому и Д.Ю. Бардину за обсуждение результатов.

Л и т е р а т у р а

1. M. Gell-Mann, M. Goldberger, N. Kroll and F. Low. *Phys. Rev.*, 179, 1518, 1969.
2. В.М. Лобашов, В.А. Назаренко, Л.Ф. Саенко и др. *Письма ЖЭТФ*, 3, 268, 1966; 5, 73, 1967; В.М. Лобашов, А.Е. Егоров, Д.М. Каминкер и др. *Письма ЖЭТФ*, 11, 124, 1970.
3. F. Reines, H.S. Gurr, T.L. Jenkins, I.H. Munsee.
Труды международного семинара по физике нейтрино и нейтринной астрофизике, Москва, 1968, стр. 216.
4. D.H. Perkins. *Topical Conference on Weak Interactions, CERN, Geneva, 14-17 January, 1969, p. 1.*
5. M.A. Ruderman. *Topical Conference on Weak Interactions, CERN, Geneva, 14-17 January, 1969, p. 111.*
6. Д.Ю. Бардин, С.М. Биленький, Б.М. Понтекорво. *Препринт ОИЯИ P2-4939, 1970.*
7. Е.П. Шабалин. *ЖЭТФ*, 43, 175, 1962.
8. W. Gzyz, G.C. Sheppey and J.D. Waleska. *Nuovo Cim.*, 34, 404 1964.
9. Б.М. Понтекорво. *ЖЭТФ*, 36, 1615, 1959.
10. Г.М. Гандельман, В.С. Пинаев. *ЖЭТФ*, 37, 1072, 1959.
11. G.G. Festa and M.A. Ruderman. *Phys. Rev.*, 180, 1227, 1969.
12. М.А. Кожушнер, Е.П. Шабалин. *ЖЭТФ*, 41, 949, 1961.
13. S.D. Drell and J.D. Waleska. *Ann. Phys.* 28, 18, 1964.
14. В.Н. Грибов, В.А. Колкунов, Л.Б. Окунь, В.М. Шехтер. *ЖЭТФ*, 41, 1839, 1961.

Рукопись поступила в издательский отдел

25 марта 1970 года,