Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 3 — 1966

УДК 539.123.172

Б. К. КЕРИМОВ, И. Г. ДЖАФАРОВ, РАМ ТАКВАЛЕ,
Р. Ш. ЯХЬЯЕВ

НЕЙТРИННАЯ АННИГИЛЯЦИЯ ЛЕПТОН—АНТИЛЕПТОННОЙ ПАРЫ

Исследуется процесс нейтринной аннигиляции лептон—антилептонной (электрон—позитронной и мюонной) пары в низшем порядке теории возмущений по слабому (V, A) взаимодействию. Рассмотрение проведено на основе теории четырехкомпонентного и двухкомпонентного нейтрино. Получены формулы для дифференциального и полного сечений при одновременном учете возможных слабых структурных формфакторов и произвольных поляризаций лептонов. Вычислено также сечение обратного процесса

$$\bar{\nu}_l + \nu_l \rightarrow \bar{l} + l.$$

ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных следствий теории универсального слабого четырехфермионного взаимодействия [1] является предсказание о существовании лептонных взаимодействий типа $(\bar{e}\nu_e)$ $(\bar{\nu}_e e)$ и $(\bar{\mu}\nu_\mu)$ $(\bar{\nu}_\mu\mu)$, приводящих к рассеянию нейтрино (антинейтрино) на электроне и мюоне, что экспериментально пока не обнаружено. Трудности при измерении нейтрино—электронных взаимодействий связаны с тем, что при данной энергии нейтрино, сечение нейтрино—электронного рассеяния на три порядка меньше сечения нейтрино—нуклонных взаимодействий, на фоне которых должны быть детектированы эти взаимодействия.

В работах [2, 3, 4] показано, что изучение рассеяния нейтрино (антинейтрино) на поляризованных электронах и мюонах и продольной поляризации электронов (мюонов) отдачи в $\nu e(\nu\mu)$-рассеянии поможет разрешить вопрос о существовании прямых нейтрино—лептонных взаимодействий, а также проверить различие в спиральных свойствах двух нейтрино и двух антинейтрино, предсказываемое теорией четырехкомпонентного нейтрино [5—9]. Резко выраженная зависимость сечений нейтрино—электронных и нейтрино—мюонных рассеяний от спиновых состояний участвующих частиц [2, 3, 4] создает лучшие возможности для проведения экспериментов. Несмотря на имеющиеся экспериментальные трудности, измерение сечения νe-рассеяния представляет собой одну из наиболее важных задач нейтринной физики. Как было отмечено в [10], взаимодействие $(\bar{e}\nu_e)$ $(\bar{\nu}_e e)$ может играть существенную роль в астрофизике (см. также [11—14]). Именно существование этого взаимодействия приводит к процессам рождения нейтрино—антинейтринных пар, которые могут играть важную роль в потерях энергии звезд [13]. Сюда относится процесс нейтринной аннигиляции электрон—позитронной пары

$$e^- + e^+ \to \nu_e + \bar{\nu}_e. \tag{1}$$

В [13, 14] была рассмотрена аннигиляция (1) без учета спиновых состояний точечных электронов и позитронов. В данной работе исследуется нейтринная аннигиляция лептон—антилептонных пар (электрон—позитронных и мюонных)

$$\tilde{l} + \tilde{l} \to \nu_l + \tilde{\nu}_l \tag{2}$$

($l = e^-$ или μ^+, $\tilde{l} = e^+$ или μ^-) при одновременном учете возможных формфакторов слабого взаимодействия лептона и спиновых состояний всех участвующих в процессе частиц. Влияние поляризационных состояний точечных электрона и позитрона на процесс (1) рассмотрено также в [15].

Структура лептона, которая могла бы проявляться в слабом взаимодействии, была рассмотрена в ряде работ (см. обзор [16]) в связи с имеющимся отклонением величины параметров распада μ-мезона от их теоретического значения. Кроме того, изучение нейтрино—лептонных взаимодействий в области предельно больших энергий позволило бы также получить определенные сведения о возможной слабой структуре лептона. Поведение сечения нейтрино (антинейтрино) — электронного рассеяния при высоких энергиях по теории затухания исследовалось в [17].

Пока нет экспериментальных указаний на существование какого-либо формфактора у электрона. Но это отнюдь не указывает на их отсутствие. Если электрон—нейтринное взаимодействие не обрезается на расстояниях порядка нуклонных длин ($\sim 2 \cdot 10^{-14}$ *см*), то на меньших расстояниях ($\sim 10^{-16}$ *см*) из-за слабого взаимодействия можно ожидать появление специфического формфактора у электрона типа нуклонного [18, 12]. В связи с этим процесс (2) чувствителен к структуре лептона и может быть использован для изучения возможных слабых формфакторов лептона (электрона и мюона) в области временноподобных значений передаваемого импульса (q^2—$4E^2$).

§ 1. Дифференциальное и полное сечения

В смешанном (V, A) варианте слабого четырехфермионного взаимодействия амплитуда процесса (2) при учете формфакторов слабого взаимодействия лептона может быть записана в виде*

$$M = \sum_{j=V,A} C_j \left(\bar{u}_{\tilde{l}}(s_{\tilde{l}})\, \Gamma^j_\mu u_l(s_l)\right) \left(\bar{u}_{\nu_l}(s_{\nu_l})\, T^j_\mu u_{\tilde{\nu}_l}(s_{\tilde{\nu}_l})\right), \tag{3}$$

где

$$\Gamma^V_\mu = f^l_1(q^2)\,\gamma_\mu + \frac{i\varkappa_a}{2m_l} f^l_2(q^2)\,\sigma_{\mu\nu} q_\nu, \quad T^V_\mu = \gamma_\mu,$$

и

$$\Gamma^A_\mu = \left(g^l_1(q^2)\,\gamma_\mu + \frac{i}{2m_l} g^l_2(q^2)\,\sigma_{\mu\nu} q_\nu\right), \ \gamma_5, \quad T^A_\mu = \gamma_\mu\gamma_5$$

* В работе используется система единиц $\hbar = c = 1$ и метрика $a_\mu\, b_\mu = \vec{a}\,\vec{b} + a_4 b_4$, $a_\mu = (\vec{a},\ i a_0)$.

операторы векторного и аксиально-векторного слабого лептонного тока, $f_i^l(q^2)$ и $g_i^l(q^2)$ — соответствующие структурные формфакторы слабого взаимодействия, $\varkappa_a$ — «слабый магнетизм» [22], m_l — масса покоя лептона $l=(e^-, \mu^+)$; $q_\mu=(\vec{q}, iq_0)$ — переданный 4-импульс, $q^2=q_\mu q_\mu=\vec{q}^2-q_0^2$, $q=p_l+p_{\tilde{l}}=p_{\nu_l}+p_{\tilde{\nu}_l}$, $\sigma_{\mu\nu}=(\gamma_\mu\gamma_\nu-\gamma_\nu\gamma_\mu)/2$, $\gamma_\mu=(-i\rho_3\vec{\alpha}, \rho_3)$, $\gamma_5=-\rho_1$, $\vec{\alpha}=\rho_1\vec{\sigma}$ — матрицы Дирака, C_V и C_A — константы векторной и аксиально-векторной связи.

Для описания нейтрино будет использована теория четырехкомпонентного дираковского безмассового нейтрино [5—9], содержащая наряду с решением $(\nu_L, \tilde{\nu}_R)$ теории двухкомпонентного нейтрино и решение $(\nu_R, \tilde{\nu}_L)$, отличающееся от первого направлением спиральностей. При этом во всех известных слабых взаимодействиях правополяризованное нейтрино (ν_R) и левополяризованное антинейтрино $(\tilde{\nu}_L)$ четырехкомпонентной теории связываются с $\mu^\pm$-мезонами $(\nu_\mu\equiv\nu_R, \tilde{\nu}_\mu\equiv\tilde{\nu}_L)$ [8, 9, 19—21, 2], в то время как левополяризованное нейтрино $(\tilde{\nu}_L)$ и правополяризованное антинейтрино $(\tilde{\nu}_R)$, как всегда, связываются только с электронами $(\nu_e\equiv\nu_L, \tilde{\nu}_e\equiv\tilde{\nu}_R)$. Тогда лептонами являются e^-, μ^+, ν_L, ν_R, а антилептонами — e^+, μ^-, $\tilde{\nu}_L$, $\tilde{\nu}_R$.

При рассмотрении слабых процессов по теории четырехкомпонентного дираковского нейтрино в отличие от двухкомпонентного отпадает необходимость введения нового дополнительного квантового числа — мюонного заряда, так как два типа нейтрино (ν_L, ν_R) и два типа антинейтрино $(\tilde{\nu}_L, \tilde{\nu}_R)$ четырехкомпонентной теории являются физическими состояниями, различающимися направлением продольной поляризации.

Дифференциальное сечение процесса аннигиляции (2) определяется формулой

$$d\sigma=\frac{dW}{N}=\frac{d\vec{p}_{\nu_l}\,d\vec{p}_{\tilde{\nu}_l}}{(2\pi)^2L^3N}|M|^2\,\delta^4(p_{\nu_l}+p_{\tilde{\nu}_l}-p_l-p_{\tilde{l}}), \tag{4}$$

где $N=(|v_l|+|v_{\tilde{e}}|)/L^3$ — плотность потока падающих лептонов и антилептонов (электронов и позитронов или μ^+- и μ^--мезонов), L^3 — нормировочный объем.

После вычисления $|M|^2$ и интегрирования по переменным антинейтрино, а также по энергии нейтрино, в системе центра инерции для дифференциального сечения реакции (2) при фиксированных продольных поляризациях всех участвующих в процессе частиц получаем

$$\begin{aligned}
d\sigma_{s_l s_{\tilde{l}}}(\theta, \omega_l, \lambda, s_{\nu_l}) &= \frac{3}{2}\sigma_{0l}(1-s_{\nu_l}s_{\tilde{\nu}_l})\{(1-s_l s_{\tilde{l}})[a_1(\lambda)(1+\cos^2\theta)-\\
&-2a_3(\lambda)\cos\theta]+(1+s_l s_{\tilde{l}})a_2(\lambda)\sin^2\theta-s_{\nu_l}(s_l-s_{\tilde{l}})[a_3(\lambda)(1+\cos^2\theta)-\\
&-2a_1(\lambda)\cos\theta]-s_{\nu_l}(s_l+s_{\tilde{l}})a_4(\lambda)\sin^2\theta\}\,d(\cos\theta),
\end{aligned} \tag{5}$$

где

$$a_1(\lambda)=\frac{\omega_l^3}{\sqrt{\omega_l^2-1}}|f_M|^2+|\lambda|^2\omega_l\sqrt{\omega_l^2-1}|g_1|^2,$$

$$a_2(\lambda)=\frac{\omega_l}{\sqrt{\omega_l^2-1}}|f_E|^2+|\lambda|^2\,\omega_l^3\sqrt{\omega_l^2-1}|g_2|^2,$$

$$a_3(\lambda)=-\omega_l^2(f_M g_1^*\lambda^*+f_M^* g_1\lambda),$$

$$a_4(\lambda) = \omega_l^2 (f_E g_2^* \lambda^* + f_E^* g_2 \lambda),$$

$$f_M^l = f_1^l(q^2) - \varkappa_a f_2^l(q^2), \quad f_E^l = f_1^l(q^2) - \omega_l^2 \varkappa_a f_2^l(q^2),$$

$$\sigma_{0l} = \frac{|C_V|^2 m_l^2}{48\pi}, \quad \lambda = -\frac{C_A}{C_V}, \quad \cos\theta = \frac{\vec{p}_l \vec{p}_{\nu_l}}{p_l p_{\tilde{l}}}.$$

Здесь $s_i = \pm 1$ $(i = l, \tilde{l}, \nu_l, \tilde{\nu}_l)$ — собственное значение проецирующего оператора $\vec{\sigma}\vec{p}_i/|p_i|$, определяющее спиральность лептона, антилептона, нейтрино и антинейтрино; при $s_i = 1$ спин направлен по импульсу, а при $s_i = -1$ — против импульса фермиона (см. [5, 7, 9, 23]); $\omega_l = E/m_l$, E и θ — полная энергия лептона l и угол вылета нейтрино в системе центра инерции. В (5) члены $\sim s_i s_j$ определяют продольную спиновую корреляцию между фермионами i и j $(i \neq j = l, \tilde{l}, \nu_l, \tilde{\nu}_l)$, а члены $\sim s_l s_{\tilde{l}} s_{\nu_l} s_{\tilde{\nu}_l}$ — между всеми участвующими в процессе фермионами.

Выполняя интегрирование в (5) по углу θ, получим полное сечение реакции (2)

$$\sigma_{s_l s_{\tilde{l}}}(\omega_l, \lambda, s_{\nu_l}) = 2\sigma_{0l}(1 - s_{\nu_l} s_{\tilde{\nu}_l})\,[2(1 - s_l s_{\tilde{l}})\, a_1(\lambda) + (1 + s_l s_{\tilde{l}})\, a_2(\lambda) -$$

$$- 2 s_{\nu_l}(s_l - s_{\tilde{l}})\, a_3(\lambda) - s_{\nu_l}(s_l + s_{\tilde{l}})\, a_4(\lambda)]. \tag{6}$$

Положив в (5) и (6) $l = e^-$, $\tilde{l} = e^+$, $s_{\nu_e} = -1$, $s_{\tilde{\nu}_e} = 1$ и $l = \mu^+$, $\tilde{l} = \mu^-$, $s_{\nu_\mu} = 1\ (\nu_\mu \equiv \nu_R)$, $s_{\tilde{\nu}_\mu} = -1\ (\tilde{\nu}_\mu \equiv \tilde{\nu}_L)$, получим соответствующие выражения для сечений нейтринной аннигиляции электронно-позитронных пар $(e^- + e^+ \to \nu_e + \tilde{\nu}_e)$ и мюонных пар $(\mu^+ + \mu^- \to \nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu)$ с учетом слабой структуры электрона (мюона) и продольных поляризаций начальных и конечных частиц. В рамках теории двухкомпонентного нейтрино, в которой лептонами являются e^-, μ^-, ν_L, а антилептонами — e^+, μ^+, $\tilde{\nu}_R$, в (5) и (6) следует положить: $l = \mu^-$, $\tilde{l} = \mu^+$, $s_{\nu_\mu} = -1\ (\nu_\mu \equiv \nu_L)$, $s_{\tilde{\nu}_\mu} = 1\ (\tilde{\nu}_\mu \equiv \tilde{\nu}_R)$.

§ 2. Частные случаи

Производя усреднение по спиновым состояниям лептона (l) и антилептона ($\tilde{l}$), из (5) и (6) получаем сечения реакции (2) для неполяризованных неточечных лептонов

$$d\sigma(\theta, \omega_l, \lambda) = 3\sigma_{0l}\,[a_1(\lambda)(1 + \cos^2\theta) - 2a_3(\lambda)\cos\theta +$$

$$+ a_2(\lambda)\sin^2\theta]\, d(\cos\theta), \tag{7}$$

$$\sigma(\omega_l, \lambda) = 4\sigma_{0l}(2a_1(\lambda) + a_2(\lambda)). \tag{8}$$

В случае чистого V—A-варианта слабого взаимодействия ($C_A = -C_V = \sqrt{2}G$, $\lambda = 1$, где G — константа слабого взаимодействия, равная $10^{-5}/M_p^2$; M_p — масса протона) и точечных лептонов (антилептонов) без «слабого магнетизма» ($f_1^l = g_1^l = 1$, $f_2^l = g_2^l = 0$), формулы (7) и (8) перепишем так:

$$d\sigma^{\text{точ.}}(\theta, \omega_l, \lambda = 1) = 6\sigma_{0l}\frac{\omega_l}{\sqrt{\omega_l^2 - 1}}(\omega_l + \sqrt{\omega_l^2 - 1}\cos\theta)^2\, d(\cos\theta), \tag{7'}$$

$$\sigma^{\text{точ.}}(\omega_l, \lambda = 1) = 4\sigma_{0l}\frac{\omega_l(4\omega_l^2 - 1)}{\sqrt{\omega_l^2 - 1}}. \tag{8'}$$

Отметим, что в [13] в выражении сечения $\sigma^{\text{точ.}}(\omega_l, \lambda=1)$ для реакции $e^- + e^+ \to \nu_e + \tilde{\nu}_e$ отсутствует множитель 8, а значение $\sigma_{0e} = 1{,}5 \cdot 10^{-45}$ *см*^{2} должно быть заменено $\sigma_{0e} = 0{,}18 \cdot 10^{-45}$ *см*^{2}.

В случае реализации $V+A$-варианта взаимодействия ($\lambda=-1$) дифференциальное сечение определяется формулой

$$d\sigma^{\text{точ.}}(\theta, \omega_l, \lambda = -1) = 6\sigma_{0l} \frac{\omega_l}{\sqrt{\omega_l^2 - 1}} (\omega_l - \sqrt{\omega_l^2 - 1} \cos\theta)^2 \, d(\cos\theta). \qquad (7'')$$

Исследуем влияние спиновых состояний начальных частиц на сечение реакции (2). Значение спиновой корреляции $s_l s_{\tilde{l}} = -1$ соответствует двум ортосостояниям лептон-антилептонной пары ($e^- - e^+$ или $\mu^+ - \mu^-$) с суммарным спином, направленным либо по ($s_l = -s_{\tilde{l}} = 1$), либо против ($s_l = -s_{\tilde{l}} = -1$) импульса электрона (мюона). Согласно (5) и (6), нейтринная аннигиляция этих состояний характеризуется следующими выражениями дифференциального и полного сечений:

$$d\sigma^{\text{орто}}_{\pm 1}(\theta, \omega_l, \lambda, s_{\nu_l}) = 6\sigma_{0l}(a_1(\lambda) \mp s_{\nu_l} a_3(\lambda))(1 \pm s_{\nu_l} \cos\theta)^2 \, d(\cos\theta), \qquad (9)$$

$$\sigma^{\text{орто}}_{\pm 1}(\omega_l, \lambda, s_{\nu_l}) = 16\sigma_{0l}(a_1(\lambda) \mp s_{\nu_l} a_3(\lambda)). \qquad (10)$$

Здесь верхние знаки относятся к случаю $s_l = -s_{\tilde{l}} = 1$ (проекция полного спина лептон-антилептонной пары по движению лептона равна $I=1$), а нижние знаки — к случаю $s_l = -s_{\tilde{l}} = -1$ ($I=-1$). Как видно из (9), в обоих случаях нейтрино—антинейтринные пары (ν_l, $\tilde{\nu}_l$) испускаются в основном по линии соударения лептонов с антилептонами, причем в процессе (1) левополяризованные нейтрино ($\nu_e \equiv \nu_L$, $s_{\nu_e} = -1$) испускаются преимущественно по направлению импульса позитрона ($\theta = \pi$) в первом случае ($I=1$), а по направлению импульса электрона ($\theta=0$) во втором случае ($I=-1$). К тому же в первом случае левополяризованное нейтрино не может образоваться по направлению импульса электрона ($\theta=0$), а во втором — по направлению импульса позитрона ($\theta=\pi$). Поскольку по четырехкомпонентной теории $s_{\nu_\mu} = -s_{\nu_e} = 1$, то в случае нейтринной аннигиляции мюонных пар ($\mu^+ + \mu^- \to \nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu$) для направления испускания правополяризованных нейтрино ($\nu_\mu \equiv \nu_R$) должна наблюдаться противоположная картина: правополяризованные нейтрино испускаются преимущественно по направлению импульса μ^+-мезона в первом случае ($I=1$), а по направлению импульса μ^--мезона во втором случае ($I=-1$).

Для того чтобы определить сечение аннигиляции третьего ортосостояния, для которого проекция суммарного спина лептона (l) и антилептона ($\tilde{l}$) на направления их движения равна нулю ($I=0$), нужно ввести следующую симметричную комбинацию амплитуд в выражение (3):

$$M^{\text{орто}} = \sum_{j=V,A} C_j (\bar{u}_{\tilde{l}}(1) \Gamma^j_\mu u_l(1) + \bar{u}_{\tilde{l}}(-1) \Gamma^j_\mu u_l(-1)) (\bar{u}_{\nu_l}(s_{\nu_l}) T^j_\mu u_{\tilde{\nu}_l}(s_{\tilde{\nu}_l})). \qquad (2')$$

Вычисляя $|M^{\text{орто}}|^2$ при учете соотношения $u(-s) = \rho_3 \sigma_1 u(s)$ (см., например, [23]), из (4) находим для сечений

$$d\sigma^{\text{орто}}_0(\theta, \omega_l) = 12\sigma_{0l} \frac{\omega_l}{\sqrt{\omega_l^2 - 1}} |f^l_E|^2 \sin^2\theta \, d(\cos\theta), \qquad (11)$$

$$\sigma^{\text{орто}}_0(\omega_l) = 16\sigma_{0l} \frac{\omega_l}{\sqrt{\omega_l^2 - 1}} |f^l_E|^2. \qquad (12)$$

Из (12) следует, что в рассматриваемом случае нейтрино—антинейтринные пары испускаются в основном в направлении, перпендикулярном к линии соударения электронов с позитронами (мюонов с антимюонами).

Составляя антисимметричную комбинацию спинорных амплитуд (для этого в фигурной скобке в (2′) между первым и вторым членами знак плюс нужно заменить на минус) и вычисляя квадрат соответствующего матричного элемента, согласно (4), находим следующие выражения для дифференциального и полного сечений нейтринной аннигиляции из синглетного состояния ($^1S_0$) пары $e^-—e^+$ или $\mu^+—\mu^-$, полный спин которого равен нулю (парасостояние)

$$d\sigma_0^{\text{пара}}(\theta, \omega_l, \lambda) = 12\sigma_{0l}\,|\lambda|^2\,\omega_l^3\sqrt{\omega_l^2-1}\,|g_2^l(q^2)|^2 \sin^2\theta\, d(\cos\theta), \tag{13}$$

$$\sigma_0^{\text{пара}}(\omega_l, \lambda) = 16\sigma_{0l}\,|\lambda|^2\,\omega_l^3\sqrt{\omega_l^2-1}\,|g_2^l(q^2)|^2. \tag{14}$$

Эти выражения можно получить также с помощью формул (7)—(12) и соотношений между сечениями процесса (2)

$$d\sigma(\theta, \omega_l, \lambda) = \frac{1}{4}\Big(d\sigma_0^{\text{пара}}(\theta, \omega_l, \lambda) + \sum_{i=+1,-1,0} d\sigma_i^{\text{орто}}(\theta, \omega_l, \lambda, s_{\nu_l})\Big), \tag{15}$$

$$\sigma(\omega_l, \lambda) = \frac{1}{4}\Big(\sigma_0^{\text{пара}}(\omega_l, \lambda) + \sum_{i=+1,-1,0} \sigma_i^{\text{орто}}(\omega_l, \lambda, s_{\nu_l})\Big).$$

Как видно из (13), (14), для покоящихся лептонов ($\omega_l=1$) сечения аннигиляции обращаются в нуль. Это указывает на то, что из-за продольности нейтрино и антинейтрино лептон и антилептон в парасостоянии при $\omega_l \to 1$ не могут аннигилировать с испусканием нейтрино и антинейтрино.

Полученные формулы показывают, что по измеренным величинам сечений $d\sigma_i^{\text{орто}}$ и $\sigma_i^{\text{орто}}$, $i = 1, -1, 0$ и $d\sigma_0^{\text{пара}}, \sigma_0^{\text{пара}}$ можно получить сведения о формфакторах векторного (f_1 и f_2) и аксиально-векторного (g_1 и g_2) токов слабого взаимодействия лептонов.

В области предельно больших энергий лептонов ($\omega_l \gg 1$), где должна проявиться их структура, приведенные выше формулы принимают более простой вид.

§ 3. Учет произвольного направления спина

До сих пор мы учитывали только продольную поляризацию лептона и антилептона. А теперь, не принимая во внимание структуры последних, получим сечение процесса (2) в зависимости от произвольного направления их спинов. Для этого будем пользоваться проектирующим оператором (см. [24])

$$\Lambda_r = u_r\bar{u}_r = \frac{1}{4\varepsilon_r E_r}(1 - i\hat{S}_r\gamma_5)(m_r - i\varepsilon_r\hat{p}_r), \tag{16}$$

где

$$\hat{p}_r = \gamma_\mu p_{r\mu},\quad \hat{S}_r = \gamma_\mu S_{r\mu},\quad p_{r\mu} = \{\vec{p}_r, iE_r\},$$

$$S_{r\mu} = \left\{\vec{s}_r + \frac{(\vec{p}_r\vec{s}_r)\,\vec{p}_r}{m_r(m_r+E_r)},\ i\,\frac{(\vec{p}_r\vec{s}_r)}{m_r}\right\},$$

$\vec{s}_r$ — единичный вектор в направлении поляризации частицы $r\,(r = e^-, e^+, \mu^+, \mu^-)$ в системе координат, где она покоится: величина ε_r определяет знак энергии; для частицы $\varepsilon_r = 1$, а для античастицы $\varepsilon_r = -1$.

Квадрат матричного элемента (3) при $f_1^l(q^2) = g_1^l(q^2) = 1$, $f_2^l(q^2) = g_2^l(q^2) = 0$ (точечные частицы) будет иметь вид

$$|M^{\text{точ.}}|^2 = \sum_{i,j'=V,A} C_j C_{j'}^* Sp(\Lambda_{\tilde{l}} T^j_\mu \Lambda_l T^{j'}_{\mu'})(\bar{u}_{\nu_l} T^j_\mu u_{\tilde{\nu}_l} \bar{u}_{\tilde{\nu}_l} T^{j'}_{\mu'} u_{\nu_l}). \tag{17}$$

После вычисления следов в (17) и интегрирования по переменным антинейтрино, а также по азимутальному углу нейтрино, из (4) находим следующее выражение для дифференциального сечения процесса (2) в случае произвольного направления поляризации начальных точечных частиц (с.ц.и):

$$d\sigma^{\text{точ.}}_{s_l s_{\tilde{l}}}(\theta, \omega_l, \lambda, s_{\nu_l}) = 3\sigma_{0l}\frac{\omega_l}{\sqrt{\omega_l^2 - 1}}[\Phi_1 + (\vec{p}^0\vec{s}_l)(\vec{p}^0\vec{s}_{\tilde{l}})\Phi_2 + s_{\nu_l}\vec{p}^0(\vec{s}_l + \vec{s}_{\tilde{l}})\Phi_3 +$$

$$+ (\vec{n}[\vec{p}^0\vec{s}_l])(\vec{n}'[\vec{p}^0\vec{s}_{\tilde{l}}])\cos(\varphi_1 - \varphi_2)\Phi_4 + (\vec{s}_l\vec{s}_{\tilde{l}})\Phi_5]\, d(\cos\theta), \tag{18}$$

где

$$\Phi_1 = (1 + |\lambda|^2)[\omega_l^2 + (\omega_l^2 - 1)\cos^2\theta] + 1 - |\lambda|^2 + 2(\lambda + \lambda^*)\omega_l\sqrt{\omega_l^2 - 1}\cos\theta,$$

$$\Phi_2 = (1 + |\lambda|^2)[\omega_l^2 - 1 + \omega_l^2\cos^2\theta] + (1 - |\lambda|^2)[\cos^2\theta + (\omega_l^2 - 1)\sin^2\theta] +$$

$$+ 2(\lambda + \lambda^*)\omega_l\sqrt{\omega_l^2 - 1}\cos\theta,$$

$$\Phi_3 = 2[\omega_l^2 + |\lambda|^2(\omega_l^2 - 1)]\cos\theta + (\lambda + \lambda^*)\omega_l\sqrt{\omega_l^2 - 1}(1 + \cos^2\theta), \tag{19}$$

$$\Phi_4 = [\omega_l^2 - |\lambda|^2(\omega_l^2 - 1)]\sin^2\theta,$$

$$\Phi_5 = -(1 - |\lambda|^2)(\omega_l^2 - 1)\sin^2\theta,$$

$\vec{n}$ и $\vec{n}'$ — единичные вектора, перпендикулярные к плоскостям $(\vec{p}^0, \vec{s}_l)$ и $(\vec{p}^0, \vec{s}_{\tilde{l}})$ соответственно; $\vec{p}^0 \equiv \vec{p}_l^0 = \vec{p}_l/p_l$; φ_1 и φ_2 — азимутальные углы векторов спина $\vec{s}_l$ и $\vec{s}_{\tilde{l}}$.

Производя интегрирование по углу θ в выражении (18), для полного сечения процесса нейтринной аннигиляции электрон—позитронной и мюон—антимюонной пар находим следующую формулу:

$$\sigma^{\text{точ.}}_{s_l s_{\tilde{l}}}(\omega_l, \lambda, s_{\nu_l}) = 2\sigma_{0l}\frac{\omega_l}{\sqrt{\omega_l^2 - 1}}\{(1 + |\lambda|^2)(4\omega_l^2 - 1) + 3(1 - |\lambda|^2) +$$

$$+ (\vec{p}^0\vec{s}_l)(\vec{p}^0\vec{s}_{\tilde{l}})[(1 + |\lambda|^2)(4\omega_l^2 - 3) + (1 - |\lambda|^2)(2\omega_l^2 - 1)] +$$

$$+ 4s_{\nu_l}\vec{p}^0(\vec{s}_l + \vec{s}_{\tilde{l}})(\lambda + \lambda^*)\omega_l\sqrt{\omega_l^2 - 1} +$$

$$+ (\vec{n}[\vec{p}^0\vec{s}_l])(\vec{n}'[\vec{p}^0\vec{s}_{\tilde{l}}])\cos(\varphi_1 - \varphi_2)[1 + |\lambda|^2 + (1 - |\lambda|^2)(2\omega_l^2 - 1)] -$$

$$- 2(\vec{s}_l\vec{s}_{\tilde{l}})(1 - |\lambda|^2)(\omega_l^2 - 1)\}. \tag{20}$$

При $\lambda = 1$ из (18)—(20) получаем соответствующие сечения для $V - A$-варианта, а при $\lambda = -1$ для $V + A$-варианта слабого взаимодействия.

В случае $(\vec{p}^0\vec{s}_l) = s_l$, $(\vec{p}^0\vec{s}_{\tilde{l}}) = -s_{\tilde{l}}$, где $s_{\tilde{l}} = \pm 1$, $s_l = \pm 1$ из (18) и (20) получим следующие выражения для дифференциального и полного сечений процесса (2) в зависимости только от продольных поляризаций лептона и антилептона (см. также формулы (5) и (6) при $f_1^l(q^2) = g_1^l(q^2) = 1$, $f_2^l(q^2) = g_2^l(q^2) = 0$:

$$d\sigma^{\text{точ.}}_{s_l s_{\tilde l}}(\theta, \omega_l, \lambda, s_{\nu_l}) = 3\sigma_{0l}\frac{\omega_l}{\sqrt{\omega_l^2-1}}[\Phi_1 - s_l s_{\tilde l}(\Phi_2+\Phi_5) +$$
$$+ s_{\nu_l}(s_l - s_{\tilde l})\Phi_3]\, d(\cos\theta), \qquad (21)$$

$$\sigma^{\text{точ.}}_{s_l s_{\tilde l}}(\omega_l, \lambda, s_{\nu_l}) = 4\sigma_{0l}\frac{\omega_l}{\sqrt{\omega_l^2-1}}\{2\omega_l^2 + 1 + 2|\lambda|^2(\omega_l^2-1) -$$
$$- s_l s_{\tilde l}[2\omega_l^2 - 1 + 2|\lambda|^2(\omega_l^2-1)] + 2s_{\nu_l}(s_l - s_{\tilde l})(\lambda+\lambda^*)\omega_l\sqrt{\omega_l^2-1}\}. \qquad (22)$$

В случае $V - A$-варианта взаимодействия, из (22) имеем (см. также [15])

$$\sigma^{\text{точ.}}_{s_l s_{\tilde l}}(\omega_l, \lambda = 1, s_{\nu_l}) = 4\sigma_{0l}\frac{\omega_l}{\sqrt{\omega_l^2-1}}[4\omega_l^2 - 1 - s_l s_{\tilde l}(4\omega_l^2-3) +$$
$$+ 4s_{\nu_l}(s_l - s_{\tilde l})\omega_l\sqrt{\omega_l^2-1}]. \qquad (23)$$

Из (22) и (23) следует соотношение между сечениями в $V—A$ и $V+A$-вариантах взаимодействия

$$\sigma^{\text{точ.}}_{s_l s_{\tilde l}}(\omega_l, \lambda = -1, s_{\nu_l} = \mp 1) = \sigma^{\text{точ.}}_{s_l s_{\tilde l}}(\omega_l, \lambda = 1, s_{\nu_l} = \pm 1). \qquad (24)$$

Эффективные сечения обратного процесса $\nu_l + \tilde\nu_l \to l + \tilde l$ связаны с сечениями прямого процесса (2) соотношениями

$$d\sigma_{\nu_l\tilde\nu_l\to l\tilde l} = \frac{\omega_l^2-1}{\omega_l^2}\, d\sigma_{l\tilde l\to\nu_l\tilde\nu_l},$$
$$\sigma_{\nu_l\tilde\nu_l\to l\tilde l} = \frac{\omega_l^2-1}{\omega_l^2}\, \sigma_{l\tilde l\to\nu_l\tilde\nu_l}, \qquad (25)$$

где $d\sigma_{l\tilde l\to\nu_l\tilde\nu_l}$ и $\sigma_{l\tilde l\to\nu_l\tilde\nu_l}$ определяются формулами (5) и (6), а также (18) и (20).

ЛИТЕРАТУРА

1. Feynman R., Gell-Mann M. Phys. Rev., **109**, 193, 1958.
2. Керимов Б. К., Романов Ю. И. ЖЭТФ, **46**, 1912, 1964; **47**, 1123, 1964.
3. Керимов Б. К., Романов Ю. И. «Изв. АН СССР», сер. физич., **29**, 128, 1965.
4. Керимов Б. К., Романов Ю. И. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 5, 79, 1964.
5. Соколов А. А., Керимов Б. К. Ann. der Phys., **7**, 46, 1958.
6. Nishijima K. Phys. Rev., **108**, 907, 1957; Kawakami I. Progr. of Theor. Phys., **19**, 459, 1958.
7. Керимов Б. К. «Изв. АН СССР», сер. физич., **25**, 157, 1961.
8. Iso S. Nuovo Cimento, **25**, 456, 1962.
9. Соколов А. А. Phys. Lett., **3**, 211, 1963.
10. Понтекорво Б. М. ЖЭТФ, **36**, 1615, 1959.
11. Hoyle F., Fowler W. A. Nature, **197**, 533, 1963.
12. Марков М. А. Нейтрино, М., «Наука», 1964.
13. Chiu H. Y. Phys. Rev., **123**, 1040, 1961; Ann. of Phys., **16**, 321, 1961.
14. Chiu H. Y., Stabbler R., Phys. Rev., **122**, 1317, 1961.
15. Соколов А. А., Иванов Ю. П., Гальцов Д. В. «Ядерная физика», **1**, 507, 1965.
16. Katayama Y., Taketani M. Supple. Progr. Theor. Phys., No. **19**, 178, 1961.
17. Соколов А. А., Иванов Ю. П., Павленко Ю. Г., Керимов Б. К. ДАН СССР, **157**, 1096, 1964.
18. Блохинцев Д. И. ЖЭТФ, **35**, 254, 1958.
19. Neeman Y. Nuovo Cimento, **27**, 922, 1963.
20. Kabir P. K. Nuovo Cimento, **28**, 165, 1963.
21. Gatto R. Nuovo Cimento, **28**, 567, 1963.
22. Gell-Mann M. Phys. Rev., **111**, 362, 1958.
23. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., Физматгиз.
24. Michel L., Wightmann A. Phys. Rev., **98**, 1190, 1955.

Поступила в редакцию
10. 12 1964 г.

Кафедра
теоретической физики