

УДК 539.124.17

ВЗАИМНЫЕ КОНВЕРСИИ ЛЕПТОНОВ В НЕДИАГОНАЛЬНЫХ ПРОЦЕССАХ

© 2020 г. Ю. И. Романов*

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
"Российский государственный университет имени А.Н. Косыгина", Москва, Россия*

*E-mail: romanov.yu.i@mail.ru

Поступила в редакцию 02.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 27.04.2020 г.

Изучены процессы неупругого рассеяния (анти)нейтрино на электроны и мюоне, сопровождающиеся взаимной конверсией как нейтральных, так и заряженных лептонов. Спиновые корреляции в рассматриваемых реакциях проанализированы на основе двух- и четырехкомпонентной теории нейтрино.

DOI: 10.31857/S0367676520080256

Одним из фундаментальных процессов слабого взаимодействия является неупругое рассеяние мюонного нейтрино на электроны с рождением мюона

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^- \quad (1)$$

Эта реакция, сопровождаемая конверсией как нейтрального, так и заряженного лептона, является важным источником информации о структуре лептонных токов, проверки схем сохранения лептонного заряда.

Процесс имеет порог $s = m_\mu^2$, где s – квадрат полной энергии в системе центра масс, m_μ – масса мюона.

Начнем с описания этой реакции на основе взаимодействия заряженных токов (CC-описание), имеющих произвольную пространственно-временную структуру в терминах векторной и аксиально-векторной связи с константами g_V и g_A :

$$L_{CC} = \frac{G_{ch}}{\sqrt{2}} \bar{\mu} \gamma_\alpha (1 + \lambda_\mu \gamma_5) \nu_\mu \bar{\nu}_e \gamma_\alpha (1 + \lambda_e \gamma_5) e, \quad (2)$$

$$\lambda_{\mu(e)} = g_A^{u(e)} / g_V^{u(e)}, \quad G_{ch} = G g_V^\mu g_V^e,$$

где G – константа Ферми. Допускаем, что константы могут быть как действительными, так и комплексными или чисто мнимыми.

Если константы равны $\lambda_\mu = \lambda_e = \lambda_{ch}$, связь действительных значений λ_{ch} с отношением

$$R = \sigma^{CC}(\nu_\mu e) / \sigma^{CC}(\bar{\nu}_e e) \quad (3)$$

полных сечений реакции (1) и неупругого рассеяния антинейтрино на электроны

$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^- \quad (4)$$

описывается формулой [1]

$$\lambda_{ch} = \frac{1 \pm \sqrt{3 - R}}{\sqrt{R - 2}}. \quad (5)$$

Общие выражения CC-спектров рождающихся мюонов в обсуждаемых реакциях имеют вид ($q = \nu, \bar{\nu}$):

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu e)}{dE_\mu} = \frac{|G_{ch}|^2}{8\pi E_q^2} \left[AF_1(E_q) + Bf_1(E_\mu) \right]. \quad (6)$$

В этих формулах

$$F_1(E_q) = E_q (2E_q m_e - m_\mu^2),$$

$$F_2(E_q) = (E_q - E_\mu) [2m_e (E_q - E_\mu) - m_\mu^2],$$

$$f_1(E_\mu) = E_\mu (2E_\mu m_e - m_\mu^2),$$

E_q – энергии начальных (анти)нейтрино, E_μ – полная энергия мюона в лаб. сист., m_e – масса электрона, $A(B) = (1 + |\lambda_{ch}|^2) \pm (2 \operatorname{Re} \lambda_{ch})$.

Другая возможность описания обсуждаемых реакций заключается в применении недиагональных нейтральных токов (NC-описание):

$$L_{NC} = \frac{G_n}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_e \gamma_\alpha (1 + \lambda_\nu \gamma_5) \nu_\mu \bar{\mu} \gamma_\alpha (1 + \lambda_l \gamma_5) e, \quad (7)$$

$$\lambda_\nu = g_A^v / g_V^v, \quad \lambda_l = g_A^l / g_V^l, \quad G_n = G g_V^\nu g_V^l.$$

Полагая константы действительными и включая отношение полных NC-сечений

$$r = \sigma^{NC}(\nu_\mu e) / \sigma^{NC}(\bar{\nu}_e e), \quad (3a)$$

при $\lambda_\nu = 1, \lambda_l \rightarrow \lambda_n$, приходим к формуле, открывающей возможность проникновения в структуру нейтрального тока ($\bar{\mu}e$) [2]

$$\lambda_n = \frac{(r+1) \pm \sqrt{(3r-1)(3-r)}}{2(r-1)}. \quad (8)$$

При действительных значениях константы λ_n получаем мюонные NC -спектры, отвечающие неупругому $\nu_\mu e$ (1) и ($\lambda_n \rightarrow -\lambda_n$) $\bar{\nu}_e e$ (4) рассеяниям:

$$\frac{d\sigma}{dE_\mu} = \frac{G_n^2}{4\pi E_q^2} \left[(1 + \lambda_n)^2 F_1(E_q) + (1 - \lambda_n)^2 F_2(E_q) - (1 - \lambda_n^2) f_2(E_\mu) \right], \quad (9)$$

где $f_2(E_\mu) = m_\mu(2E_\mu m_e - m_\mu^2)$.

“Чистая” $(V - A)$ -связь токов ($(V - A)$ описание: $\lambda_{ch} = \lambda_n = 1$) соответствует случаю $R = r = 3$, приводящему к слиянию C - и NC -описаний недиагональных процессов. В то же время, согласно формуле (9), $(V + A)$ -связь токов ($\bar{\mu}e$) и ($\bar{\nu}_e \nu_\mu$) ($(V + A)_{NC}$ описание: $\lambda_n = -1$) предсказывает спектр мюонов в реакции (4), совпадающий с $(V - A)$ спектром в реакции (1):

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu e)}{dE_\mu} = \frac{G^2}{\pi E_\nu} (2E_\nu m_e - m_\mu^2). \quad (10)$$

Так же связаны $(V - A)$ -спектр в реакции (4)

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}_e e)}{dE_\mu} = \frac{G^2}{\pi E_{\bar{\nu}}^2} (E_{\bar{\nu}} - E_\mu) \times [2(E_{\bar{\nu}} - E_\mu) m_e - m_\mu^2] \quad (11)$$

с $(V + A)_{NC}$ спектром в реакции (1).

Можно отметить, что в предельных случаях представленные спектры принимают вид электронных $(V - A)$ “собратьев” при упругих $\nu_e e$ - и $\bar{\nu}_e e$ -рассеяниях:

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu e)}{dE_\mu} = \sigma_0, \quad E_\nu \gg \frac{m_\mu^2}{2m_e}, \quad (10a)$$

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}_e e)}{dE_\mu} = \sigma_0 \left(1 - \frac{E_\mu}{E_{\bar{\nu}}} \right)^2, \quad E_{\bar{\nu}} \gg E_\mu + \frac{m_\mu^2}{2m_e}. \quad (11a)$$

Здесь $\sigma_0 = \frac{2G^2 m_e}{\pi} \cong 1.7 \cdot 10^{-48} \text{ м}^2 \cdot \text{МэВ}^{-1}$.

Установленными видами связи характеризуются и полные сечения:

$$\sigma(\nu_\mu e)_{V+A}^{NC} = \sigma(\bar{\nu}_e e)_{V-A}, \quad (12)$$

$$\sigma(\bar{\nu}_e e)_{V+A}^{NC} = \sigma(\nu_\mu e)_{V-A}. \quad (13)$$

Продолжая анализ $(V - A)$ - и $(V + A)_{NC}$ -описаний изучаемых реакций, отметим, что нейтрино должно “оставлять след” при рассеянии на электронах и мюонах: с его спиральными свойствами связано появление поляризации спинов заряженных частиц. Явная зависимость полных сечений от спиральностей лептонов позволяет исследовать спиновые корреляции на основе метода [3], открывшего путь к широкому изучению поляризационных явлений в различных (не)диагональных процессах [4].

Рассматриваемые подходы к обсуждаемым реакциям приводят к следующим результатам. Согласно $(V - A)$ - и $(V + A)_{NC}$ -описаниям реакций (4) и (1) соответственно, сближающиеся и разлетающиеся частицы должны обладать противоположной спиральностью h_i ($i = \nu, \bar{\nu}, e, \mu$):

$$h_e = -h_{\bar{\nu}_e}, \quad h_\mu = -h_{\bar{\nu}_\mu}; \quad h_e = -h_{\nu_e}, \quad h_\mu = -h_{\nu_\mu}. \quad (14)$$

Связаны также $(V - A)$ - и $(V + A)_{NC}$ -описания реакций (1) и (4) соответственно: все частицы должны иметь одинаковые спиральности

$$h_e = h_\mu = h_{\nu_\mu} = h_{\nu_e}, \quad h_e = h_\mu = h_{\bar{\nu}_\mu} = h_{\bar{\nu}_e}. \quad (15)$$

В табл. 1 представлены результаты анализа полных сечений изучаемых реакций с учётом продольной поляризации участвующих в них частиц. На основе представлений двухкомпонентной теории нейтрино приходим к выводу, что, согласно спиновым корреляциям (14) и (15), $(V - A)$ -описание предсказывает участие в реакциях (1) и (4) левополяризованных (левых) отрицательно заряженных лептонов:

$$\nu_\mu^L + e_L^- \rightarrow \nu_e^L + \mu_L^-, \quad (16a)$$

$$\bar{\nu}_e^R + e_L^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu^R + \mu_L^- \quad (17a)$$

в то время как $(V + A)_{NC}$ описание определяет участие правополяризованных (правых) электронов и мюонов:

$$\nu_\mu^L + e_R^- \rightarrow \nu_e^L + \mu_R^-, \quad (16b)$$

$$\bar{\nu}_e^R + e_R^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu^R + \mu_R^-. \quad (17b)$$

Представленный анализ реакций (1) и (4) относится к взаимным конверсиям как нейтральных, так и заряженных лептонов: полученные результаты действительны и для обратных беспороговых реакций

$$\nu_e + \mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^-, \quad \bar{\nu}_\mu + \mu^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-. \quad (18)$$

Согласно четырёхкомпонентной теории нейтрино, описывающей взаимодействие лептонов первых двух поколений, мюонное нейтрино – правое, отрицательно заряженный мюон рассматривается как античастица. Вводится только один сохра-

Таблица 1. Картина описания неупругих (анти)нейтрино-электронных и мюонных рассеяний на основе двух-компонентной теории нейтрино: $h_{\nu_e} = h_{\nu_\mu} = -1, h_{\bar{\nu}_e} = h_{\bar{\nu}_\mu} = +1$

Реакции	Вид связи, токи		Спиновые корреляции	Полные сечения ($s \gg m_\mu^2$)
$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^-$	$(V - A)$	$(\bar{\nu}_e e)(\bar{\mu} \nu_\mu)$	$h_\mu = h_e = h_\nu$	$\sigma(\nu_\mu e) = \frac{G^2 s}{16\pi} (1 - h_e)^2 (1 - h_\mu)^2$ (I)
	$(V + A)_{NC}$	$(\bar{\nu}_e \nu_\mu)(\bar{\mu} e)$	$h_\mu = h_e = -h_\nu$	$\sigma(\nu_\mu e) = \frac{G^2 s}{12\pi} (1 + h_e)(1 + h_e h_\mu)$ (II)
$\tilde{\nu}_e + e^- \rightarrow \tilde{\nu}_\mu + \mu^-$	$(V - A)$	$(\bar{\tilde{\nu}}_e e)(\bar{\mu} \tilde{\nu}_\mu)$	$h_\mu = h_e = -h_{\tilde{\nu}}$	$\sigma(\tilde{\nu}_e e) = \frac{G^2 s}{12\pi} (1 - h_e)(1 - h_\mu)$ (III)
	$(V + A)_{NC}$	$(\bar{\tilde{\nu}}_e \tilde{\nu}_\mu)(\bar{\mu} e)$	$h_\mu = h_e = h_{\tilde{\nu}}$	$\sigma(\tilde{\nu}_e e) = \frac{G^2 s}{8\pi} (1 + h_e)^2 (1 + h_\mu)$ (IV)

Таблица 2. Картина описания неупругих (анти)нейтрино-электронных и мюонных рассеяний на основе четырёхкомпонентной теории нейтрино: $h_{\nu_e} = -1, h_{\nu_\mu} = +1, h_{\bar{\nu}_e} = +1, h_{\bar{\nu}_\mu} = -1$

Реакции	Вид связи, токи		Спиновые корреляции		Полные сечения ($s \gg m_\mu^2$)
$\nu + \mu^- \leftrightarrow \tilde{\nu} + e^-$	$(V - A)$	$(\bar{e} \nu_L)(\bar{\mu} \tilde{\nu}_R)$	$h_\nu = -h_{\tilde{\nu}}$	$h_e = h_\nu, h_\mu = h_{\tilde{\nu}}$	$\sigma = \frac{G^2 s}{12\pi} (1 - h_e)(1 + h_\mu)$
		$(\bar{e} \tilde{\nu}_L)(\bar{\mu} \nu_R)$			$\sigma = \frac{G^2 s}{12\pi} (1 + h_e)(1 - h_\mu)$
	$(V + A)$	$(\bar{e} \nu_L)(\bar{\mu} \tilde{\nu}_L)$	$h_\nu = h_{\tilde{\nu}}$	$h_\mu = h_\nu, h_e = h_{\tilde{\nu}}$	Определяются формулой (I)
		$(\bar{e} \tilde{\nu}_R)(\bar{\mu} \nu_R)$		$h_\mu = -h_\nu, h_e = -h_{\tilde{\nu}}$	Определяются формулой (III)

няющийся лептонный заряд L , равный $+1$ для $e^-, \mu^+, \nu_e^L, \nu_\mu^R$ и -1 для $e^+, \mu^-, \tilde{\nu}_e^R, \tilde{\nu}_\mu^L$.

Теория допускает реакции

$$\nu + \mu^- \leftrightarrow \tilde{\nu} + e^-, \tag{19}$$

которые, в отличие от (1) и (4), сопровождаются взаимными $\nu \leftrightarrow \tilde{\nu}$ превращениями.

$(V - A)$ -описание этих реакций, представленное в табл. 2, приводит к участию нейтральных лептонов, как и частиц в начальном и конечном состояниях, имеющих противоположные спиральности:

$$\tilde{\nu}_R + e_L^- \leftrightarrow \nu_L + \mu_R^-, \tag{19a}$$

$$\tilde{\nu}_L + e_R^- \leftrightarrow \nu_R + \mu_L^-. \tag{19б}$$

Таким образом, предсказывается превращение нейтрино только в “свою” античастицу и наоборот: $\nu_e \leftrightarrow \tilde{\nu}_e$ и $\nu_\mu \leftrightarrow \tilde{\nu}_\mu$. Описание реакций (19a) и (19б)

предполагает включение токов, в которых электроны и мюоны “меняются партнерами”.

$(V + A)$ -описание предсказывает реакции с нейтральными лептонами, обладающими одинаковой спиральностью, т.е. взаимные конверсии нейтрино и антинейтрино различных семейств. Как показано в табл. 2, $(V + A)$ -связь токов $(\bar{e} \nu_e)$ и $(\bar{\mu} \tilde{\nu}_\mu)$ и их эрмитово-сопряженных приводит к $\nu_e \leftrightarrow \tilde{\nu}_\mu$ конверсиям, сопровождаемым взаимными переходами левых электронов и мюонов

$$\nu_L + \mu_L^- \leftrightarrow \tilde{\nu}_L + e_L^-. \tag{19в}$$

В то же время $(V + A)$ -связь токов $(\bar{e} \tilde{\nu}_e)$ и $(\bar{\mu} \nu_\mu)$ обеспечивает $\nu_\mu \leftrightarrow \tilde{\nu}_e$ конверсии также с взаимными превращениями левых заряженных лептонов

$$\nu_R + \mu_L^- \leftrightarrow \tilde{\nu}_R + e_L^-. \tag{19г}$$

Результаты анализа рассмотренных реакций, представленные в табл. 1 и 2, приводят к выводу: предсказание о рождении левых отрицательных мюонов при (анти)нейтринно-электронных столкновениях не позволяет выявить различие в спиральных свойствах нейтральных членов мюонного семейства, так как и ν_μ в рамках концепции левовинтового нейтрино ($(V - A)$ -описание), и $\bar{\nu}_\mu$, согласно представлениям четырехкомпонентной теории ($(V + A)$ -описание), оба левополяризованы.

Можно надеяться, что развитие экспериментальной базы для изучения рассмотренных процессов поможет углубить представления о меха-

низме слабого взаимодействия лептонов, о структуре заряженных и нейтральных токов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Романов Ю.И. // Изв. РАН. Сер физ. 2018. Т. 82. № 6. С. 842; *Romanov Yu.I.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. № 8. P. 757.
2. Романов Ю.И. // Изв. РАН. Сер физ. 2019. Т. 83. № 4. С. 550; *Romanov Yu.I.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. № 4. P. 499.
3. Керимов Б.К. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1961. Т. 25. № 1. С. 161.
4. Романов Ю.И. Слабое взаимодействие лептонов. Избранное. М.: МГУДТ, 2011. 293 с.