УДК 539.124.17

## ЛЕПТОННЫЕ ЗАРЯДЫ В КАРТИНЕ ТОКОВЫХ ОПИСАНИЙ СЛАБЫХ ПРОЦЕССОВ

## © 2019 г. Ю.И.Романов\*

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Российский Государственный Университет им. А.Н. Косыгина", Москва, Россия

\**E-mail: romanov.yu.i@mail.ru* Поступила в редакцию 01.10.2018 г. После доработки 15.10.2018 г. Принята к публикации 19.11.2018 г.

Вводится описание семейств лептонов на основе "заряженного"  $l_{ch}$  и "нейтрального" ("нейтринного")  $l_v$  квантовых чисел с сохранением их суммы  $L_{ch}$  и полного аромата  $L_v$ . Представления четырехкомпонентной теории нейтрино расширены включением тауонного и нового, четвертого лептонных семейств. (Не)диагональные лептонные процессы изучены на основе взаимодействия нейтральных (NC) и заряженных (CC) слабых токов. Показано, что информация о токовых константах может быть получена в результате измерения спектров электронов отдачи и полных сечений упругих ve- и  $\tilde{v}e$ -рассеяний.

DOI: 10.1134/S0367676519040197

В настоящей работе, в развитие [1], продолжен анализ (не)диагональных лептонных процессов, рассматриваются новые способы введения лептонных чисел, возможности изучения структуры слабых токов.

Совокупность опытных данных согласуется с аддитивной формой описания лептонов. В рамках этой схемы заряженному и нейтральному лептонам каждого поколения (в первоначальном виде первых двух [2, 3]) приписывают квантовое число – лептонный заряд: электронный  $l_e$ , мюонный  $l_{\mu}$  и тауонный  $l_{\tau}$ . До открытия нейтринных осцилляций было принято считать их сохраняющимися. Осцилляционные представления о нейтральных лептонах приводят к выводу, что по отдельности лептонные заряды в аддитивной схеме не сохраняются. Сохранение полного аддитивного числа (их суммы)  $L_l = l_e + l_{\mu} + l_{\tau}$  пока не исключается.

Расширяется простор для развития других способов введения лептонных чисел. Представим картину описания лептонов в терминах "заряженного"  $l_{ch}$  и "нейтрального" ("нейтринного")  $l_{v}$  квантовых чисел с сохранением полного лептонного числа  $L_{ch}$  и полного аромата  $L_{v}$  (см. табл. 1). Эта схема допускает все известные процессы, протекаемые в согласии с аддитивной версией. Но наряду с ними возможны и противоречащие ей.

С открытием осцилляций нейтрино, возрос интерес к недиагональным нейтральным токам,

нейтринному току  $(\overline{v}_l v_e)$  и току заряженных лептонов  $(\overline{le})$ , где  $l = \mu, \tau$ . Будучи механизмом изменения ароматов частиц, они являются базой для предсказания процессов, запрещаемых аддитивной схемой.

Включение тока  $(\overline{v}_l v_e)$  приводит к взаимной конверсии нейтральных лептонов в реакциях

$$v_e + v_l \rightleftharpoons v_l + v_l, \quad v_e + v_l \rightleftharpoons v_e + v_e,$$
(1)

$$\mathbf{v}_e + e^- \rightleftharpoons \mathbf{v}_l + e^-, \ \mathbf{v}_e + l^- \rightleftharpoons \mathbf{v}_l + l^-,$$
 (2)

а тока  $(\overline{le})$  — к взаимному превращению электрона и мюона (тауона)

$$v_e + e^- \rightleftharpoons v_e + l^-, \quad v_l + e^- \rightleftharpoons v_l + l^-, \quad (3)$$

$$e^{-} + l^{-} \rightleftharpoons e^{-} + e^{-}, e^{-} + l^{-} \rightleftharpoons l^{-} + l^{-}.$$
 (4)

**Таблица 1.** "Заряженное" и "нейтринное" квантовые числа в семействе лептонов

Лептоны	l <sub>ch</sub>	$l_{\rm v}$	Антилептоны	l <sub>ch</sub>	$l_{\rm v}$
<i>e</i> <sup>-</sup> , μ <sup>-</sup> , τ <sup>-</sup>	1	0	$e^+, \mu^+, \tau^+$	-1	0
$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	0	1	$\tilde{v}_e, \tilde{v}_\mu, \tilde{v}_\tau$	0	-1

Внимание к представленным процессам возрастает с созданием новых нейтринных фабрик, развитием исследований солнечных и атмосферных нейтрино, столкновений заряженных лептонов.

В компетенции недиагональных токов находятся и упругие рассеяния лептонов электронного семейства на мюонных и тауонных лептонах

$$\mathbf{v}_e + \mathbf{v}_l \to \mathbf{v}_e + \mathbf{v}_l, \ e^- + l^- \to e^- + l^-, \tag{5}$$

описываемые также взаимодействием диагональных токов  $(\overline{e}e), (\overline{l}l)$  и  $(\overline{v}_e v_e), (\overline{v}_l v_l),$  сохраняющих ароматы входящих в них нейтральных лептонов.

Рассмотрим возможность изучения структуры тока ( $\overline{e}e$ ) на основе сечений упругого рассеяния на электроне (анти)нейтрино первых двух поколений (здесь и в дальнейшем  $l = e^{-}, \mu^{-}$ ).

$$v_l + e^- \rightarrow v_l + e^-, \ \tilde{v}_l + e^- \rightarrow \tilde{v}_l + e^-.$$
 (6)

Взаимодействие нейтральных токов (NC-описание):

$$L_{NC} = \frac{G_n}{\sqrt{2}} \overline{\nu}_l \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_l \overline{e} \gamma_\alpha (1 + h_l \gamma_5) e,$$
  

$$h_l = g_A^l / g_V^l, \quad G_n = G_F g_V^l,$$
(7)

*G<sub>F</sub>* – константа Ферми, приводит к дифференциальному сечению V<sub>1</sub>е-рассеяния по кинетической энергии электрона отдачи Т (электронному спектру) в виде

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right) / \sigma_0^{(n)} = \frac{1}{4E_v^2} \left\{ \left[ \left(1 + |h_l|^2\right) \left(E_v^2 + \left(E_v - T\right)^2\right) - \left(1 - |h_l|^2\right) m_e T \right] + \operatorname{Re} h_l \cdot 2T (2E_v - T) \right\}.$$
(8)

В этой формуле  $E_v$  — энергия налетающего нейтрино в лабораторной системе координат, m<sub>e</sub> – масса электрона,  $\sigma_0^{(n)} = 2|G_n|^2 m_e/\pi$ . Допускаем, что векторная  $g_V$  и аксиально-векторная  $g_A$  константы связи нейтрино с электронами могут быть как действительными, так и комплексными или чисто мнимыми.

Отношение  $r_l$  пределов (при  $E_v \gg m_e$ ) сечений, отвечающих граничным значениям сегмента кинематически разрешенных углов вылета электрона  $\alpha \in [0^\circ, 90^\circ]$ , отнесенных к  $\sigma_0^{(n)}$ 

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{T\to E_{v}} = \frac{1}{4} \Big[ \Big(1 + |h_{l}|^{2}\Big) + 2\operatorname{Re} h_{l} \Big], \qquad (8a)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{T\to 0} = \frac{1}{2}\left(1 + \left|h_l\right|^2\right),\tag{86}$$

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 2019 том 83 № 4

представим в виде

$$r_l = (1 + 2\lambda)/2, \ \lambda = \frac{\text{Re } h_l}{1 + |h_l|^2}$$

Для действительных значений констант связи

$$h_l = \left(1 \pm \sqrt{1 - 4\lambda^2}\right) / 2\lambda, \qquad (*)$$

учитывая, что  $\lambda = (2r_l - 1)/2$ , приходим к формуле

$$(h_l)_{1,2} = \left[1 \pm \sqrt{1 - (2r_l - 1)^2}\right] / (2r_l - 1),$$
 (9)

открывающей возможность проникновения в структуру нейтрального электронного тока ( $\overline{e}e$ ). Она выдерживает "внутреннюю" проверку соответствия отношений сечений константам связи в рамках стандартной модели (SM). Отношения сечений (8а) и (8б), равные  $r_{\rm u} = 0.58$  и  $r_e = 0.91$  при стандартных  $h_{\mu} = 12.5$  и  $h_e = 0.52$ , согласно формуле (9), приводят к значениям констант  $(h_{\mu})_{\mu} = 12.44$  и  $(h_e)_{\gamma} = 0.51.$ 

Представленные предельные значения  $r_u$  и  $r_e$ предсказываются, например, граничными дифференциальными сечениями (здесь и ниже) рассеяния  $\pi_{u2}$ -распадных мюонных нейтрино с энергией  $E_v = 29.79$  МэВ, равными 0.07 и 0.12, и электронных нейтрино с энергией  $E_{v} = 10 \text{ M} \Rightarrow \text{B} - 10 \text{ M}$ 

0.53 и 0.58 (в единицах  $\sigma_0^{(n)}$ ) соответственно.

Важно отметить, что формула (9) применима в области высоких энергий нейтрино. Например, для случая рассеяния нейтрино с энергией  $E_{v} =$ = 0.862 МэВ, соответствующей бериллиевой линии в спектре солнечных нейтрино, отношение сечений  $r_e$ , равное 0.78, приводит к значению  $(h_e)_2 = 0.3$ .

Полные сечения упругих  $(v_l e) - (\tilde{v}_l e, h_l \rightarrow -h_l) - (\tilde{v}_l e,$ рассеяний даются формулой

$$\sigma(NC) = \frac{|G_n|^2 s}{4\pi} \left(1 - \frac{m_l^2}{s}\right)^2 \times \left\{ \left[ \left(1 + |h_l|^2\right) + 2 \operatorname{Re} h_l \right]^+ + \left[ \left(1 + |h_l|^2\right) - 2 \operatorname{Re} h_l \right] \times \left[ \left(1 + |h_l|^2\right) - 2 \operatorname{Re} h_l \right] \times \frac{1}{3} \left[ 1 + \frac{m_l^2}{s} + \left(\frac{m_l^2}{s}\right)^2 \right] - \left(1 - |h_l|^2\right) \frac{m_l^2}{s} \right\},$$
(10)

где *s* — квадрат полной энергии в системе центра масс. Здесь и ниже представляем сечения обсуждаемых реакций в пределах  $s \ge m_e^2$ ,  $m_{\mu}^2$  (предельные полные сечения):

$$\sigma(NC) = \frac{|G_n|^2 s}{3\pi} \Big[ \Big( 1 + |h_l|^2 \Big) \pm \operatorname{Re} h_l \Big].$$
(10a)

		•		-		=						
Общий вид Реакции		Стандартная модель (SM), $\sin^2 \theta_W = 0.23$				Модель с комплексными константами связи (ССМ), ε <sup>2</sup> = 0.4			V-A			
	Α	В	C	А	В	С	А	В	С	Α	В	С
$v_e e \rightarrow v_e e$	$\left(g_L^e\right)^2$	$\left(g_{R}^{e}\right)^{2}$	$g_L^e g_R^e$	$\left(\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w\right)^2$	$\left(\sin^2\theta_{w}\right)^2$	$\left(\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w\right) \times$	$1 + \frac{\varepsilon^2}{4}$	$\frac{\varepsilon^2}{4}$		1	0	
$\tilde{v}_e e \rightarrow \tilde{v}_e e$	$\left(g_R^e\right)^2$	$\left(g_L^e\right)^2$	g <sup>e</sup> <sub>L</sub> g <sup>e</sup> <sub>R</sub>	$\left(\sin^2\theta_{w}\right)^2$	$\left(\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_w\right)^2$	$\times \sin^2 \theta_w$	$\frac{\epsilon^2}{4}$	$1 + \frac{\varepsilon^2}{4}$	ε <sup>2</sup>	0	1	0
$ u_{\mu}e \rightarrow \nu_{\mu}e$	$\left(g_L^\mu\right)^2$	$\left(g_R^\mu\right)^2$	$g_L^\mu g_R^\mu$	$\left(-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_w\right)^2$	$\left(\sin^2\theta_{w}\right)^2$	$\left(-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_w\right)\times$	$\frac{\varepsilon^2}{4}$		4		)	U
$\tilde{\nu}_{\mu}e  ightarrow \tilde{\nu}_{\mu}e$	$\left(g_R^\mu\right)^2$	$\left(g_L^\mu ight)^2$	$g_L^\mu g_R^\mu$	$\left(\sin^2\theta_w\right)^2$	$\left(-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_w\right)^2$	$\times \sin^2 \theta_w$					,	

Таблица 2. Некоторые модельные представления о константах связи нейтрино с электроном

Знак "плюс" отвечает ( $v_l e$ )-, а "минус" – ( $\tilde{v}_l e$ )рассеянию.

На основе их отношения

$$R = \frac{1+\lambda}{1-\lambda}, \quad \lambda = \frac{\operatorname{Re} h_l}{1+|h_l|^2}$$

при действительных значениях констант  $h_l$  (см. (\*)), с учетом связи  $\lambda = (R-1)/(R+1)$ , получаем формулу

$$(h_l)_{1,2} = \frac{(R+1) \pm \sqrt{(3R-1)(3-R)}}{2(R-1)},$$
 (11)

также указывающую путь к константам, характеризующим структуру тока ( $\overline{e}e$ ). На основе отношений предельных стандартных полных сечений (10а), равных  $R_{\mu} = 1.17$  и  $R_e = 2.39$ , формулой (11) определяются значения констант ( $h_{\mu}$ )<sub>1</sub> = 12.6 и ( $h_e$ )<sub>2</sub> равное стандартному. К  $R_{\mu}$  приводят полные сечения  $v_{\mu}e$ - и  $\tilde{v}_{\mu}e$ -рассеяний 2.69 и 2.3, а  $R_e - v_ee$ - и  $\tilde{v}_ee$ - рассеяний 0.55 и 0.23 соответственно.

Полагая в формуле (8) константы действительными и вводя обозначения  $g_L^l = (g_V^l + g_A^l)/2$  и  $g_R^l = (g_V^l - g_A^l)/2$ , приходим к известному выражению для электронных спектров упругих  $v_l e$ - и  $\tilde{v}_l e$  $(g_L^l \leftrightarrow g_R^l)$ -рассеяний, включающему комбинации констант  $g_L^l$  и  $g_R^l$ , представленные в табл. 2:

$$\frac{d\sigma_{qe}}{dT} \bigg/ \sigma_0 = \left(g_L^l\right)^2 + \left(g_R^l\right)^2 \left(1 - \frac{T}{E_q}\right)^2 - g_L^l g_R^l \frac{m_e T}{E_q^2}.$$
 (12)

Приняты обозначения: q = v,  $\tilde{v}$ ,  $\sigma_0 = (2G_F^2 m_e)/\pi \cong 1.7 \cdot 10^{-48} \text{ м}^2 \cdot \text{МэB}^{-1}$ . К этой формуле приводит и

лагранжиан рассматриваемых процессов, включающий электронный нейтральный ток в виде

$$j_{\alpha}^{e} = \overline{e} \gamma_{\alpha} \left[ (1 + \gamma_{5}) g_{L}^{l} + (1 - \gamma_{5}) g_{R}^{l} \right] e.$$
(13)

Полные сечения даются выражением

$$\sigma_{qe}/\sigma_{0e} = \frac{2\omega^2}{2\omega+1} \times \left( \left(g_L^{\prime}\right)^2 + \left(g_R^{\prime}\right)^2 \frac{4\omega^2 + 6\omega + 3}{3(2\omega+1)^2} - g_L^{\prime}g_R^{\prime} \frac{1}{2\omega+1} \right),$$
(14)

где  $\sigma_{0e} = \sigma_0 m_e, \, \omega = E_q / m_e.$ 

Анализ сечений проведем в пределе  $E_q \gg m_e$ , пренебрегая в формулах (12) и (14) интерференционными слагаемыми. Это допустимо, так как интерференция левых и правых спиральных состояний для ультрарелятивистской частицы "затухает".

При малых углах вылета электрона  $T \to E_q$  отношение спектров  $r_q \equiv r'_l$  определяется отношением квадратов левой  $g'_L$  и правой  $g'_R$  констант. Учитывая, что

$$(g'_L/g'_R)^2 = \left(\frac{1+h_l}{1-h_l}\right)^2,$$
 (\*\*)

имеем

$$(h_l)_{1,2} = \frac{\left(\sqrt{r_q} \pm 1\right)^2}{r_q - 1},$$
 (15)

или

$$(h_l)_1 = \frac{\sqrt{r_q} + 1}{\sqrt{r_q} - 1}, \ (h_l)_2 = \frac{\sqrt{r_q} - 1}{\sqrt{r_q} + 1}.$$
 (15a)

Согласно (\*\*), отношение стандартных электронных спектров  $r'_{\mu}$  определяется значением, равным 1.37. Оно же предсказывается отношением граничных ( $\alpha = 0^{\circ}$ ) дифференциальных сечений  $\nu_{\mu}e$ -и  $\tilde{\nu}_{\mu}e$ -рассеяний 0.074 и 0.054 и на основе (15а) приводит к ( $h_{\mu}$ )<sub>1</sub> = 12.76, а отношение  $r'_{e} = 10.05 - \kappa$ стандартному значению константы ( $h_{e}$ )<sub>2</sub>.

Отношение пределов полных сечений определяется выражением

$$R = \frac{\left(g_{L}^{'}\right)^{2} + \frac{1}{3}\left(g_{R}^{'}\right)^{2}}{\left(g_{R}^{'}\right)^{2} + \frac{1}{3}\left(g_{L}^{'}\right)^{2}}.$$

С учетом связи констант (\*\*) оно принимает вид

$$R = \frac{1 + h_l + h_l^2}{1 - h_l + h_l^2}$$

открывая путь к формуле (11).

Формулы (9), (11) и (15) готовы к предсказаниям значений обсуждаемых отношений  $h_l$  токовых констант  $g_V^l$  и  $g_A^l$  в ходе прецизионных измерений сечений упругих (анти)нейтринно-электронных рассеяний в области высоких энергий.

Предполагая, что токовые константы могут быть комплексными, в формулах (12) и (14) следует произвести замены  $\left(g_{L}^{l}\right)^{2} 
ightarrow \left|g_{L}^{l}\right|^{2}, \left(g_{R}^{l}\right)^{2} 
ightarrow \left|g_{R}^{l}\right|^{2}$  и  $g'_L g'_R \to \left[ (g'_L)^* g'_R + (g'_R)^* g'_L \right] / 2.$  В табл. 2 приведены комбинации констант, соответствующих модели [4], согласно которой для v<sub>e</sub>e-рассеяния  $g_V = 1, g_A = 1 - i\varepsilon, \varepsilon = \sqrt{0.4}$ . Ниже используем аб-бревиатуру ССМ (the model with complex couplings). Оценивая отношения пределов полных сечений в рамках SM- и ССМ-моделей, согласно формуле (10а), приходим к значениям, равным 2.39 и 2.42 соответственно. Электронные ССМспектры при  $v_e e$ - и  $\tilde{v}_e e$ -рассеяниях плоские, подобно SM-спектру при v<sub>e</sub>-рассеянии, и практически сливаются: значения сечений, отвечающие границам сегмента 0° и 90°, при  $E_a = 10 \text{ M} \Rightarrow \text{B}$  равны 1.1 и 1.2 ( $v_e e$ ), 0.1 и 1.2 ( $\tilde{v}_e e$ ) (вединицах  $\sigma_0^{(n)}$ ) соответственно.

Взаимодействие недиагональных нейтральных токов, наряду с реакциями (1)–(5), описывает  $v_e \rightleftharpoons v_l^-, \tilde{v}_e \rightleftharpoons \tilde{v}_l^-$  и  $e^- \rightleftharpoons l^-$ -конверсии в реакциях неупругого рассеяния

$$v_e + e^- \rightleftharpoons v_l + l^-, \quad \tilde{v}_l + e^- \rightleftharpoons \tilde{v}_e + l^-, \quad (16)$$

а также

$$v_l + e^- \rightleftharpoons v_e + l^-, \quad \tilde{v}_e + e^- \rightleftharpoons \tilde{v}_l + l^-, \quad (17)$$

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 83 № 4 2019

на которые не накладывается аддитивный запрет.

Прямые реакции (17), описывающие взаимные конверсии неродственных (анти)нейтрино первых двух поколений

$$v_{\mu} + e^{-} \rightleftharpoons v_{e} + \mu^{-}, \quad \tilde{v}_{e} + e^{-} \rightleftharpoons \tilde{v}_{\mu} + \mu^{-}, \quad (17a)$$

рассматриваются как важный источник проверки схем сохранения лептонного заряда и получения информации о структуре заряженных токов. Описание реакций (17а) на их основе (СС-описание)

$$L_{CC} = \frac{G_{ch}}{\sqrt{2}} \overline{\mu} \gamma_{\alpha} \left( 1 + h_{\mu} \gamma_{5} \right) \nu_{\mu} \overline{\nu}_{e} \gamma_{\alpha} \left( 1 + h_{e} \gamma_{5} \right) e,$$

$$h_{\mu,e} = \frac{g_{A}^{(\mu,e)}}{g_{V}^{(\mu,e)}}, \quad G_{ch} = G_{F} g_{V}^{\mu} g_{V}^{e}$$
(18)

приводит к выводу, что выявление значений токовых констант возможно при их равенстве:  $h_e = h_{\rm L}$  [1].

Взаимодействию недиагональных нейтральных токов

$$L_{NC} = \frac{G'_n}{\sqrt{2}} \overline{\nu}_e \gamma_\alpha \left( 1 + h'_v \gamma_5 \right) \nu_\mu \overline{\mu} \gamma_\alpha \left( 1 + h'_l \gamma_5 \right) e,$$
  
$$h'_v = \left( g_A^v \right)' / \left( g_V^v \right)', \quad h'_l = \left( g_A^l \right)' / \left( g_V^l \right)', \quad (19)$$
  
$$G'_n = G_F \left( g_V^l \right)' \left( g_V^v \right)'$$

отвечают предельные полные сечения реакций (17а), которые представим в виде

$$\sigma(NC) = \frac{\left|G_{n}^{'}\right|^{2} s}{6\pi} \times \left[\left(1 + \left|h_{v}^{'}\right|^{2}\right)\left(1 + \left|h_{l}^{'}\right|^{2}\right) \pm 2\operatorname{Re}h_{v}^{'}\operatorname{Re}h_{l}^{'}\right].$$
(20)

Верхний знак соответствует сечению  $v_{\mu}e_{-}$ , а нижний —  $\tilde{v}_{e}e_{-}$ рассеяния.

Попытаться познакомиться со структурой недиагонального тока ( $\overline{\mu}e$ ) позволяет предположение, что нейтринный ток ( $\overline{\nu}_e \nu_\mu$ ), подобно диагональному ( $\overline{\nu}_l \nu_l$ ), имеет (V-A)-структуру:  $|h'_v| = 1$ . В этом случае формула (20) принимает вид (10а), и значение константы  $h'_l$  определяется формулой

значение константы  $h'_l$  определяется формулой (11) при замене отношения пределов полных сечений  $R \equiv R_d$  его аналогом  $R_{nd}$ .

Введение недиагональных нейтральных токов с одновременным рождением частиц, уничтожением античастиц и наоборот, т.е. описывающих переходы  $v \rightleftharpoons \tilde{v}$  и  $l \rightleftharpoons \tilde{l}$ , которые запрещены как аддитивной схемой, так и сохранением лептонных чисел  $L_{ch}$  и  $L_v$ , не может реализоваться.



Рис. 1. Заряженные токи, описывающие взаимные превращения нейтрино и неродственных антинейтрино.

К нейтринно-антинейтринным конверсиям приводит наиболее экономный вариант описания лептонов, по которому существует один аддитивный лептонный заряд *l*, знаки которого для

 $\mu^-$  и  $e^-$  противоположны [5, 6] и одно четырехкомпонентное нейтрино, левые компоненты которого связаны с электронами, а правые — с мюонами [7—9]. Его обобщение на случай произвольного 2n числа заряженных лептонов, когда нейтрино связываются с *n* четырехкомпонентными дираковскими полями, проведено в [10].

Такое обобщение можно осуществить путем введения четвертого нейтрино  $v_4^R$  в составе нового поколения лептонов [11] (см. табл. 3). "Это правое нейтрино должно быть тяжелым, в противном случае оно было бы уже обнаружено" [12]. В представляемой картине описания лептонных семейств предполагаем сохранение полного лептонного числа *L*.

Таким образом обобщаем также представления "комбинированной" схемы описания лептонов [13], в рамках которой знаки лептонного заряда для ц<sup>–</sup> и *е*<sup>–</sup> противоположны, а его значения

для лептонов первых двух поколений различны по величине.

Представленные на диаграмме (см. рис. 1) заряженные токи и их эрмитово-сопряженные описывают недиагональные лептонные процессы в рамках введенной схемы. Взаимодействие токов на горизонтальных линиях приводит к взаимным переходам нейтральных и заряженных частиц в реакциях

$$v + \mu^- \rightleftharpoons \tilde{v} + e^-.$$
 (21)

**Таблица 3.** Описание семейств лептонов на основе единого квантового числа (лептонного заряда) *l* 

Лептоны				l	Антилептоны				l
e <sup>-</sup>	$v_e^L$	$ au^-$	$v_{\tau}^{L}$	+1	$e^+$	$\tilde{\mathbf{v}}_{e}^{R}$	$ au^+$	$\tilde{v}_{\tau}^{\textit{R}}$	-1
$\mu^+$	$\nu_{\mu}^{R}$	$l_4^+$	$v_4^R$	+2	μ_	$\tilde{\nu}^{\it L}_{\mu}$	$l_4^-$	$\tilde{v}_4^L$	-2

Токи на верхней прямой, включающие левые нейтрино и антинейтрино ( $\overline{e}\nu_L$ ) и ( $\overline{\mu}\tilde{\nu}_L$ ), предсказывают ( $\nu_e \rightleftharpoons \tilde{\nu}_{\mu}$ )-конверсии совместно с взаимными переходами заряженных лептонов

$$v_e^L + \mu^- \rightleftharpoons \tilde{v}_\mu^L + e^-,$$
 (21a)

а токи на нижней прямой с правыми (анти)нейтрино ( $\bar{e}\tilde{v}_R$ ) и ( $\bar{\mu}v_R$ ) – ( $v_\mu \rightleftharpoons \tilde{v}_e$ )-конверсии, также сопровождаемые взаимными превращениями электронов и мюонов

$$v^R_{\mu} + \mu^- \rightleftharpoons \tilde{v}^R_e + e^-.$$
 (216)

Взаимодействие токов на косой линии ( $\bar{\mu}\tilde{\nu}_L$ ) и ( $\bar{e}\tilde{\nu}_R$ ) описывает ( $\mu - e$ )-распад с испускание двух антинейтрино, обладающих разными спиральностями

$$\mu^- \to e^- + \tilde{\nu}^L_{\mu} + \tilde{\nu}^R_e.$$
(22)

Развитие нейтринной физики на базе действующих и проектируемых установок, создание детекторов нового поколения откроет путь к дальнейшему углублению представлений о механизме нейтринно-электронного взаимодействия.

Выражаю глубокую благодарность В.О. Еременко за большую помощь в оформлении этой работы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Романов Ю.И.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 6. C. 842; *Romanov Yu.I.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. № 6. Р. 757.
- 2. Ли Ц., Ву Ц. Слабые взаимодействия. М.: Мир, 1968. С. 19.
- 3. *Ву Ц.С., Мошковский С.А.* Бета-распад. М.: Атомиздат, 1970. С. 161.
- 4. *Ramanathan R.* // Nuovo Cimento. 1977. V. A37. № 3. P. 233.
- 5. Зельдович Я.Б. // ДАН СССР. 1952. Т. 86. С. 505.
- Konopinski E., Mahmoud H. // Phys. Rev. 1953. V. 92. P. 1045.
- 7. Kawakami I. // Prog. Theor. Phys. 1958. V. 19. P. 459.
- Sokolow A.A., Kerimow B.K. // Ann. Phys. (DDR). 1958. V. 7. P. 46.
- 9. Липманов Э.М. // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 1054.
- Bilenky S.M., Pontecorvo B. // Phys. Lett. B. 1980. V. 95. P. 233.
- 11. *Романов Ю.И.* Слабое взаимодействие лептонов. Избранное. М.: МГУДТ, 2011. С. 225.
- Боум Ф., Фогель П. Физика массивных нейтрино. М.: Мир, 1990. С. 35.
- 13. Романов Ю.И. // Изв. вузов. Физика. 1971. № 12. С. 30.