УДК 539.123.17

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА СЛАБЫХ ЛЕПТОННЫХ ТОКОВ В РЕАКЦИЯХ ПРЯМОГО И ОБРАТНОГО µ-РАСПАДА

Б. К. Керимов, В. А. Казаков, М. Я. Сафин, В. В. Трефилов (кафедра теоретической физики)

Постоянный интерес к чисто лептонным слабым процессам обусловлен многими причинами, среди которых фундаментальное значение имеет вопрос о природе и спиральных свойствах нейтрино, а также проблема е-и-т-универсальности, тесно связанная с физикой кварков. Трудности экспериментального изучения этих процессов таковы, что в таком давно известном процессе, как распад мюона, достигнутая точность измерений все еще не позволяет однозначно установить форму взаимодействия [1]. В некоторых отношениях более перспективным может оказаться исследование обратных реакций неупругого рассеяния нейтрино на электронах ($v_{\mu}e^{-} \rightarrow v_{e}\mu^{-}, v_{e}e^{-} \rightarrow v_{\mu}\mu^{-}, v_{\mu}e^{-} \rightarrow v_{e}\mu^{-}$), которые позволяют непосредственно изучать отклонения от V—А-варианта взаимодействия заряженных токов и рассматривать вопросы, связанные со спиральностью нейтрино и сохранением лептонных чисел [2-4]. Несмотря на малость соответствующих сечений даже при высоких энергиях нейтринных пучков, недавно получены [5, 6] первые экспериментальные результаты для реакции v_µe⁻→v_eµ⁻. В настоящее время вопрос о природе нейтрино и о характере его взаимодействия в чисто лептонном секторе приобретает особое значение в связи с появлением экспериментального указания на наличие ненулевой массы у антинейтрино ve [7] и возможное существование нейтринных оснилляций [8].

В данной работе исследуется распад мюона

$$\mu^{\mp} \rightarrow e^{\mp} + \nu_{\mu} \left(\bar{\nu}_{\mu} \right) + \bar{\nu}_{e} \left(\nu_{e} \right) \tag{1}$$

и обратный процесс

$$\nu_{\mu} + e^{-} \rightarrow \nu_{e} + \mu^{-}. \tag{2}$$

Найдены общие формулы для спектра распадных электронов (1) и для дифференциального сечения (2). Показано, каким образом, используя параметры µ-распада в комбинации с данными по рассеянию (2), можно в той или иной степени восстановить структуру взаимодействия слабых лептонных токов. На основании имеющихся экспериментальных данных по µ-распаду найдены ограничения на константы связи токов.

Будем исходить из феноменологических гамильтонианов взаимодействий заряженных и недиагональных нейтральных токов наиболее общего вида:

$$H_{\text{sap}} = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_{j} \left[\vec{e} O_j \left(C_j + C'_j \gamma^5 \right) v_e \right] \left(\vec{v}_{\mu} O_j \mu \right) + \Im. C., \qquad (3)$$

$$H_{\text{He}\breve{a}r} = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_{j} \left[\tilde{e}O_{j} \left(g_{j} + g_{j}^{\prime} \gamma^{5} \right) \mu \right] \left(\tilde{\nu}_{\mu} O_{j} \nu_{e} \right) + \Im. C., \qquad (4)$$

где матрицы S, P, T, V, А-вариантов взаимодействия $O_S=1$, $O_P=\gamma^5$, $O_T=(i/2)[\gamma_{\mu}\gamma_{\nu}]$, $O_V=\gamma_{\mu}$, $O_A=i\gamma_{\mu}\gamma^5$; $G=1,02\cdot 10^{-5}/m_P^2$ — константа Ферми; C_j , C'_j и g_j , g'_j — константы связи заряженных и нейтральных токов. Кроме того, предположим, что взаимодействие является инвариант-

ным относительно обращения времени, что эквивалентно действительности всех констант связи. Тогда дифференциальная вероятность распада (1) покоящегося поляризованного мюона дается выражением

$$dW = \frac{G^{2}\mu^{5}\beta}{12(4\pi)^{4}_{4}} x^{2} dx d\Omega \left(1 - \frac{x_{m}^{2}}{x^{2}}\right)^{1/2} \left\{ S(x) \pm \lambda s_{e} R(x) \cos \theta \mp \\ \mp \xi_{1} P(x) \left(1 - \frac{x_{m}^{2}}{x^{2}}\right)^{1/2} \cos \theta - \xi_{2} s_{e} Q(x) \left(1 - \frac{x_{m}^{2}}{x^{2}}\right)^{1/2} \right\}.$$
 (5)

Здесь верхние знаки относятся к μ^- , а нижние — к μ^+ -распаду; $x=2E_e/\mu$, $x_m=2m/\mu$; m н μ — массы электрона и мюона; E_e , k_e и s_e энергия, импульс и спиральность образующегося электрона: $\cos\theta =$ $=(s_{\mu}k_e^0)$, s_{μ} — единичный вектор поляризации мюона. Кинематические функции S(x), P(x), Q(x) и R(x) приведены в Приложении (члены, пропорциональные массе нейтрино, опущены, так как дают пренебрежимо малый вклад в спектр (5)). Входящие в них, а также в (5) параметры распада β , λ , ξ_1 , ξ_2 , ρ , δ_1 , δ_2 , η_1 , η_2 и \varkappa удобно выражать не непосредственно через константы связи C_j , g_j и C'_j , g'_j , а через их линейные комбинации A_i , B_i , F_i и D_i (i=S, V, T), указанные в табл. 1 и называемые в дальнейшем эффективными константами. Заметим, что каждая из этих (киральных) констант отвечает определенным значениям спиральности рождающихся нейтрино и антинейтрино. Выражения для параметров распада через эффективные константы приведены в табл. 2, а соответствующие экспериментальные значения для них — в табл. 3.

Таблица 1

Қон- станты	eç	ЕС"	Нейтральные токи	Заряженные токи
	1	i	1	
A _S	<u>_1</u>	+1	$g_{S}+g_{P}+g_{S}+g_{P}$	$-\frac{1}{2}(C_{S}+C_{P}+C_{S}+C_{P}+6C_{T}+6C_{T})$
B _S	+1	1.	$g_{S}+g_{P}-g_{S}^{'}-g_{P}^{'}$	$-\frac{1}{2}(C_{\rm S}+C_{\rm P}-C_{\rm S}-C_{\rm P}+6C_{\rm T}-6C_{\rm T})$
Fs	1	+1	$g_{S} - g_{P} + g_{S} - g_{P}$	$-2(C_V+C_A-C_V-C_A)$
D _S	+1	-1	$g_{\rm S} - g_{\rm P} - g_{\rm S} + g_{\rm P}$	$-2(C_V+C_A+C_V+C_A')$
A _V	1	1	$g_V - g_A + g_V - g_A$	$C_V - C_A + C_V - C_A$
B _V	-+1	+1	$g_V - g_A - g_V + g_A$	$C_V - C_A - C_V' + C_A'$
F _V	-1	_1	$g_V + g_A + g'_V + g'_A$	$-\frac{1}{2}(C_{S}-C_{p}-C_{S}+C_{p})$
D _V	-+1	+1	$g_V + g_A - g_V - g_A$	$-\frac{1}{2}(C_{S}-C_{P}+C_{S}-C_{P})$
A _T	1	+1	$g_T + g_T$	$-\frac{1}{4}(C_{S}+C_{P}+C_{S}+C_{P}-2C_{T}-2C_{T})$
B _T	+1	-1	$g_T - g_T$	$-\frac{1}{4}(C_S+C_P-C_S'-C_P-2C_T+2C_T)$

Выражения для эффективных (киральных) констант через константы связи нейтральных (g_i, g'_i) и заряженных (C_i, C'_i) токов; ζ и ζ' — спиральности v_{μ} и v_e ; $\varepsilon = +1$ для нейтрино и $\varepsilon = -1$ для антинейтрино

Заметим, что из десяти µ-распадных параметров табл. 2 лишь восемь являются независимыми, так как имеют место тождества:

$$\lambda \left(1 - \frac{4}{3} \varkappa\right) = 3 \left(1 - \frac{4}{3} \rho\right),$$

$$\xi_1 \left(1 - \frac{4}{3} \delta_1\right) = 3\xi_2 \left(1 - \frac{4}{3} \delta_2\right).$$
 (6)

Учет радиационных поправок, вообще говоря, видоизменяет эти соотношения. Однако в определенной кинематической области влиянием их можно пренебречь [9], тогда экспериментальная проверка (6) могла бы дать непосредственные свидетельства о возможности применения гамильтонианов (3) и (4) для описания µ-распада. К сожалению, в настоящее время прямая проверка соотношений (6) невозможна, так как для большинства входящих в них параметров экспериментальные значения не получены.

Таблица 2

Выражения	параметров	ц-распада	ИС	сечения	квазиупругого	рассеяния	(2)
	46	эрез эффек	ТИ	вные ко	нстанты		

Параметр	Комбинации эффективных констант
β	$\left(A_{S}^{2} + B_{S}^{2} + F_{S}^{2} + D_{S}^{2} + 4(A_{V}^{2} + B_{V}^{2} + F_{V}^{2} + D_{V}^{2}) + 48(A_{A}^{2} + B_{T}^{2}) \right)$
βρ	$3(A_V^2 + B_V^2 + F_V^2 + D_V^2) + 48(A_{T_*}^{21} + B_T^2)$
$\beta\eta_1$	$2(A_SF_S + B_SD_S) - 8(A_VF_S + B_VD_V)$
βξ1	$(3(A_S^2 - B_S^2 - F_S^2 + D_S^2) + 4(A_V^2 - B_V^2 - F_V^2 + D_V^2) - 112(A_T^2 - B_T^2)$
βξιδι	$3(A_V^2 - B_V^2 - F_V^2 + D_V^2) - 48(A_T^2 - B_T^2)$
βξ₂	$A_{S}^{2} - B_{S}^{2} - F_{S}^{2} + D_{S}^{2} + 4 (A_{V}^{2} - B_{V}^{2} - F_{V}^{2} + D_{V}^{2}) + 48 (A_{T}^{2} - B_{T}^{2})$
$\beta \xi_2 \delta_2$	$3(A_V^2 - B_V^2 - F_V^2 + D_V^2) + 48(A_T^2 - B_T^2)$
βλ	$3(A_S^2 + B_S^2 + F_S^2 + D_S^2) + 4(A_V^2 + B_V^2 + F_V^2 + D_V^2) - 112(A_T^2 + B_T^2)$
βλκ	$3(A_V^2 + B_V^2 + F_V^2 + D_V^2) - 48(A_T^2 + B_T^2)$
$\beta\lambda\eta_2$	$2(A_{S}F_{S} + B_{S}D_{S}) + \frac{4}{3}(A_{V}F_{V} + B_{V}D_{V}) + 4(A_{T}F_{S} + B_{T}D_{S})$
$\widetilde{\beta}\widetilde{\lambda}\widetilde{\eta}_{3}$	$2A_SF_S + 6A_TF_S$
$\widetilde{\beta} \widetilde{\varkappa_1}$	$4A_V^2 - 4A_TF_S + 32A_T^2$
$\widetilde{\beta} \widetilde{\xi_1} \widetilde{\varkappa_2}$	$4A_V^2 + 4A_TA_S + 32A_T^2$
$\widetilde{\beta} \ \widetilde{\xi_2} \widetilde{\varkappa_3}$	$4A_V^2 - 4A_T A_S - 32A_T^2$
$\widetilde{\beta} \widetilde{\lambda} \widetilde{\varkappa_4}$	$4A_V^2 + 4A_TA_S - 32A_T^2$
$\widetilde{\beta} \ \widetilde{\xi_1} \widetilde{\omega_1}$ $\widetilde{\beta} \ \widetilde{\xi_2} \widetilde{\omega_2}$	$4A_VF_V - 8A_TF_S$

Из табл. 3 с учетом величины времени жизни мюона видно, что существующие экспериментальные данные дают шесть независимых соотношений на десять эффективных констант. Это лишает нас воз-

можности найти все константы A_i, B_i, ..., но позволяет получить для них ряд ограничений:

$$A_V^2 + D_V^2 = 16,064 \pm 2,240; \ F_V^2 + B_V^2 \leqslant 0,384;$$

$$A_T^2 \leqslant 0,0064; \ A_S^2 + D_S^2 \leqslant 0,512;$$

$$F_S^2 + B_S^2 \leqslant 0,464; \ B_T^2 \leqslant 0,029.$$
(7)

Отсюда видно, что основной вклад в величину параметров спектра дают константы A_v и D_v , соответствующие комбинациям V-A и V+A

Таблица З

Экспериментальные и стандартные (по V— А-теории) значения (параметров дифференциальной вероятности распада

мюона р	$l \rightarrow evv$
---------	---------------------

Пара-	Стандартное	Экспериментальное
метр	значение	значение [10]
ρ η ₁ ξ ₁ δ ₁ h _e	3/4 0 1 3/4 +1	$\begin{array}{c} 0,752\pm 0,003\\ -0,12\pm 0,21\\ 0,972\pm 0,013\\ 0,755\pm 0,09\\ +1,00\pm 0,13\end{array}$

нейтральных, или V-A и S-Pзаряженных, или же одновременному действию этих токов. Суммарный вклад остальных вариантов связи может составлять не более 14% для параметров ρ , ξ_1 , δ_1 и не более 18% для всех остальных,

Соотношения (7) представляют собой общие ограничения на варианты взаимодействия лептонных токов и на спиральные свойства рождающихся нейтрино. Для получения более конкретных и детальных предсказаний нужны некоторые

дополнительные предположения; ниже мы остановимся на двух наиболее интересных по нашему мнению.

1. Строго двухком понентное нейтрино ($v = v_L, v = v_R$) при взаимодействии общего вида (3) и (4). В этом случае в спектр (5) дают вклад лишь эффективные константы A_V и F_V . При этом из табл. 2 следует стандартное значение для параметров $\rho = \delta_1 = 3/4$, согласующееся с экспериментальными данными. Для констант A_V и F_V найдем

$$A_{v^2} = 15,810 \pm 0,064; \quad F_{v^2} = 0,192 \pm 0,064.$$
 (8)

Как видно, $F_v \neq 0$, что свидетельствует об отклонении от чистого *V*—*A*-взаимодействия заряженных или нейтральных, или тех и других токов, обусловленном либо *S*—*P* заряженными, либо *V*+*A* нейтральными, либо одновременно обоими токами. Это связано с тем, что как использованное мировое среднее $\xi_1 = 0.973 \pm 0.008$, так и последнее экспериментальное значение $\xi_1 = 0.972 \pm 0.013$ [10] на два стандартных отклонения отличаются от стандартного значения $\xi_1 = 1$. Ограничиваясь лишь взаимодействием *V*—*A* и *S*—*P* заряженных токов, получим следующие величины для констант связи

$$C_V = C'_V = -C_A = -C'_A = 0,994 \pm 0,2;$$

$$C_S = C'_S = -C_P = -C'_P = 0,054 \pm 0,01.$$
(9)

2. Четы рехкомпонентное нейтрино в предположении, что возможное отклонение от чистого V—A-варианта ($C = -C_A = C'_V = -C'_A$) взаимодействия заряженных токов обусловлено добавкой (S, P)-взаимодействия ($g'_S = g_S$, $g'_P = g_P$) нейтральных токов. В этом случае найдем, что

$$C_V = C_V = -C_A = -C_A = 0,973 \pm 0,22;$$

$$g_S = g_S = g_P = g_P = 0,32 \pm 0,2,$$
(10)

80

причем в результате распада примерно 10% образующихся нейтрино и антинейтрино должны иметь спиральность $y = y_B$, $\overline{y} = y_L$.

Проведенный анализ показывает, что из распада мюонов можно найти не более восьми, а в настоящий момент — только шесть независимых ограничений на десять эффективных констант, и, следовательно, µ-распад не дает возможности однозначно определить их величины. Необходимая для решения этой задачи дополнительная информация, как отмечалось выше, может быть получена при изучении процесса квазиупругого рассеяния нейтрино на электроне (2). Его дифференциальное сечение, вычисленное на основе (3) и (4), имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{G^2 \widetilde{\beta}}{6\pi (s - m^2)^3} \frac{1}{s - \mu^2} \{K(s, t) + s_\mu \widetilde{\xi}_1 L(s, t) + s_e \widetilde{\xi}_2 M(s, t) + s_e s_\mu \widetilde{\lambda} N(s, t)\}.$$
(11)

Здесь $s = (p_e + q_\mu)^2$, $t = -(q_\mu - q_e)^2$; q_μ и q_e — 4-импульсы v_μ и v_e ; для покоящейся мишени s_e есть проекция спина электрона на направление, противоположное направлению падающего пучка нейтрино. Кинематические функции K, L, M и N приведены в Приложении.

Если используемые в эксперименте нейтринные пучки состоят из левовинтовых нейтрино (получаемых, например, от распадов $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + + \nu_{\mu}$, $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$), то фигурирующие в сечении параметры $\tilde{\beta}$, $\tilde{\rho}$, $\tilde{\xi}_1$, ... отличаются от соответствующих параметров распада мюона тем, что они не содержат констант B_s , B_v , B_T , D_s и D_v , отвечающих за рассеяние правовинтовых нейтрино.

Как видно из (11) и Приложения, измерение сечения процесса (2) без учета поляризации ($\sim K(s, t)$) дало бы четыре новых уравнения для эффективных констант. Получаемая система уравнений является квадратичной и позволяет получить лишь абсолютные величины эффективных констант и знаки следующих попарных произведений: $A_V F_V$, $B_V D_V$, $B_S D_S$, $A_S F_S$ и $A_T F_S$. Измерение низкоэнергетической части R(x) — корреляции $s_e(s_{\mu}k_e^0)$ в μ^{\pm} -распаде может дать лишь еще одно произведение $B_T D_S$. Анализ показывает, что учет поляризации всех частиц процесса (2) дополнительной информации об эффективных параметрах не дает.

Таким образом, в рамках принятых приближений из данных по µ-распаду и обратным реакциям в общем случае могут быть получены значения десяти эффективных констант, а стало быть, и констант связи гамильтонианов (3) и (4), причем четыре из них могут быть спределены только с точностью до знака.

Приложение.

Кинематические функции, входящие в формулу (5), даются следующими выражениями:

$$S(x) = 3\left(1 - x + \frac{x_m^2}{4}\right) + \frac{2}{3}\rho\left(4x - 3 - \frac{3}{4}x_m^2 - \frac{x_m^2}{x}\right) + 3\eta_1 \frac{x_m}{x}\left(1 - x + \frac{x_m^2}{4}\right);$$

$$P(x) = 1 - x + \frac{x_m^2}{4} + \frac{2}{3}\delta_1\left(4x - 3 - \frac{5}{4}x_m^2\right),$$

$$Q(x) = 3\left(1 - x + \frac{x_m^2}{4}\right) + \frac{2}{3}\delta_2\left(4x - 3 - \frac{5}{4}x_m^2\right),$$

6 ВМУ, № 5, физика

$$R(x) = 1 - x + \frac{x_m^2}{4} + \frac{2}{3} \varkappa \left(4x - 3 - \frac{3}{4}x_m^2 - \frac{x_m^2}{x}\right) + 3\eta_2 \frac{x_m}{x} \left(1 - x + \frac{x_m^2}{4}\right).$$

Функции К, L, M и N из формулы (11) имеют вид:

$$K(s, t) = 3 [u^{2} (s^{2} + m^{2} \mu^{2}) - ug (\mu^{2} + m^{2})] + 4\widetilde{\rho} (g^{2} - u^{2} s^{2}) + 6\widetilde{\eta}_{1} m\mu u (us - g) - 3\widetilde{\kappa}_{1} [(us - g)^{2} - (g - \mu^{2} u) (g - m^{2} u)],$$

$$L(s, t) = u^{2} (s^{2} - m^{2} \mu^{2}) + ug (\mu^{2} - m^{2}) + 6\widetilde{\omega}_{1} m\mu u (us - g) - 6\widetilde{\omega}_{1} mu (us - g) - 6\widetilde{\omega}_{1} mu$$

$$- \widetilde{3\varkappa}_{2} \left[(us-g)^{2} - (g-\mu^{2} u) (g+m^{2} u) \right] - (4/3) \widetilde{\delta}_{1} \left[3g^{2} + 4ug (\mu^{2} - m^{2}) + u^{2} (s^{2} - 4m^{2} \mu^{2}) \right],$$

$$\begin{split} M(s,t) &= 3 \left[u^2 \left(s^2 - m^2 \mu^2 \right) - ug \left(\mu^2 - m^2 \right) \right] + 6 \widetilde{\omega}_2 \, m \mu u \, (us - g) - \\ &- 3 \widetilde{\kappa}_3 \left[\left(us - g \right)^2 - \left(g + \left[\mu^2 \, u \right) \left(g - m^2 u \right) \right] + 4 \widetilde{\delta}_2 \left(g^2 - u^2 \, s^2 \right), \\ N(s,t) &= u^2 \left(s^2 + m^2 \, \mu^2 \right) + ug \left(\mu^2 + m^2 \right) + 6 \widetilde{\eta}_3 \, m \mu ug + \\ &+ 6 \widetilde{\eta}_2 \, m \mu u \, (us - g) - 3 \widetilde{\kappa}_4 \left[\left(us - g \right)^2 - \left(g - \mu^2 \, u \right) \left(g + m^2 \, u \right) \right] - \\ &- \left(4/3 \right) \widetilde{\kappa} \left[3 g^2 + 4 ug \left(\mu^2 + m^2 \right) + u^2 \left(s^2 + 4 m^2 \, \mu^2 \right) \right], \\ u &= s + t - m^2 - \mu^2, \, g = st - m^2 \mu^2. \end{split}$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

где

[1] Jarlskog C. Nucl. Phys., 1966, 75, р. 659. [2] Керимов Б. К., Романов Ю. И. Изв. АН СССР, сер. физ., 1965, 29, с. 1172; Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ., Астрон., 1964, № 5, с. 79. [3] Jarlskog C. Lett. Nuovo Cim., 1970, 4, р. 377. [4] Chang C. Y., Rosen S. P. Phys. Rev. Lett., 1976, 37, р. 471. [5] Armenise N. et al. Phys. Lett., 1979, **B84**, р. 137. [6] Jonker M. et al. Phys. Lett., 1980, **B93**, р. 203. [7] Козак В. С., Любимов В. А. и др. Ядерная физика, 1980, 32, с. 301. [8] Биленький С. М., Понтекорво Б. М. В кн.: Материалы XII Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1977, с. 1—63. [9] Behrends R. E., Finkenstein R. J., Sirlin A. Phys. Rev., 1956, 101, р. 866. [10] Kelly R. L. et al. Rev. Mod. Phys., 1980, 52, р. 1.

Поступила в редакцию 07.05.81