УДК 539.12

Б. К. Керимов
С. Х. Бузардан
И. М. Аль-Хамис
М. Я. Сафин

СТРУКТУРА СЛАБЫХ ЛЕПТОННЫХ ТОКОВ И НЕЙТРИНО-ЭЛЕКТРОННОЕ РАССЕЯНИЕ

С учетом поляризационных эффектов исследованы S, T, P, V, A-варианты взаимодействия нейтральных и заряженных лептонных токов, а также интерференция этих двух токовых взаимодействий в упругом $\nu e(\bar{\nu}e)$-рассеянии. Показано, что в случае поляризованной электронной мишени рассеяние без изменения и с изменением спиральности нейтрино (антинейтрино) характеризуется различной зависимостью сечений от переменной $y=E_e/E_\nu$ (формулы (10)—(11′)). С помощью последних экспериментальных данных получены численные оценки констант связи для рассеяния антинейтрино ($\bar{\nu}=\bar{\nu}_R$), отличные от предсказываемых моделью Вайнберга — Салама.

Открытие слабых нейтральных токов [1] стимулировало наряду с обсуждением возможностей построения перенормируемых моделей слабого взаимодействия [2], также всестороннее феноменологическое обсуждение общей пространственно-временной структуры этих токов, приведшее, в частности, к осознанию тесной связи спиральных свойств нейтрино со структурой и типом взаимодействия [3—7]. К настоящему времени получен довольно обширный экспериментальный материал, касающийся нейтрино-нуклонных взаимодействий при высоких энергиях [1, 8, 9], однако информация о нейтрино-лептонных взаимодействиях пока еще бедна, недостаточна также и достигнутая точность измерений [10] для однозначного установления формы взаимодействия. В то же время анализ имеющихся теоретических расчетов, касающихся упругого нейтрино и антинейтрино-электронного рассеяния, показывает [5, 6], что необходима известная осторожность при обобщении результатов обычной V—A-теории заряженных токов на случай нейтральных токов, а также других вариантов взаимодействия.

Мы остановимся здесь на рассмотрении структурных и поляризационных эффектов в упругом нейтрино- и антинейтрино-электронном рассеянии — в простейших, но очень важных процессах, позволяющих в чистом виде исследовать лептонную часть слабых нейтральных и заряженных токов. Мы покажем, что различие между (V, A)- и (S, T, P)-вариантами взаимодействия СНТ может быть наиболее полно установлено лишь с помощью поляризационных экспериментов. Возможность выбора между (V, A)- и (S, T, P)-вариантами на опыте представляется исключительно важной в связи с отсутствием в настоящее время каких-либо экспериментальных оснований для существования одного только (V, A)-варианта взаимодействия слабых нейтральных токов.

Будем исходить из локальных (без производных) феноменологических гамильтонианов четырехфермионного взаимодействия заряженных и нейтральных токов наиболее общего вида, содержащих пять вариантов связи токов:

$$H_э = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_j (\bar{\nu} O_j e)\,[\bar{e} O_j (C_j + C_j' \gamma^5) \nu], \tag{1}$$

$$H_н = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_j (\bar{\nu} O_j \nu)\,[\bar{e} O_j (g_j + g_j' \gamma^5) e], \tag{2}$$

Здесь $j = S, P, T, V, A$, а матрицы $O_S = 1$, $O_P = \gamma^5$,

$$O_T = \sigma_{\alpha\beta} = \frac{i}{2}(\gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha),$$

$O_V = \gamma_\alpha$, $O_A = \gamma_\alpha \gamma^5 \cdot G$ — константа Ферми.

Далее будем считать, что имеет место инвариантность относительно обращения времени, которая вместе с требованием эрмитовости гамильтонианов (1) и (2) означает, что

$$C_j' = g_j' = 0 \text{ при } j = S, P, T,$$

а все остальные константы связи являются действительными.

1. Рассмотрим сначала упругое нейтрино-электронное рассеяние без учета поляризаций электрона .

Представим дифференциальное сечение упругого рассеяния безмассового четырехкомпонентного нейтрино на электроне в виде

$$\frac{d\sigma}{dy} = \left(\frac{1 + \zeta\zeta'}{2}\right) \frac{d\sigma^{(-)}}{dy} + \left(\frac{1 - \zeta\zeta'}{2}\right) \frac{d\sigma^{(-)}}{dy}, \tag{3}$$

где $d\sigma^{(+)}$ и $d\sigma^{(-)}$ описывают рассеяние нейтрино без изменения его спиральности ($\zeta\zeta = +1$):

$$\nu_L + e^- \to \nu_L + e^- \quad (1а), \qquad \nu_R + e^- \to \nu_R + e^- \quad (2а)$$

и с изменением его спиральности ($\zeta\zeta' = -1$):

$$\nu_L + e^- \to \nu_R + e^- \quad (3а), \qquad \nu_R + e^- \to \nu_L + e^-. \quad (4а)$$

На основании (1) и (2) для сечений $d\sigma^{(+)}$ и $d\sigma^{(-)}$ находим следующие выражения:

$$\frac{d\sigma^{(+)}}{dy} = \sigma_0 \left\{ G_1^2 + (1 - y)^2 G_2^2 + \frac{y}{\omega} G_1 G_2 \right\}, \tag{4}$$

$$\frac{d\sigma^{(-)}}{dy} = \sigma_0 \left\{ y^2 G_3^2 + [(2 - y) G_4 - y G_5]^2 + \frac{y}{\omega} [(G_3 + G_5)^2 - G_4^2] \right\}. \tag{5}$$

В (3) — (5) и ниже $\sigma_0 = G^2 (s - m^2)/4\pi$; $y = (-t)/(s - m^2)$; $\omega = (s - m^2)/2m^2$; s и t — квадраты полной энергии в СЦИ и переданного 4-импульса; m — масса электрона; ζ и ζ' — спиральности нейтрино до и после рассеяния. Выражения для констант G_k в случаях взаимодействия заряженных (1) и нейтральных (2) токов приведены в табл. 1.

Для перехода к антинейтрино-электронному рассеянию

$$\bar{\nu}_R + e^- \to \bar{\nu}_R + e^- \quad (1б), \qquad \bar{\nu}_L + e^- \to \bar{\nu}_L + e^-, \quad (2б)$$

$$\bar{\nu}_R + e^- \to \bar{\nu}_L + e^- \quad (3б), \qquad \bar{\nu}_L + e^- \to \bar{\nu}_R + e^- \quad (4б)$$

в полученных формулах достаточно сделать замену: $G_1 \rightleftarrows G_2$, $G_4 \to -G_4$ и $\zeta \rightleftarrows -\zeta'$, считая при этом ζ и ζ' спиральностями начального и конечного антинейтрино.

Если нейтрино по природе своей является двухкомпонентным ($\gamma^5\nu=\nu$, $\bar{\nu}\gamma^5=-\bar{\nu}$, $\nu\equiv\nu_L$, $\bar{\nu}\equiv\bar{\nu}_R$), то возможны лишь реакции (1а) и (1б). В этом случае вклад (5) в сечение (3) тождественно обращается в нуль, и сечение рассеяния дается формулой (4), зависящей только от двух параметров G_1 и G_2. Согласно табл. 1 эти параметры могут определяться либо (V, A)-взаимодействием нейтральных токов, либо $(V, -A)$- и $(S, -P)$-взаимодействиями заряженных токов (возможно также одновременное действие этих двух токов). Все остальные варианты связи токов (T — заряженных и S, P, T — нейтральных) в случае строго двухкомпонентного нейтрино [11, 12] в изучаемых процессах не должны реализоваться [5, 6] из-за переворота спина нейтрино (антинейтрино) в процессе рассеяния.

Таблица 1

$\zeta\zeta'$	$\zeta s'$	$\frac{1}{\sigma_0}\frac{d\sigma_Y}{dy}$	$G_k=\begin{cases}\text{заряженные токи}^1\\ \text{нейтральные токи}^2\end{cases}$
$+1$	$+1$	G_1^2	$G_1=\begin{cases}\frac{1}{2}[(C_V'+C_A)-\zeta\,(C_V+C_A')]\\ -\frac{1}{2}[(g_V+g_A)-\zeta\,(g_V'+g_A')]\end{cases}$
	-1	$(1-y)^2\,G_2^2$	$G_2=\begin{cases}\frac{1}{4}(C_S-C_P)\\ \frac{1}{2}[(g_V-g_A)+\zeta'\,(g_V'-g_A')]\end{cases}$
-1	$+1$	$y^2G_3^2$	$G_3=\begin{cases}\frac{1}{2}[(C_V-C_A)+\zeta'\,(C_V'-C_A)]\\ \frac{1}{4}(g_S-g_P)\end{cases}$
	-1	$[(2-y)\,G_4-yG_5]^2$	$G_4=\begin{cases}\frac{1}{8}(C_S+C_P)-\frac{1}{4}C_T\\ \frac{1}{2}g_T\end{cases}$
			$G_5=\begin{cases}\frac{1}{8}(C_S+C_P)+\frac{3}{2}C_T\\ \frac{1}{4}(g_S+g_P)\end{cases}$

[1] Выражения для констант G_k ($k=1, \cdots, 5$), входящих в сечения (4), (5) и (10)—(11′).

[2] Выражения для сечения упругого νe^- — рассеяния из (10) и (11) в зависимости от знака корреляций между спиральностями нейтрино и электрона отдачи ($\zeta s'=\pm1$) при $\zeta\zeta'=\pm1$ ($d\sigma_\pm/dy$) для неполяризованного электрона ($s=0$).

Если нейтрино является четырехкомпонентным (ν_L, ν_R, $\bar{\nu}_R$, $\bar{\nu}_L$ [13, 14]) и рождается в строго определенном спиральном состоянии только благодаря характеру взаимодействия, ответственного за их по-

явление, то следует учесть возможность изменения его спиральности при рассеянии (сечение (5)).

Вообще говоря, формулы (4) и (5) дают различные зависимости сечения от y, и это может помочь при поиске рассеяния нейтрино с изменением его спиральности. Если же потребовать, чтобы сечения (4) и (5) были строго пропорциональны

$$d\sigma^{(-)} = C^2 d\sigma^{(+)}$$

(C — коэффициент пропорциональности), как в случае νe-, так и в случае $\bar{\nu}e$-рассеяния, то можно получить следующую систему уравнений:

$$C^2 G_1^2 = 2G_4(G_4 - G_5), \quad C^2 G_2^2 = 2G_4(G_4 + G_5),$$
$$G_3^2 + G_5^2 = G_4^2, \quad C^2 G_1 G_2 = 2G_3 G_5. \tag{6}$$

Эта система имеет два нетривиальных решения

$$G_2 = G_3 = 0, \quad G_4 = -G_5, \quad C^2 G_1^2 = 4G_4^2, \tag{7}$$

$$G_1 = G_3 = 0, \quad G_4 = +G_5, \quad C^2 G_2^2 = 4G_4^2, \tag{8}$$

причем решение (7) приводит к сечениям рассеяния вида

$$\frac{d\sigma^{(\pm)}}{dy}(\bar{\nu}e) \backsim \sigma_0 (1-y)^2, \quad \frac{d\sigma^{(\pm)}}{dy}(\nu e) \backsim \sigma_0, \tag{9}$$

соответствующим обычной V—A-теории. Решение (8) приводит к сечениям $V+A$-теории, которые получаются из (9) заменой $\nu \rightleftarrows \bar{\nu}$.

В рассмотренном выше случае рассеяние с изменением спиральности нейтрино ($\zeta' = -\zeta$) можно отличить от рассеяния без изменения его спиральности $\zeta' = +\zeta$) только с помощью поляризационных экспериментов.

2. Общие выражения для дифференциальных сечений реакций (а) и (б) с учетом поляризации покоящегося начального электрона $\mathbf{s}$ и спиральности электрона отдачи s' были получены в [6]. В случае высоких энергий падающих нейтрино ($E_\nu \gg m$, $|t| \gg m^2$) для сечений реакций (1а) — (4а) в лабораторной системе будем иметь выражения

$$\frac{d\sigma^{(+)}}{dy} = \frac{1}{2}\sigma_0 [1 - s'(\mathbf{sn})] \left\{ (1 + \zeta s') G_1^2 + (1 - \zeta s')(1-y)^2 G_2^2 \right\}, \tag{10}$$

$$\frac{d\sigma^{(-)}}{dy} = \frac{1}{2}[1 + s'(\mathbf{sn})\{(1+\zeta s') y^2 G_3^2 + (1-\zeta s')[(2-y) G_4 - y G_5]^2\}. \tag{11}$$

Здесь $y = E_e/E_\nu$, E_e — кинетическая энергия электрона отдачи; $\mathbf{n}$ — единичный вектор в направлении импульса падающих нейтрино.

Формулы (10), (11) ясно показывают важность постановки поляризационных экспериментов для установления возможности изменения спиральности нейтрино при рассеянии: наиболее определенные результаты могут быть получены с использованием поляризованной электронной мишени. В самом деле, если не интересоваться поляризацией электронов, то даже очень точные измерения зависимости от y наблюдаемого сечения рассеяния ($\nu_L e^- \to \nu_L e^-$, $\nu_L e^- \to \nu_R e^-$), являющегося суммой сечений (4) и (5), не гарантирует выделения из него сечений рассеяния с изменением спиральности нейтрино. Однако, выбрав направление спина электронной мишени $\mathbf{s} \uparrow\downarrow \mathbf{n}$ в случае, когда падающий пучок состоит из левовинтовых нейтрино ($\zeta = -1$), для сечений реакций (1а) и (3а) получим

$$\frac{d\sigma^{(+)}}{dy}(\uparrow\downarrow) = \sigma_0(1+s')(1-y)^2 G_2^2, \qquad (10')$$

$$\frac{d\sigma^{(-)}}{dy}(\uparrow\downarrow) = \sigma_0(1-s')y^2 G_3^2. \qquad (11')$$

Отсюда видно, что рассеяния без изменения и с изменением спиральности нейтрино ($d\sigma^{(+)}$ и $d\sigma^{(-)}$) приводят к противоположным по характеру зависимостям сечений от y; кроме того, в первом случае электроны отдачи должны быть полностью правополяризованными ($s'=+1$), а во втором — полностью левополяризованными ($s'=-1$).

Приведенные результаты (см. также [6]) свидетельствуют о том, что рассмотрение произвольной суперпозиции пяти вариантов связи лептонных токов имеет смысл лишь для четырехкомпонентного нейтрино, которое при рассеянии может изменить свою спиральность. Если при этом допустимо взаимодействие и заряженных и нейтральных токов (как в случае $\nu_e e^-$- и $\bar{\nu}_e e^-$-рассеяний [3, 4]), то различить эти два типа взаимодействия оказывается затруднительно.

Спиновая структура сечения упругого рассеяния четырехкомпонентного нейтрино оказывается такой (см. формулы (10) и (11)), что оно однозначно разбивается на сумму сечений, соответствующих независимым и потому не интерферирующим каналам рассеяния. Эти каналы, классифицируемые в зависимости от знака корреляционных множителей $\zeta\zeta'$ и $\zeta s'$, а также соответствующие им без учета поляризации начального электрона сечения указаны в табл. 1.

3. В соответствии с табл. 1, для того чтобы учесть одновременное действие заряженных и нейтральных токов, достаточно в формулах (4), (5) или (10), (11) заменить каждую константу G_k на сумму соответствующих констант для заряженных и нейтральных токов.

Рассмотрим, например, рассеяние обычного двухкомпонентного нейтрино ($\zeta=-1$). В этом случае для параметров G_1 и G_2, входящих в сечения (4) и (10) реакции $\nu_L e^- \to \nu_L e^-$, с учетом взаимодействия как заряженных, так и нейтральных токов будем иметь выражения:

$$G_1 = \frac{1}{2}[(C_V + C_A) + (C'_V + C'_A)] - \frac{1}{2}[(g_V + g_A) + (g'_V + g'_A)], \qquad (12)$$

$$G_2 = \frac{1}{4}(C_S - C_P) + \frac{1}{2}[(g_V - g_A) - (g'_V - g'_A)].$$

Эти формулы при $C_s = C_p = 0$ и $g'_k = C'_k = 0$ ($k = V, A$) согласуются с проведенными ранее расчетами вклада интерференции заряженных и нейтральных (V, A)-токов в упругом $\nu_e e^-(\bar{\nu}_e e^-)$-рассеянии [3, 4].

Многие калибровочные модели слабого взаимодействия с двухкомпонентным нейтрино приводят к эффективному взаимодействию заряженных токов, соответствующему обычной V, A-теории, и предсказывают существование смешанного (V, A)-взаимодействия нейтральных токов [2]. В рамках таких моделей в (12) следует положить

$$C_S = C_P = 0, \quad C_V - C_A = C'_V = C'_A = 1,$$

$$g_V = g'_A = f_V, \quad g_A = g'_V = f_A.$$

При этих условиях сечения (4) и (10) будут описывать рассеяние мюонного нейтрино на электроне за счет взаимодействия только нейтральных токов $(\bar{\nu}_\mu \nu_\mu)$ $(\bar{e} e)$ с константами

$$G_1 = -(f_V + f_A), \quad G_2 = (f_V - f_A), \qquad (13)$$

или рассеяние электронного нейтрино на электроне за счет взаимодействия и нейтральных $(\bar{\nu}_e\nu_e)(\bar{e}e)$ и заряженных $(\bar{\nu}_e e)(\bar{e}\nu_e)$ токов с константами

$$G_1 = (1 - f_V) + (1 - f_A), \quad G_2 = (1 - f_A) - (1 - f_V). \tag{14}$$

4. Имеющиеся экспериментальные данные о слабых процессах с участием заряженных токов хорошо описываются (V, A)-взаимодействием, хотя и не исключают возможную примесь других вариантов связи токов [15]. Это означает, что в указанных процессах нейтрино выступают в основном как двухкомпонентные (а именно левовинтовые) объекты. Если двухкомпонентность нейтрино не является их внутренней характеристикой, то возможны процессы, в которых нейтрино изменяет свою спиральность. При этом не исключено, что именно взаимодействие нейтральных токов ответственно за смешивание левовинтовых и правовинтовых нейтрино. С этой точки зрения определенный интерес представляет предположение о том, что взаимодействие нейтральных токов реализуется только в (S, T, P)-вариантах связи, требующих обязательного изменения спиральности нейтрино (в противоположность (V, A)-вариантам связи, требующим сохранения спиральности нейтрино: см. табл. 1, а также [3—7]).

Так как в низшем порядке теории возмущений мюонное нейтрино может рассеиваться на электроне только за счет взаимодействия нейтральных токов, то при сделанном предположении спиральность его в результате рассеяния должна измениться. Общие выражения для сечений упругого $\nu_\mu e^-$-рассеяния даются при этом формулами (5) и (11) с параметрами:

$$G_3 = \frac{1}{4}(g_S^{(\mu)} - g_P^{(\mu)}), \quad G_4 = \frac{1}{2} g_T^{(\mu)}, \quad G_5 = \frac{1}{4}(g_S^{(\mu)} + g_P^{(\mu)}), \tag{15}$$

где индекс (μ) отмечает константы связи токов $(\bar{\nu}_\mu \nu_\mu)(\bar{e}e)$.

При рассмотрении же рассеяния электронного нейтрино на электроне следует учитывать одновременное действие (V, A)-заряженных и (S, T, P)-нейтральных токов. В этом случае возможно рассеяние и без изменения и с изменением спиральности ν_e, причем дифференциальные сечения процесса даются соответственно формулами (4), (10) и (5), (11) с параметрами

$$G_1 = \frac{1}{2}[(C_V + C_A - \zeta(C'_V + C'_A)], \quad G_2 = 0,$$

$$G_3 = \frac{1}{2}[(C_V - C_A) - \zeta(C'_V - C'_A)] + \frac{1}{4}(g_S^{(e)} - g_P^{(e)}), \tag{16}$$

$$G_4 = \frac{1}{2} g_T^{(e)}, \quad G_5 = \frac{1}{4}(g_S^{(e)} + g_P^{(e)}).$$

Здесь индекс (e) отмечает константы связи токов $(\bar{\nu}_e\nu_e)(\bar{e}e)$.

Из (16) следует, что при реализации чистого (V, A)-варианта взаимодействия заряженных токов $(\bar{\nu}_e e)(\bar{e}\nu_e)$: $C_V = C_A = C'_V = C'_A = 1$ интерференция (V, A)-заряженных и (S, T, P)-нейтральных токов отсутствует и сечение $\nu_e e^-$-рассеяния дается суммой сечений рассеяния за счет взаимодействия заряженных токов и сечения рассеяния за счет взаимодействия нейтральных токов. Предполагая при этом μe-универсальность $g_k^{(e)} = g_k^{(\mu)}$, придем к следующей связи сечений упругих $\nu_e e^-$- и $\nu_\mu e^-$-рассеяний:

$$d\sigma_{\nu_e e(\bar{\nu}_e e)} = d\sigma^{V-A} + d\sigma^{(S,T,P)}_{\nu_\mu e(\bar{\nu}_\mu e)}. \tag{17}$$

5. В [10] приведены результаты новых измерений сечений упругого рассеяния реакторных антинейтрино $\bar{\nu}_e$ на электронах в двух интервалах кинетической энергии E_e электронов отдачи:

$$\frac{\sigma^{\text{эксп}}}{\sigma^{V-A}} = \begin{cases} 0{,}87 \pm 0{,}25 \text{ для } 1{,}5 \leqslant E_e \leqslant 3{,}0 \text{ МэВ} \\ 1{,}70 \pm 0{,}44 \text{ для } 3{,}0 \leqslant E_e \leqslant 4{,}5 \text{ МэВ.} \end{cases} \tag{18}$$

Там же приведены численные значения для параметра модели Вайнберга — Салама $x = \mathrm{Sin}^2\theta_W$, полученные независимо в каждом из указанных энергетических интервалов: $x = 0{,}26 \pm 0{,}05$ и $x = 0{,}32 \pm 0{,}05$. Как видно, в пределах ошибок эти значения согласуются с их средним $x = 0{,}29$, а также с результатами измерений этого параметра в полулептонных нейтринных экспериментах при высоких энергиях $x = 0{,}33 \pm 0{,}07$ [10]. Однако повышение точности эксперимента может это согласие нарушить.

Два независимых результата измерений (18) позволяют решить более общую задачу нахождения двух параметров из пяти, от которых зависят сечения (4) и (5).

Таблица 2

Численные значения параметров, определяющих сечение $\bar{\nu}_e e^-$-рассеяния без изменения спиральности нейтрино (4); найденные по данным [10] ($x = Sin^2\theta_W = 0{,}29 \pm 0{,}05$)

	G_1	G_2	f_V	f_A
1	$0{,}62 \pm 0{,}21$	$0{,}64 \pm 0{,}07$	$1{,}01 \pm 0{,}14$	$0{,}37 \pm 0{,}14$
2	$-0{,}62 \pm 0{,}21$	$-0{,}64 \pm 0{,}07$	$0{,}99 \pm 0{,}14$	$1{,}63 \pm 0{,}14$
3	$0{,}85 \pm 0{,}23$	$-0{,}69 \pm 0{,}08$	$0{,}23 \pm 0{,}05$	$0{,}92 \pm 0{,}15$
4	$-0{,}85 \pm 0{,}23$	$0{,}69 \pm 0{,}08$	$1{,}77 \pm 0{,}15$	$1{,}08 \pm 0{,}15$
Модель Вайнберга — Салама $x = Sin^2\theta_W$	$1+2x$	$-2x$	$\frac{1}{2}-2x$	$\frac{1}{2}$
	$1{,}58 \pm 0{,}10$	$-0{,}58 \pm 0{,}10$	$-0{,}08 \pm 0{,}10$	$0{,}5$

Мы остановимся на варианте с двухкомпонентным нейтрино. Упругое $\bar{\nu}_e e^-$-рассеяние описывается при этом сечением (4), в котором следует G_1 и G_2 поменять местами. Проводя соответствующее усреднение этого сечения по спектру реакторных антинейтрино [16] и интегрирование в энергетических интервалах (18), мы получим систему двух алгебраических уравнений второго порядка относительно параметров G_1 и G_2. Решения этой системы приведены в табл. 2. В этой же таблице даны четыре возможных значения для констант f_V и f_A, найденные с помощью (14), а также их значения в модели Вайнберга—Салама, полученные из результатов [10]. Как видно, независимое определение f_V и f_A по двум уравнениям (18) приводит к численным значениям этих

констант, резко отличающимся от следующих из однопараметрической модели Вайнберга.

Следует указать на то, что приведенные в табл. 2 результаты оказываются весьма чувствительными к численным значениям (18), отклонение от которых в ту или другую сторону может привести к отсутствию действительных решений для параметров G_1 и G_2. В рамках взаимодействий вида (1) и (2) это может свидетельствовать о присутствии в сечении вклада от остальных вариантов связи, т. е. от членов, пропорциональных G_k с $k=3, 4, 5$, а тем самым об изменении спиральности нейтрино в процессе рассеяния.

В заключение отметим, что согласно (17) отсутствие интерференционных эффектов при реализации чистого (V, A)-взаимодействия заряженных $(\bar{\nu}_e e)\,(\bar{e}\nu_e)$ и (S, T, P)-взаимодействий нейтральных $(\bar{\nu}_e\nu_e)\,(\bar{e}e)$ токов приводит к ограничению на сечение упругого $\nu_e e(\bar{\nu}_e e)$-рассеяния $d\sigma_{\nu_e e(\bar{\nu}_e e)} \geqslant d\sigma^{V-A}$. Это ограничение в пределах ошибок пока не противоречит данным (18), хотя дальнейшее повышение точности эксперимента может оказаться критическим для рассмотренного в п. 4 предположения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hasert F. J. et. al. «Phys. Lett.», 1973, **46B**, 138; Benvenuti A. et. al. «Phys. Rev. Lett.», 1974, 32, 800; Barish B. C. et. al. «Phys. Rev. Lett.», 1975, **34**, 538.
2. Weinberg S. «Rev. Mod. Phys.», 1974, **46**, 255; Шехтер В. М. «Успехи физических наук», 1976, **119**, 593.
3. Керимов Б. К., Богданов Ю. П. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1972, **36**, 2607; 1973, **37**, 1929.
4. Керимов Б. К., Богданов Ю. П., Сафин М. Я. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1973, **37**, 1937; 1974, **38**, 2213.
5. Керимов Б. К., Богданов Ю. П., Бузардан С. Х., Юнис А. Т. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1975, **39**, 2201.
6. Керимов Б. К., Бузардан С. Х., Сафин М. Я., Юнис А. Т. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1977, **41**, 212.
7. Kayser B., Garvey G. T., Fieshbach E., Rosen S. P. «Phys. Lett.», 1974, **52B**, 385; Kingsley R. L., Schrock R., Wilezek F. «Phys. Rev.», 1975, **D11**, 1043.
8. Cline D. et. al. «Phys. Rev. Lett.», 1976, **37**, 648.
9. Benvenuti A. et. al. «Phys. Rev. Lett.», 1976, **37**, 1036.
10. Reines F., Gurr H. S., Sobel H. W. «Phys. Rev. Lett.», 1976, **37**, 315.
11. Шехтер В. М. ЖЭТФ, 1958, **34**, 257.
12. Бардин Д. Ю., Биленький С. М., Понтекорво Б. М. Материалы II совещания по нелокальным теориям поля. Дубна, 1970, с. 51; Bardin D. Yu., Bilenki S. M., Pontecorvo B. M. «Phys. Lett.», 1970, **32B**, 68.
13. Sokolov A. A., Kerimov B. K. «Ann. der Phys.», 1958, **7**, 46.
14. Керимов Б. К., Романов Ю. И. ЖЭТФ, 1912, **46**; 1964, **47**, 1123; «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1964, № 5, 79.
15. Jarlscog C. «Nucl. Phys.», 1966, **75**, 659.
16. Aviganone F. T. «Phys. Rev.», 1970, **D2**, 2609.

Поступила в редакцию
26.1 1977 г.
Кафедра
теоретической физики