

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ՀԱՅԿԱՆ ՀԱՇՎԱԿԵՆ ԳՐԱԴԱՐԱՆ ԳՐԱԿԱՆ ՆԱՍԿԻՆԵՐ  
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

SM 770 4291  
ЕФИ-197(43)-76

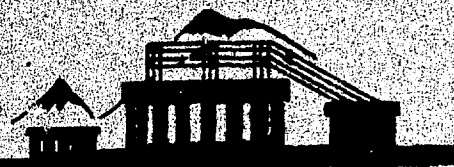
Н.А. ДАДАЯН

СТРУКТУРА НЕЙТРАЛЬНОГО ТОКА И УПРУГИЙ  
ПРОЦЕСС  $\nu(\bar{\nu}) + p \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + p$

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1976



ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-197(43)-76

Н.А.ДАДАЯН

СТРУКТУРА НЕЙТРАЛЬНОГО ТОКА И УПРУГИЙ

ПРОЦЕСС  $\nu(\bar{\nu})+p \rightarrow \nu(\bar{\nu})+p$

Ереван 1976

© *Ереванский физический институт, 1976*

1

В настоящее время интенсивно изучаются различные процессы, обусловленные нейтральными токами. Одна из целей этих опытов - установление структуры нейтрального тока. Хотя имеющиеся данные и согласуются с теорией Вайнберга-Салама [1], однако их точность, по-видимому, не позволяет исключить другие теории. Представляет несомненный интерес общий феноменологический анализ различных процессов, обусловленных нейтральными слабыми токами. В литературе наряду с  $V$  и  $A$  вариантами нейтральных токов рассматриваются также всевозможные комбинации  $S$ ,  $P$  и  $T$  -вариантов [2-9]<sup>\*</sup>.

В настоящей работе рассматривается процесс упругого рассеяния нейтрино (антинейтрино) на протоне

$$\nu + p \rightarrow \nu + p \quad (1)$$

$$\bar{\nu} + p \rightarrow \bar{\nu} + p. \quad (2)$$

---

<sup>\*</sup>) Отметим, что возможность существования скалярных (псевдоскалярных) и тензорных нейтральных токов приводит к интересным физическим следствиям: к существованию правополяризованного (левополяризованного) нейтрино (антинейтрино), к связи между  $P$  - четностью и  $T$  -инвариантностью.

В последнее время получены первые данные о сечении процесса (1) и (2) [10]. Процессы (1) и (2) обсуждались в работах [10,11,13,9,15]. Мы рассмотрим здесь процессы взаимодействия нейтрино (антинейтрино) с протоном, предполагая различные ( $V$ ,  $V$  и  $A$ ,  $S$ ,  $P$  и  $T$ ) варианты взаимодействия. Будет показано, что поведение полного сечения процесса (1) существенно зависит от вида взаимодействия. Вычислены также спектры протонов отдачи для рассматриваемых вариантов. Показано, что характеристики поведения сечений для различных вариантов взаимодействия сохраняются и при усреднении по спектру нейтрино (при расчетах использовался спектр нейтрино ИФВЭ).

Таким образом, изучение как дифференциальных, так и полных сечений процессов (1) и (2) позволяет получить информацию о виде взаимодействия.

Будем предполагать, что начальное и конечное нейтрино в (1) и (2) — одна и та же частица. Эффективные гамильтонианы процессов (1) и (2) имеют при этом следующий вид:

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{\nu} O^i (1 + \gamma_5) \nu) J^i, \quad (3)$$

где  $\nu$  — оператор нейтринного поля,  $G$  — фермиевская константа слабого взаимодействия.

Мы рассмотрим процессы (1) и (2) для скалярного ( $O^i = 1$ ), псевдоскалярного ( $O^i = \gamma_5$ ) векторного ( $O^i = \gamma_\alpha$ ), аксиально-векторного ( $O^i = \gamma_\alpha \gamma_5$ ), тензорного ( $O^i = \sigma_{\alpha\beta}$ ) форм взаимодействия.

Предполагая, что имеет место  $T$ -инвариантность, для матричных элементов адронных токов имеем следующие выражения:

$$\langle p' | J_\alpha^V | p \rangle = N \bar{u}(p') [q_\alpha^0 \gamma_\alpha + i f_V^0 (p+p')_\alpha] u(p)$$

$$\langle p' | J_\alpha^A | p \rangle = N \bar{u}(p') [q_\alpha^0 \gamma_\alpha \gamma_5 + i h_A^0 (p-p')_\alpha \gamma_5] u(p)$$

$$\begin{aligned}
\langle p' | J_{\alpha}^S | p \rangle &= N \bar{u}(p') g_S u(p); \\
\langle p' | J^P | p \rangle &= N \bar{u}(p') g_P \gamma_5 u(p) \\
\langle p' | J_{\alpha\beta}^T | p \rangle &= N u(p') g_T \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} u(p).
\end{aligned}
\tag{4}$$

Здесь  $N = \frac{1}{(2\pi)^3} \left( \frac{M^2}{p_0 p'_0} \right)^{1/2}$ ;  $g_V^{\circ}, f_V^{\circ}, g_A^{\circ}, g_S^{\circ}, g_P^{\circ}, g_T^{\circ}$  — адронные форм-факторы.

Соответствующие выражения для дифференциального процесса сечения (1) и (2) имеют вид

$$\left( \frac{d\sigma}{dq^2} \right)_{V(\bar{V})}^V = \frac{G^2}{32\pi M^2 K_0^2} \left( 1 - \frac{q^2}{2MK_0} \right) \left\{ g_V^{\circ 2} q^4 + \frac{2(2MK_0 - \frac{q^2}{2})^2 - \frac{q^2}{2}(q^2 + 4M^2)}{q^2 + 4M^2} \right. \\
\left. \times [g_V^{\circ 2} q^2 + 4M^2 h_V^{\circ 2}] \right\}
\tag{5}$$

$$\left( \frac{d\sigma}{dq^2} \right)_{V(\bar{V})}^{(V,A)} = \frac{G^2}{32\pi M^2 K_0^2} \left( 1 - \frac{q^2}{2MK_0} \right) \left\{ g_A^{\circ 2} \left[ \frac{q^{\circ 2}}{2} (q^2 + 4M^2) + 2(2MK_0 - \frac{q^2}{2})^2 \right] \pm 8g_V^{\circ} g_A^{\circ} q^2 (MK_0 - \frac{q^2}{4}) \right\} + \left( \frac{d\sigma}{dq^2} \right)_{V(\bar{V})}^V$$

$$\left( \frac{d\sigma}{dq^2} \right)_{V(\bar{V})}^{S(P)} = \frac{G^2}{32\pi M^2 K_0^2} g_S^{\circ 2} (q^2) \left( 1 - \frac{q^2}{2MK_0} \right) q^2 \left[ q^2 + 2M^2 + \frac{M^2}{4} \right]$$

$$\left( \frac{d\sigma}{dq^2} \right)_{V(\bar{V})}^T = \frac{G^2}{\pi M^2 K_0^2} g_T^{\circ 2} (q^2) \left( 1 - \frac{q^2}{2MK_0} \right) \left\{ 2[M^2 K_0^2 + \left( \frac{q^2}{2} - MK_0 \right)^2] - \frac{q^2}{4} (q^2 + 2M^2) \right\},$$

\*) Значения величин  $g_S^{\circ}(0), g_P^{\circ}(0), g_T^{\circ}(0)$  для нашего рассмотрения являются несущественными.

где  $q^2 = (K - K')^2$ ,  $K(K')$  - импульсы начального (конечного) нейтрино (антинейтрино),  $M$  - масса нуклона,  $K_0$  - энергия начального нейтрино в лабораторной системе,

$$h_v^0 = q_v^0 - \left(1 + \frac{q^2}{4M^2}\right) f_v^0. \quad (6)$$

Чтобы сравнить поведение сечений процессов (1) и (2) в случае  $S(P), T$  - вариантов с общепринятыми  $V, A$  - вариантами взаимодействия, для адронного тока ( $J^V$  и  $J^{V,A}$ ) примем выражения [14, 15], возникающие в векторных моделях

$$J_\alpha^V = V_\alpha^3 - 2 \sin^2 \theta_V J_\alpha^{\text{em}} \quad (7)$$

и в простейшем варианте модели Вайнберга-Салама [1]

$$J_\alpha^{V,A} = V_\alpha^3 + A_\alpha^3 - 2 \sin^2 \theta_W J_\alpha^{\text{em}}, \quad (8)$$

где  $V^3(A^3)$  - третья компонента векторного тока (аксиального тока),  $J_\alpha^{\text{em}}$  - электромагнитный ток,  $\sin^2 \theta_V$  и  $\sin^2 \theta_W$  - параметры. Из экспериментальных данных по глубоконеупругому рассеянию нейтрино (антинейтрино) на нуклонах следует, что  $0,6 \leq \sin^2 \theta_V \leq 0,7$  (7a)  $0,2 \leq \sin^2 \theta_W \leq 0,6$  (7б). В этом случае матричные элементы  $\langle p' | J_\alpha^V | p \rangle$  и  $\langle p' | J_\alpha^{V,A} | p \rangle$  определяются электромагнитными и аксиальными форм-факторами нуклона.

Мы принимаем, что электромагнитные форм-факторы нуклона связаны масштабным соотношением

$$\frac{1}{\mu_p} G_M^p(q^2) = \frac{1}{\mu_n} G_M^n(q^2)$$

$$G_E^n(q^2) = 0$$

которое, как известно, согласуется с имеющимися данными. Тогда

$$g_v^o(q^2) = g_v^o(0) G_E^P(q^2) = \frac{1}{2} [(1 - 2 \sin^2 \theta_{V(w)}) 4,7 - 2 \sin^2 \theta_{V(w)} \times 0,88] G_E^P(q^2)$$

$$h_v^o(q^2) = h_v^o(0) \cdot G_E^P(q^2) = \frac{1}{2} (1 - 4 \sin^2 \theta_{V(w)}) G_E^P(q^2) \quad (9)$$

$$g_A^o(q^2) = g_A^o(0) F_A(q^2) = \frac{1,24}{2} F_A(q^2).$$

Для  $G_E^P(q^2)$  принималась как общепринятая дипольная формула,

$$G_E(q^2) = \frac{1}{(1 + \frac{q^2}{0,71})^2},$$

так и другая зависимость  $G_E^P$  от  $q^2$ , описывающая экспериментальные данные и в области больших

$$q^2 > 1(\text{ГэВ})^2 \quad [16]$$

$$G_E^P(q^2) = \left[ \frac{-0,33}{1 + 0,58q^2} + \frac{1,33}{1 + 2,42q^2} \right].$$

Такое поведение следует из анализа [16] всех имеющихся данных по  $e-p$  рассеянию. Из опытов [17] по изучению процессов

$$V_\mu + n \rightarrow \mu^- + p \quad (10)$$

$$\bar{V}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n \quad (11)$$

следует, что  $F_A(q^2) = \left(1 + \frac{q^2}{0,88}\right)^{-2}$ .

Для скалярного (псевдоскалярного и тензорного форм-факторов предполагалась дипольная (12) и полюсная (13) зависимость от  $q^2$

$$g_{S,P,T}(q^2) = \frac{g_{S,P,T}(0)}{\left(1 + \frac{q^2}{M_{S,P,T}^2}\right)^2} \quad (12)$$

$$g_{S,P,T}(q^2) = \frac{g_{S,P,T}(0)}{\left(1 + \frac{q^2}{M_{S,P,T}^2}\right)}, \quad (13)$$

где эффективные массы  $M_{S,P,T}$  брались в пределах

$$0,8 \leq M_{S,P,T}^2 \leq 1,1 \quad (\text{Гэв})^2. \quad (14)$$

На рис.1,2 представлены результаты отношений полных и дифференциальных сечений процессов (1) и (2) к сечениям процессов (10) и (11) как функций переданного импульса ( $q^2$ ) и энергии ( $K_0$ ) начального нейтрино соответственно

$$R^{\nu(\bar{\nu})}(K_0) = \frac{\sigma(\nu(\bar{\nu})P \rightarrow \nu(\bar{\nu})P)}{\sigma(\nu(\bar{\nu})n(p) \rightarrow P(n)\mu^-(\mu^+))};$$

$$r^{\nu(\bar{\nu})}(q^2) = \frac{\frac{d\sigma}{dq^2}(\nu(\bar{\nu})P \rightarrow \nu(\bar{\nu})P)}{\frac{d\sigma}{dq^2}(\nu(\bar{\nu})n(p) \rightarrow P(n)\mu^-(\mu^+))}.$$

Как видно из графиков (рис.1(a)) отношения сечений  $R^{\nu}(K_0)$  выходят на константу, однако в случае  $S(P)$  варианта взаимодействия имеют поведение, отличное от остальных форм взаимодействия ( $V, \bar{\nu}$  и  $A, T$ ): при всех значениях варьируемых параметров ( $\sin^2 \Theta_{\nu(w)}, M_{S,P,T}^2$ ) в пределах (7a), (7б), (14) и форм-факторов (12) и (13), с увеличением энергии нейтрино отношения сечений для  $S$  и  $P$  - вариантов падают, достигая определенной постоянной величины при дальнейшем увеличении  $K_0$ , тогда как соответствующие отношения для  $V, \bar{\nu}$  и  $A, T$  - вариантов вначале растут с ростом энергии нейтрино, а затем выходят на плато. Для (рис.1б) нет различий в поведении сечений для ( $S, T, \bar{\nu}, A$ ) вариантов взаимодействия.

На рис.2 представлены кривые отношений дифференциальных сечений  $\tau_{\nu(\bar{\nu})}^{\nu}(q^2)$ . Как видно из рисунка, с увеличением квадрата переданного импульса  $q^2$  отношения сечений  $\tau_{\nu(\bar{\nu})}^{\nu}(q^2)$  для  $S, P$  - вариантов растут, а для  $V, \bar{\nu}, A, T$  - вариантов падают с изменением параметров  $\sin^2 \Theta_{\nu}$  и  $\sin^2 \Theta_w$  в пределах (7a) и (7б) соответственно.

Мы предполагали, что начальные нейтрино имеют определенную энергию. На опыте, как правило, начальные нейтрино имеют спектр по энергиям.

Поэтому существенно было бы проверить, сохраняются ли различия между  $S(P), V, \bar{\nu}$  и  $A, T$  - взаимодействиями и в этом случае?

С этой целью были вычислены отношения дифференциальных сечений, усредненных по спектру нейтрино (антинейтрино). При этом в расчете использовался спектр нейтрино и антинейтрино, полученный на Серпуховском ускорителе [17]. Результаты представлены для отношений усредненных по спектру нейтрино (антинейтрино) дифференциальных сечений

$$\overline{\tau_{\nu(\bar{\nu})}(q^2)} = \frac{\overline{\frac{d\sigma}{dq^2} (\nu(\bar{\nu})p \rightarrow \nu(\bar{\nu})p)}}{\overline{\frac{d\sigma}{dq^2} (\nu(\bar{\nu})n(p) \rightarrow p(n)\mu^-(\mu^+)}} ,$$

где  $\frac{d\sigma}{dq^2}$  имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \int_{k_0^{\min}(q^2)}^{k_0^{\max}} \frac{d\sigma}{dq^2} n(k_0) dk_0 / \int_0^{k_0^{\max}} n(k_0) dk_0 .$$

Здесь  $n(k_0)\nu(\bar{\nu})$  - функция, описывающая спектр нейтрино (антинейтрино),

$$k_0^{\min}(q^2) = \frac{q^2}{4M} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{4M^2}{q^2}} \right) .$$

На рис.3 представлены отношения усредненных дифференциальных сечений ( $\overline{\tau_{\nu(\bar{\nu})}$ ) как функций  $q^2$ . Из рисунка видно, что качественные различия между  $S(P)$ , и  $V$ ,  $A$ ,  $T$  - вариантами сохраняются и в случае усредненных по спектру нейтрино отношений дифференциальных сечений: для  $S$ ,  $(P)$  - форм взаимодействия они растут с увеличением квадрата переданного импульса, тогда как соответствующие отношения для  $V$ ,  $(V, A)$  и  $T$  - вариантов падают.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что измерения как дифференциальных, так и полных сечений процессов (1) и (2) как функций квадрата переданного импульса и начальной энергии нейтрино соответственно, позволили бы сделать выбор между  $S$ ,  $P$  и  $V$ ,  $A$ ,  $T$  - формами взаимодействия.

В заключение автор выражает глубокую благодарность С.М.Биленькому за многочисленные полезные советы и критические замечания, С.Г.Матиняну и А.М.Кочиняну за полезные обсуждения, а также В.В.Бурову за помощь в расчетах.

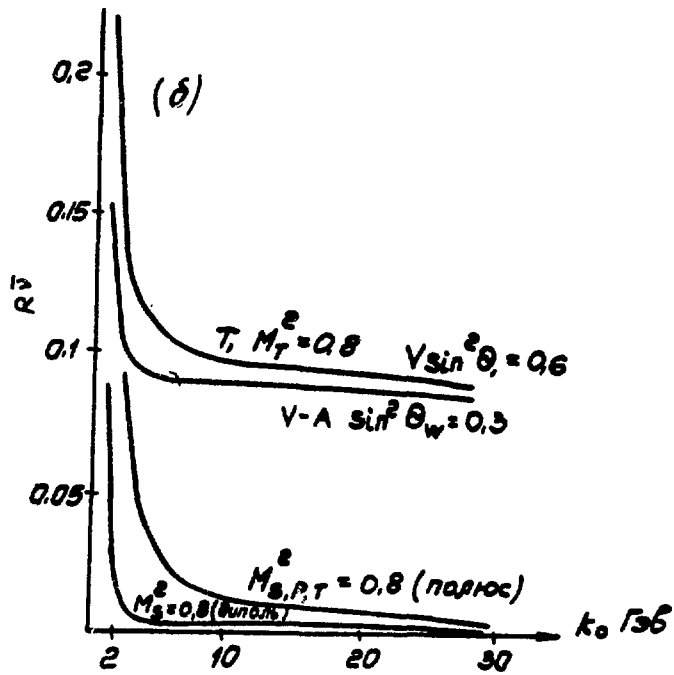
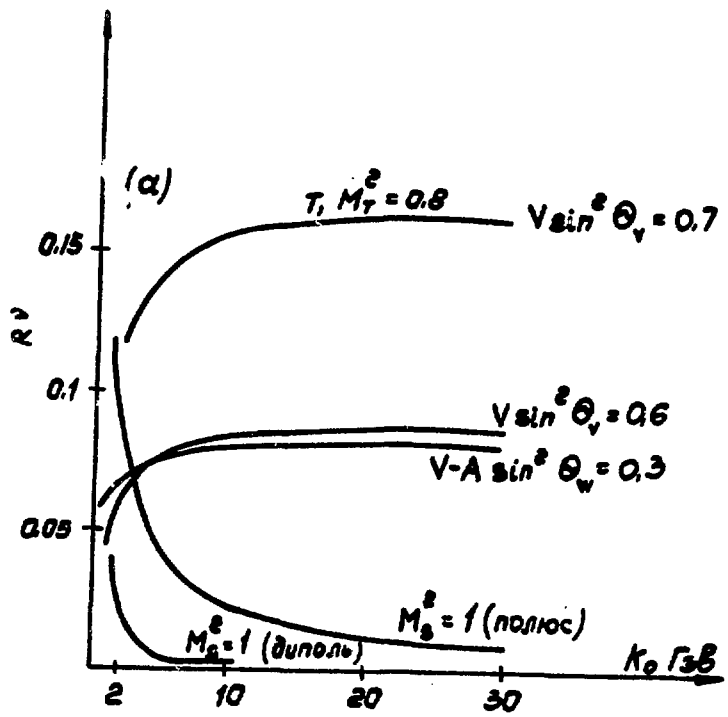


Рис. 1

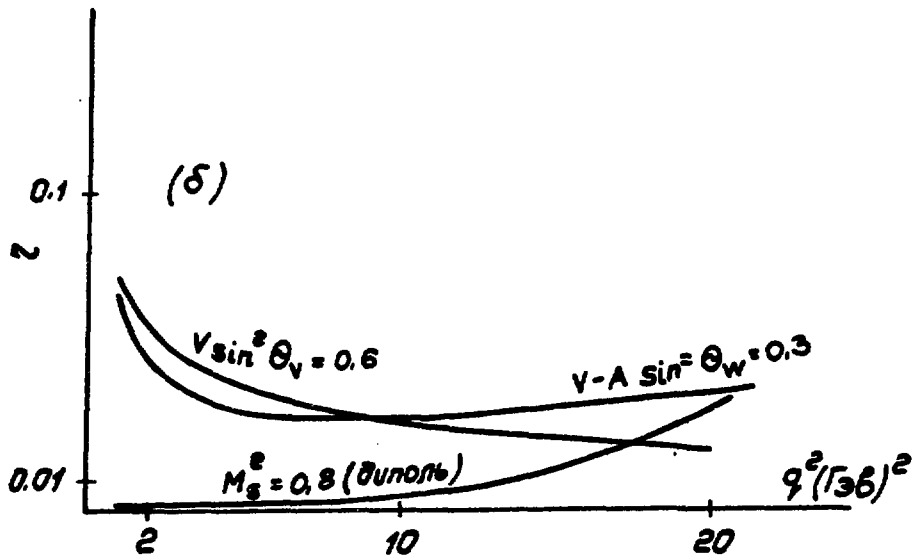
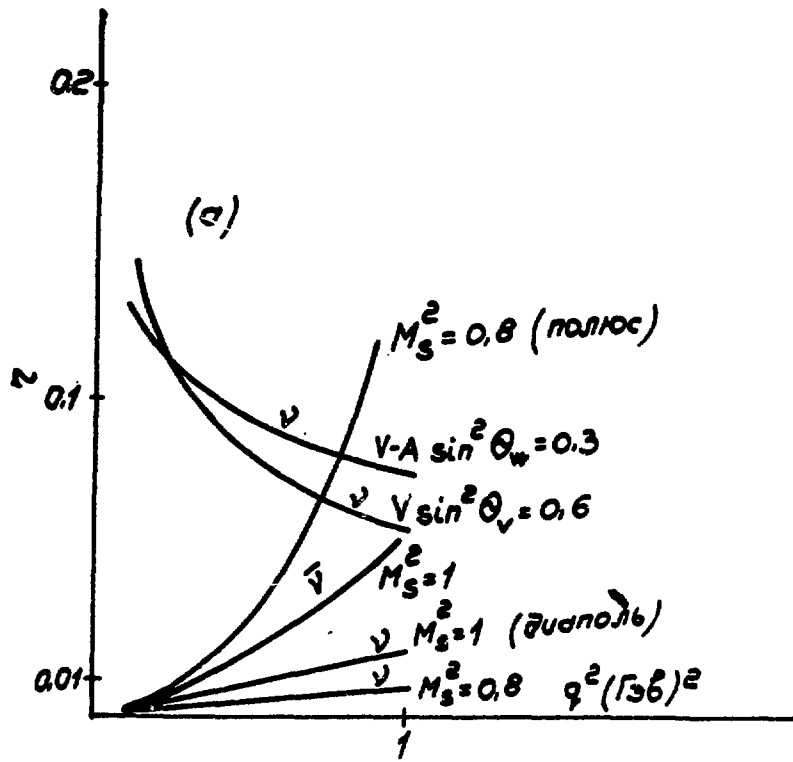


Рис. 2

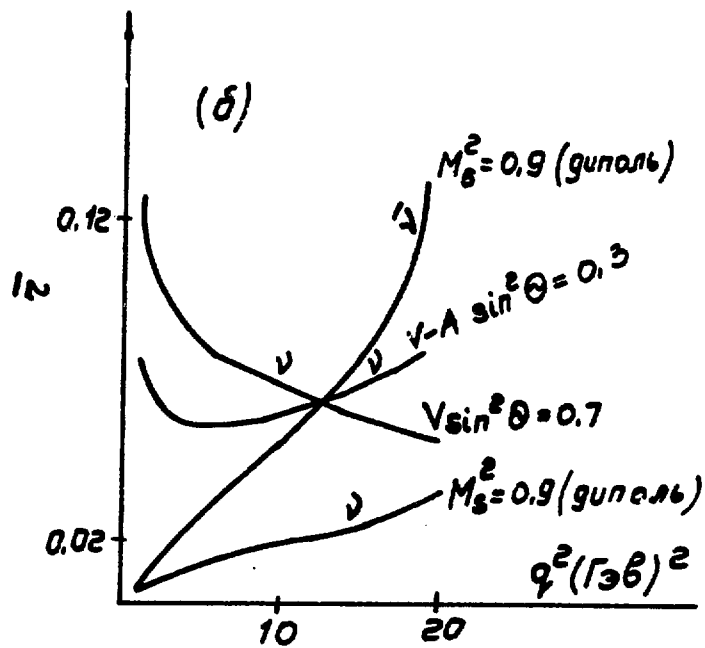
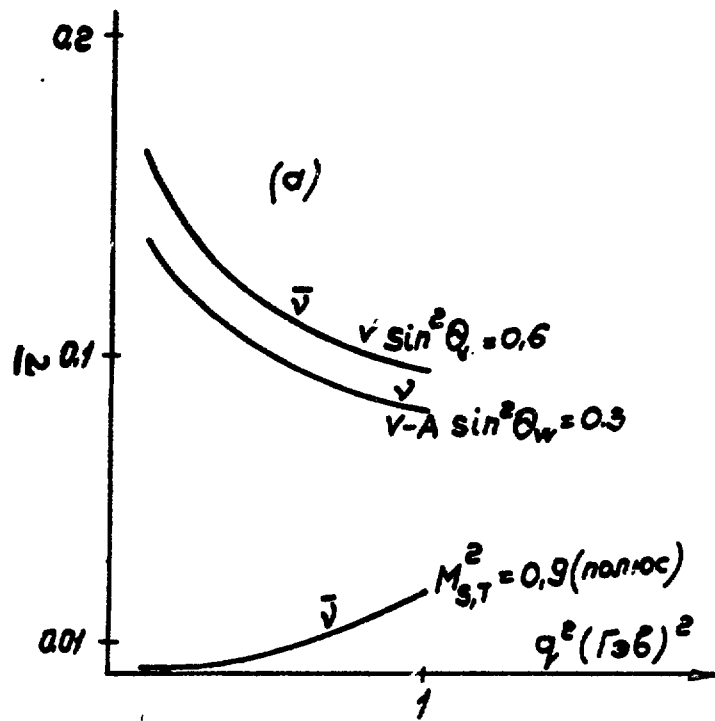


Рис. 3

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Зависимость величины  $R^{\nu}(\alpha)$  и  $R^{\bar{\nu}}(\delta)$  от энергии для  $S(P)$ ,  $V$  и  $A$  вариантов взаимодействия.

Рис.2 Зависимость величины  $\tau^{\nu(\bar{\nu})}$  от квадрата переданного импульса  $q^2$  для различных вариантов взаимодействия.

(а) - малые  $q^2$   $q^2 < 1 (\text{ГэВ})^2$

(б) -  $1 < q^2 < 20 (\text{ГэВ})^2$

Рис.3 Зависимость величины  $\bar{\tau}^{\nu(\bar{\nu})}$  от квадрата переданного импульса  $q^2$  для различных вариантов взаимодействия.

(а) - малые  $q^2$   $q^2 < 1 (\text{ГэВ})^2$

(б) -  $1 < q^2 < 20 (\text{ГэВ})^2$

## ЛИТЕРАТУРА

1. S.Weinberg. Phys.Rev.Lett.,19,1264, 1967; Phys.Rev. D5, 1412, 1972.
2. B.Kayser, G.T.Garvey, E.Fischbach and S.P.Rosen. Phys.Lett. 52B, 385, 1974.
3. R.L.Kingsley, F.Wilczek and Zee, Phys.Rev. D10, 2216, 1974.
4. R.L.Kingsley, R.Shrock, S.B.Reiman and F.Wilczek. Phys.Rev. D11, 1043, 1975
5. T.C.Yang, Phys.Rev. D10, 3744, 1974.
6. B.Kayser, S.P.Rosen and E.Fischbach, Phys.Rev. D11, 2547, 1975.
7. S.Pakvasa and G.Rajasekaran. Univ.of Hawaii,preprint UH-511-183-74, 1974.
8. G.Ecker. Inst.für theoretische Physik der Univ.Wien preprint ,I975.
9. S.L.Adler et al., Phys.Rev. D12, 3501, 1975.
10. D.Cline et al. HPW preprint Phys.Rev.Lett. (to be published).

11. J.J.Sakurai and L.F.Urrita, Phys.Rev. D11, 159  
1975.
12. F.Martin. Nucl.Phys. B104, 111, 1976.
13. S.L.Adler and S.F.Tuan, Phys.Rev. D11, 129, 1975.
14. G.Branco, T.Hagiwara, R.N.Mohapatra. Phys.Rev. D13,  
104, 1976.
15. A.De Rujula, H.Georgi, S.L.Glashow. Phys.Rev. D12,  
3589, 1975.
16. С.И.Биленькая, С.М.Биленький, Ю.М.Казаранов,  
Л.И.Лapidус. Письма в ЖЭТФ , 19, 613, 1974.
17. M.Rollier "La Physique du Neutrino a Haute Energie"  
(Paris 1975 p.349).

Рукопись поступила 30-го июля 1976 г.



