

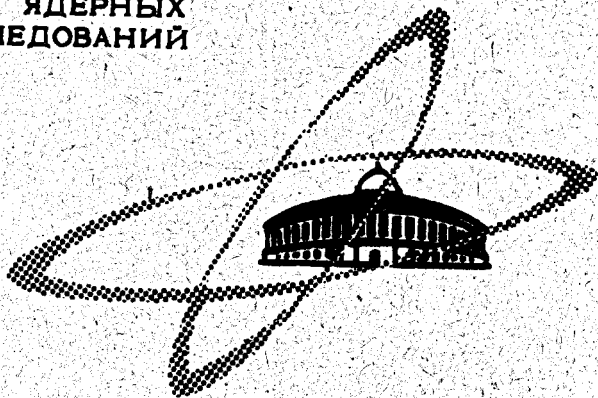
12/V-70

Б-247

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 5036



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Д.Ю. Бардин, С.М. Биленький,  
Б.М. Понтекорво

$0 \nu - \nu$  ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

1970

P2 - 5036

Д.Ю. Бардин, С.М. Биленький,  
Б.М. Понтекорво

О  $\nu - \nu$  ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Направлено в "Physics Letters"

8303/2 чр

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

1. Обычно считается, что единственным взаимодействием нейтрино является классическое слабое взаимодействие. Возникает, однако, вопрос, не имеется ли у нейтрино каких-либо других взаимодействий. Наша работа посвящена рассмотрению  $\nu - \nu$  взаимодействий. Ясно, что имеется  $\nu - \nu$  взаимодействие, возникающее во втором порядке теории возмущений по константе слабого взаимодействия  $G$ . Мы рассмотрим здесь новое гипотетическое  $\nu - \nu$  взаимодействие. Будет показано, что существующим экспериментальным данным не противоречит наличие даже относительно сильного  $\nu - \nu$  взаимодействия. Мы обсудим также такие процессы, исследование которых на опыте позволило бы получить информацию о взаимодействии между нейтрино.

Если между нейтрино имеется достаточно сильное взаимодействие, то очевидно, что оно проявится во всех процессах с участием нейтрино. Ниже будут рассмотрены возникающие в этом случае:

- а) новые распады частиц (см., например, диаграмму, рис. 1а);
- б) новые процессы на пучке нейтрино высокой энергии (см., например, диаграмму, рис. 1б);
- в) нейтринные "формфакторы" (диаграмма, рис. 1с).

2. Рассматриваемое  $\nu - \nu$  взаимодействие привело бы, очевидно, к тому, что наряду с обычными распадами с испусканием нейтрино и заряженного лептона возникли бы распады с испусканием дополнительной пары нейтрино - антинейтрино. Начнем с рассмотрения процесса

$$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (1)$$

Диаграмма процесса (1) представлена на рис. 1а.

Для спектра электронов от распада (1) в полюсном приближении получаем следующее выражение:

$$\left( \frac{dW}{dx} \right)_{\pi \rightarrow e 3\nu} = \frac{1}{2^7 \pi^5} G^2 F_{\nu_e \nu_e}^2 |f_{\pi}|^2 m_{\pi}^7 (x^2 - \Gamma^2)^{1/2} \quad (2)$$

$$(1 + \Gamma^2 - 2x) [(1 - 2x)x + \Gamma^2]$$

где  $G = 10^{-5} m_p^{-2}$  - константа слабого взаимодействия,  $|f_{\pi}| = 0.92 m_{\pi}$  - константа  $\pi$ -распада,  $\Gamma = \frac{m_e}{m_{\pi}}$ ,  $x = \frac{E}{m_{\pi}}$  ( $E$  - энергия электрона). Эффективный гамильтониан, описывающий  $\nu_e - \nu_e$  взаимодействие, выбран в виде

$$H_{\nu_e \nu_e} = F_{\nu_e \nu_e} (\bar{\nu}_e \gamma_{\alpha} \nu_e) (\bar{\nu}_e \gamma_{\alpha} \nu_e)$$

Пренебрегая массой электрона, для полной вероятности процесса (1) из выражения (2) находим

$$W_{\pi \rightarrow e 3\nu} = \frac{G^2 F_{\nu_e \nu_e}^2 |f_{\pi}|^2 m_{\pi}^7}{15 \cdot 2^{11} \pi^5} \quad (3)$$

Для сравнения приведем также известное выражение для вероятности распада  $\pi \rightarrow \ell + \nu$  ( $\ell$  - заряженный лептон):

$$W_{\pi \rightarrow \ell \nu} = \frac{G^2 |f_\pi|^2 m_\ell^2 m_\pi}{8\pi} \left(1 - \frac{m_\ell^2}{m_\pi^2}\right)^2. \quad (4)$$

Из (3) и (4) имеем

$$\frac{W_{\pi \rightarrow e \nu}}{W_{\pi \rightarrow e \nu}} = 0,2 F_{\nu_e \nu_e}^2 m_\pi^4. \quad (5)$$

Вследствие малости фазового объема даже при  $F_{\nu_e \nu_e} = \frac{1}{m_p^2} = 10^5 G$  вероятность распада (1) составляет  $\approx 10^{-4}$  от вероятности распада  $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ , несмотря на то, что этот последний распад сильно подавлен. Это означает, что  $\nu_e - \nu_e$  взаимодействие может быть обнаружено путем изучения процесса (1) лишь в случае, если эффективная константа  $F_{\nu_e \nu_e}$  значительно превосходит  $10^5 G$ .

Обсудим теперь кратко возможности исследования процесса (1) на опыте. В принципе единственным фоновым процессом является распад  $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \gamma$ , который так же, как и распад  $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ , сильно подавлен. В действительности, в любом эксперименте будет присутствовать фон, обусловленный электронами от  $\mu$ -распада, полное подавление которого - очень трудная задача. Только область  $\approx 10$  Мэв той части энергетического спектра электронов, которая расположена правее 53 Мэв, может быть свободна от этого фона. Вероятность испускания электронов, энергия которых лежит в этой области, составляет, однако,  $\approx 10\%$  от полной вероятности процесса (1). Если рассмотреть имеющиеся данные [1] по распаду  $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ , то можно заключить, что  $F_{\nu_e \nu_e} \leq 10^7 G$ .

Перейдем теперь к рассмотрению процессов (диаграмма рис. 1а)

$$K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (6)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \quad (7)$$

Спектр электронов от распада (6) дается выражением (2), в котором  $m_\pi$  и  $|f_\pi|$  следует заменить на  $m_K$  и  $|f_K| = 0,25 m_\pi$ . Спектр  $\mu$ -мезонов от распада (7) может быть получен из выражения (2), если величины  $m_\pi$ ,  $f_\pi$ ,  $m_e$  и  $F_{\nu_e \nu_e}$  заменить соответственно на  $m_K$ ,  $f_K$ ,  $m_\mu$  и  $F_{\nu_\mu \nu_\mu}$  ( $F_{\nu_\mu \nu_\mu}$  - константа, характеризующая  $\nu_\mu - \nu_\mu$  взаимодействие). Так как фазовый объем процесса (6) много больше, чем процесса (1),  $W_{K \rightarrow e \nu}$  существенно превосходит  $W_{\pi \rightarrow e \nu}$ . Из (3) и (4) получаем

$$\frac{W_{K \rightarrow e \nu}}{W_{K \rightarrow e \nu}} = 2,5 F_{\nu_e \nu_e}^2 m_K^4 \quad (8)$$

С помощью (2) можно также найти, что

$$\frac{W_{K \rightarrow \mu \nu}}{W_{K \rightarrow \mu \nu}} = 4,4 \cdot 10^{-5} F_{\nu_\mu \nu_\mu}^2 m_K^4$$

Вследствие того, что распад  $K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \gamma$  сильно подавлен, основной фон, возникающий при исследовании процесса (6), обусловлен электронами от распада  $K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^0$ . Этот фон может быть, однако, существенно уменьшен, особенно в области вблизи максимальной энергии электронов от  $K_{e3}^+$ -распада, путем детектирования  $\pi^0$ -мезонов.

Мы оценили верхнюю границу константы  $F_{\nu_e \nu_e}$ , используя результаты опыта [2] по исследованию распада  $K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ . При

этом рассматривалась область энергий электронов свыше 210 Мэв, в которой был значительно уменьшен фон от  $K_{e_3}^+$ -распада. Используя значение коэффициента подавления фона (в опыте  $^{1/2} \approx 50$ ), а также известный спектр электронов в  $K_{e_3}^+$ -распаде, можно оценить, какое число электронов от  $K_{e_3}^+$ -распада должно было наблюдаться на опыте. Если сравнить эту величину с числом электронов в интервале 210 Мэв - 240 Мэв, наблюдавшимся в эксперименте  $^{1/2}$ , то можно получить верхнее значение эффективной константы  $F_{\nu_e \nu_e}$ . Имеем:  $F_{\nu_e \nu_e} \leq 2 \cdot 10^6 G$ .

Наблюдение процесса (7) представляет собой задачу существенно более трудную вследствие большого фона, обусловленного реакцией  $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu} + \gamma$ . Ясно, однако, что измерение поляризации  $\mu$ -мезона могло бы помочь в поисках распада (7).

Распады  $\mu$ -мезонов, нуклонов и гиперонов менее интересны с точки зрения возможностей исследования  $\nu_e - \nu_e$  и  $\nu_{\mu} - \nu_{\mu}$  взаимодействий, чем рассматривавшиеся выше распады заряженных  $\pi$ - и  $K$ -мезонов. Отметим в заключение, что  $\nu_e - \nu_e$  взаимодействие привело бы к дополнительной диаграмме нового типа в матричном элементе обычного (с сохранением лептонного заряда) двойного  $\beta$ -распада.

3. Распады с испусканием дополнительной пары нейтрино-антинейтрино сильно подавлены малостью соответствующих фазовых объемов. Обратимся к рассмотрению процессов, вызываемых пучком нейтрино высокой энергии.

Если имеется достаточно сильное  $\nu_{\mu} - \nu_{\mu}$  взаимодействие (подчеркнем, что оно может быть совершенно отличным от  $\nu_e - \nu_e$  взаимодействия), то будут наблюдаться процессы (см. диаграмму рис. 1b)

$$\nu_{\mu} + \pi \rightarrow \mu^{-} + p + \nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu} \quad (9)$$

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{+} + n + \nu_{\mu} + \nu_{\mu} \quad (10)$$

и т.д.

Процессы типа (10) (в результате взаимодействия мюонных нейтрино высокой энергии с нуклонами возникают  $\mu$ -мезоны с "неправильным" знаком заряда) представляют наибольший интерес с экспериментальной точки зрения. Такие симулирующие нарушение лептонного заряда процессы проще всего идентифицируются на опыте в том случае, когда в конечном состоянии нет заряженных пионов.

Мы вычислили сечение процесса (10) при различных значениях энергии падающих нейтрино в интервале от 0,5 Гэв до 50 Гэв. При этом предполагалось, что  $\nu_{\mu} - \nu_{\mu}$  взаимодействие переносится векторной частицей; масса которой при численном счете полагалась равной 1 Гэв (гамильтониан взаимодействия  $H = i\sqrt{2} F_{\nu_{\mu}\nu_{\mu}} m_{\chi} \bar{\nu}_{\mu} \gamma_{\alpha} \nu_{\mu} X_{\alpha}$ ). Отметим, что эта модель была выбрана лишь как способ введения соответствующих формфакторов. При расчете использовались также формфакторы нуклонов, полученные из анализа данных по упругим нейтринным процессам <sup>/3/</sup>. Результаты расчета приведены в таблице. Во второй колонке таблицы приводятся значения сечения процесса  $\sigma$ , деленного на безразмерный параметр  $(m_p^2 F_{\nu_{\mu}\nu_{\mu}})^2$  для модели с векторной частицей.

Для сравнения мы приводим также в третьей колонке таблицы сечение процесса (10) в случае локального  $\nu_{\mu} - \nu_{\mu}$  взаимодействия.

Верхнее значение константы  $F_{\nu_{\mu}\nu_{\mu}}$  можно оценить из данных ЦЕРН'а по возможному несохранению лептонного заряда <sup>/4/</sup>. С учетом спектра падающего пучка нейтрино находим  $F_{\nu_{\mu}\nu_{\mu}} < 2 \cdot 10^6 \text{ Г}$ .

Из приведенной таблицы можно заключить, что исследование реакций типа (10) при высоких энергиях падающих нейтрино позволило бы исследовать вопрос о том, существует ли достаточно сильное  $\nu_{\mu} - \nu_{\mu}$  взаимо-



действие. Экспериментальные трудности, связанные с примесью антинейтрино в пучке нейтрино (в настоящее время <sup>/4/</sup> примесь  $\bar{\nu}_\mu$  в пучке  $\nu_\mu$  не превосходит 1%) будут существенно уменьшены, когда станут возможными опыты с практически моноэнергетическими пучками нейтрино. Очевидно, что все изложенное выше относится также и к более сложным опытам с электронным нейтрино высокой энергии, позволяющими исследовать  $\nu_e - \nu_e$  взаимодействие.

4. Сильное  $\nu_e - \nu_\mu$  ( $\nu - \nu$ ) взаимодействие привело бы к модификации амплитуды  $\nu_e - e$  ( $\nu_\mu - \mu$ ) рассеяния (см. диаграмму рис. 1с). Если бы существовало также достаточно сильное  $\nu_e - \nu_\mu$  взаимодействие, то сечение  $\nu_\mu - e$  рассеяния могло бы оказаться существенно большим, чем сечение, вычисленное на основе обычной V-A теории <sup>/5/</sup>. Взаимодействие между электронным и мюонным нейтрино привело бы к возникновению процессов типа  $\nu_\mu + p \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ , симулирующих нарушение мюонного заряда. Величины, приведенные в таблице, относятся в области высоких энергий также и к сечению этого процесса. Используя данные опытов <sup>/6/</sup> по исследованию возможного нарушения мюонного заряда, получаем, что  $G_{\nu_e \nu_\mu} < 10^6 G$ . Отметим, что эта граница ниже верхней границы для константы  $G_{\nu_e \nu_\mu}$ , которая может быть получена из анализа спектра электронов в  $\mu$ -распаде. Если имеет место  $\nu_e - \nu_\mu$  взаимодействие, становится возможным также процесс  $\nu_\mu + p \rightarrow e^+ + n + \nu_\mu + \nu_e$ . Исследование этого процесса на опыте может быть существенно облегчено малостью фона, происходящего от примеси  $\bar{\nu}_e$  в пучке  $\nu_\mu$ .

В заключение мы хотели бы сделать следующие замечания:

а) сильное взаимодействие между нейтрино привело бы в случае чисто лептонных процессов к параметрам обрезания, много меньшим так называемого унитарного предела;

б) сильное  $\nu - \nu$  взаимодействие имело бы важные астрофизические и космологические следствия;

в) взаимодействие между нейтрино – единственное неслабое взаимодействие нейтрино, которое не исключается существующими экспериментальными данными; предположение о сильном взаимодействии нейтрино с адронами и заряженными лептонами не совместимо с данными опыта.

Выражаем глубокую благодарность Л.Б. Окуню и В.В. Анисовичу за полезные обсуждения рассматривавшихся здесь вопросов и Г.В. Мицельмахеру за помощь в расчетах.

Таблица  
Сечения реакции  $\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{+} + n + \nu_{\mu} + \nu_{\mu}$

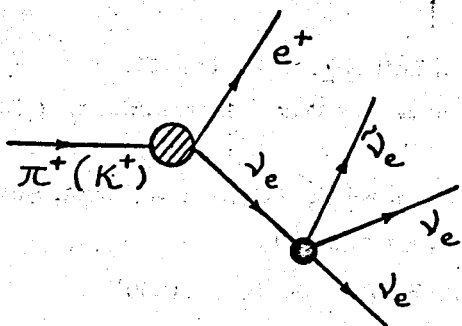
Энергия нейтрино в лаб. сист. (Гэв)	$\sigma / (m_p^2 F)^2$ (в единицах $10^{-40} \text{ см}^2$ )	$\sigma_{\text{лок.}} / (m_p^2 F)^2$ (в единицах $10^{-40} \text{ см}^2$ )
0,5	$5,9 \cdot 10^{-6}$	$6,7 \cdot 10^{-6}$
1	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$
2	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$
3	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$7,8 \cdot 10^{-3}$
5	$9,0 \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$
10	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$
20	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$6,1 \cdot 10^{-1}$
50	$1,5 \cdot 10^{-1}$	3,8

Во втором столбце приведено сечение процесса  $\sigma$  для случая, когда  $\nu_{\mu} - \bar{\nu}_{\mu}$  взаимодействие переносится векторной частицей с массой  $m_x = 1$  Гэв (гамильтониан взаимодействия  $H = i\sqrt{2}F m_x \bar{\nu} \gamma_{\alpha} \nu X_{\alpha}$ ). В третьем столбце приведено сечение  $\sigma_{\text{лок}}$  для локального  $\nu_{\mu} - \bar{\nu}_{\mu}$  взаимодействия с эффективной константой  $F$ .

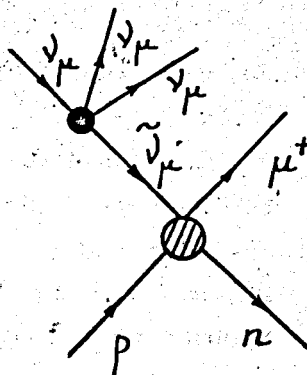
Л и т е р а т у р а

1. H.L. Anderson, T. Fujii, R.H. Miller, L. Tau. Phys. Rev., 119, 2050 (1960).
2. D.R. Botterill et al. Phys. Rev. Lett., 19, 982 (1967).
3. D.H. Perkins. Topical Conference on Weak Interactions, CERN, 69-7, p.1 (1969).
4. K. Borer, B. Hahn, H. Hofer, H. Kaspar, F. Krienen, P.G. Seiler. Neutrino Meeting. CERN 69-7, p.47 (1969).
5. Я.Б. Зельдович, А.М. Переломов. ЖЭТФ; 39, 1115 (1960);  
J. Bernstein, T. Lee. Phys.Rev.Lett., 11, 512 (1963).
6. J.L. Bienlein et al. Phys. Lett., 13, 80 (1964).

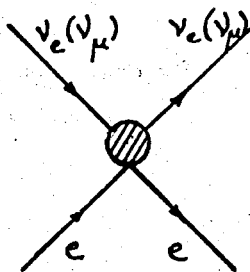
Рукопись поступила в издательский отдел  
8 апреля 1970 года.



a



b



c

Рис.1