

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

539.123

**НЕКОТОРЫЕ НОВЫЕ ПОСТАНОВКИ ОПЫТОВ  
В ОБЛАСТИ НЕЙТРИННОЙ ФИЗИКИ \*)****Б. Понтекерво**

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	3
2. Какова природа «диагональных» процессов? . . . . .	3
3. Другие источники нейтрино? . . . . .	4
4. Сохраняется ли лептонный заряд? Действительно ли масса нейтрино равна нулю? . . . . .	5
5. Взаимодействует ли нейтрино с нейтрино? . . . . .	10
Цитированная литература . . . . .	13

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Теория двухкомпонентного нейтрино более чем удовлетворительна. В худшем случае она представляет собой удивительно хорошее приближение к действительности. Однако небезынтересно обсуждение некоторых новых постановок нейтринных опытов, предназначенных для проверки, обладают ли нейтрино целиком теми свойствами, которые в настоящее время являются общепризнанными. Я коснусь отдельных проблем, которые по традиции мало обсуждаются на совещаниях по физике высоких энергий, в порядке увеличения степени отдаленности. Оказывается, что на вопросы, в принципе, можно ответить, выполняя не слишком «фантастические» опыты.

## 2. КАКОВА ПРИРОДА «ДИАГОНАЛЬНЫХ» ПРОЦЕССОВ?

Недавно Гелл-Манн, Гольдбергер, Кроль и Лоу<sup>1</sup> выдвинули идею о том, что «диагональные» и «недиагональные» члены гамильтониана слабых взаимодействий никак не связаны и могут иметь совершенно разную природу. В то время как «недиагональные» слабые процессы довольно хорошо изучены, информация о «диагональных» членах гамильтониана слабых взаимодействий довольно скудна. Она относится, во-первых, к нуклонной части гамильтониана и базируется на опытах по исследованию эффектов несохранения четности в ядерных переходах<sup>2</sup>. Во-вторых, некоторая информация о члене гамильтониана  $(\bar{e}v_e)(\bar{\nu}_e e)$  была получена из опытов с нейтрино высоких энергий; для эффективной константы взаимодействия  $G_{\nu_e}$  найдено<sup>3</sup>, что  $G_{\nu_e}^2 < 40G^2$ , где  $G = 10^{-5}/M_p^2$  — константа

\*) Доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, август 1970 г.

Ферми. В-третьих, как было замечено более 10 лет назад на Киевской конференции по физике высоких энергий <sup>4</sup>, предсказанное универсальной теорией существование процесса  $\nu - e$ -рассеяния приводит к важным астрофизическим следствиям, анализ которых позволяет, в принципе, проверить предсказание <sup>5</sup>. Теоретические исследования астрофизических данных <sup>6</sup> указывают на то, что  $G_{\nu_e}^2 = 10^{0 \pm 2} G^2$ . В-четвертых, в настоящее время производятся <sup>7</sup> и планируются <sup>8</sup> эксперименты по изучению реакций  $\bar{\nu}_e + e \rightarrow \bar{\nu}_e + e$  с использованием в качестве источника  $\bar{\nu}_e$  мощного уранового реактора. Полученные Райнсом и Герром <sup>7</sup> результаты дают  $G_{\nu_e}^2 < 4G^2$ .

Здесь хотелось бы подчеркнуть принципиальную возможность исследования спектра электронов отдачи от  $\bar{\nu}_e - e$ -рассеяния. Дело в том, что опыт по измерению такого спектра ненамного труднее опыта по обнаружению самого процесса  $\bar{\nu}_e - e$ -рассеяния, а получающиеся сведения богаты. В работе Бардина, Биленького, Понтекорво <sup>9</sup> процесс  $\bar{\nu} - e$ -рассеяния обсуждался при самых различных предположениях о взаимодействии нейтрино с электронами. Мы рассмотрели следующие возможности:

1. Процесс рассеяния  $\bar{\nu}_e$  на электронах обуславливается четырехфермионным слабым взаимодействием ( $V - A$ ,  $V(A)$ ,  $S(P)$ ).

2. Процесс  $\bar{\nu}_e - e$ -рассеяния обуславливается «аномальным» электромагнитным взаимодействием нейтрино, т. е. аномальным электромагнитным радиусом или аномальным магнитным моментом.

Спектры электронов отдачи в процессе  $\bar{\nu}_e + e \rightarrow \bar{\nu}_e + e$  были вычислены для известного спектра <sup>10</sup> налетающих  $\bar{\nu}_e$  от уранового реактора. Мы показали, что измерение спектра электронов отдачи в этих реальных с экспериментальной точки зрения условиях позволило бы сделать важные заключения о характере «диагонального»  $(\bar{\nu}_e e)(\bar{\nu}_e e)$ -взаимодействия. Спектры в работе <sup>9</sup> представлены для пяти случаев ( $V - A$ ,  $V$ ,  $S$ , электромагнитный радиус, магнитный момент) в виде таблицы в области энергий электронов отдачи от 1 до  $\sim 7$  Мэв. Здесь достаточно упомянуть, что спектр электронов отдачи падает с ростом энергии значительно быстрее в случае  $V - A$ -варианта, чем для других вариантов четырехфермионного взаимодействия: даже сравнительно грубое измерение спектра электронов отдачи в процессе  $\bar{\nu}_e + e \rightarrow \bar{\nu}_e + e$  с антинейтрино от реактора позволило бы отличить  $V - A$ -вариант от остальных вариантов взаимодействия.

Что же касается аномального электромагнитного взаимодействия нейтрино, то расчеты, также проведенные для спектра налетающих антинейтрино от реактора, показывают, что спектры электронов отдачи в этом процессе существенно более мягкие в том случае, когда взаимодействие обусловлено магнитным моментом антинейтрино, чем в случае, когда рассеяние обусловлено электромагнитным радиусом. Необходимость постановки опытов по измерению спектра электронов отдачи в процессе  $\bar{\nu}_e - e$ -рассеяния с антинейтрино от реактора очевидна.

### 3. ДРУГИЕ ИСТОЧНИКИ НЕЙТРИНО?

Во всех постановках опытов по нейтринной физике при высоких энергиях предполагается, что единственными источниками нейтрино являются пионы и каоны. Соответственно все нейтринные опыты при высоких энергиях экспериментаторы выполняют, давая возможность пионам и каонам распасться на лету. Законно задать вопрос, имеются ли другие

источники нейтрино? Мне кажется, что в порядке поискового опыта (Стэнфорд, Серпухов, Батавия) следует поставить эксперимент по регистрации нейтрино с помощью классического детектора нейтрино высоких энергий, не давая пионам и каонам возможности распадаться на лету. Это означает, что протонный или фотонный (электронный) пучок должен падать прямо на защиту, за которой и находится нейтринный детектор. Для иллюстрации можно обосновать такие постановки опытов в терминах поисков промежуточного мезона или поисков тяжелых лептонов, которые, распадаясь «сразу», рождают нейтрино. Как мне стало известно, такое предложение было сделано также Шварцом. Конечно, в этих случаях интенсивность будет маловата, но зато нейтрино должны быть приблизительно в равных количествах электронными и мюонными (в отличие от нейтрино пионной природы) или вообще принадлежать другому сорту. Кстати, малость интенсивности образования нейтрино, ожидаемой в предложенном опыте, будет частично скомпенсирована значительно лучшей эффективностью регистрации, связанной с меньшим расстоянием от источника до детектора  $\nu$ .

Постановка таких опытов имеет феноменологический интерес независимо от обоснования, которое можно придумать для них.

Я не буду подробно обсуждать возможный фон в этих опытах. Достаточно сказать, что он возникает от распадающихся на лету «против нашей воли» пионов и каонов, причем, очевидно, длина, имеющаяся для их распада, приблизительно равна типичной адронной длине (несколько см в тяжелых плотных веществах)\*).

#### 4. СОХРАНЯЕТСЯ ЛИ ЛЕПТОННЫЙ ЗАРЯД? ДЕЙСТВИТЕЛЬНО ЛИ МАССА НЕЙТРИНО РАВНА НУЛЮ?

Вопрос о возможности несохранения лептонного заряда (или лептонных зарядов) очень актуальный. Я расскажу о направлении, которое развивалось в Советском Союзе в последние годы по этому вопросу и не обсуждалось на конференциях по физике высоких энергий.

Во всех опытах, имеющих отношение к вопросу о возможном несохранении лептонного заряда, были проведены поиски вероятности или сечения некоторого процесса ( $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ,  $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$ , двойной  $\beta$ -распад . . .), т. е. измерялся квадрат амплитуды искомого процесса.

Еще до того, как Дэвисом, Хармером и Гофманом был поставлен первый опыт по наблюдению солнечных нейтрино<sup>11</sup> на детекторе реакций  $\nu_e + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37} + e^-$ <sup>12</sup>, я обратил внимание<sup>13</sup> на то, что: 1) проблему возможного несохранения лептонного заряда можно исследовать на новом уровне чувствительности методами нейтринной астрономии Солнца и 2) такая проблема имеет первостепенную важность для астрофизической интерпретации первых наблюдений солнечных нейтрино.

Чувствительность метода связана с большими расстояниями, присутствующими в солнечной системе, и основана на возможности измерения амплитуды процесса, а не квадрата амплитуды. Как всем известно, именно подобное обстоятельство приводило к чудесным возможностям при исследовании нейтральных каонов. Несохраниение лептонного заряда приводит к возможности осцилляций в вакууме между различными нейтринными состояниями. Поскольку часть нейтринных состояний ненаблюдаема (например, малоэнергичные  $\nu_\mu$ ) и, кроме того, осцилляции, вообще говоря, усредняются, то несохранение лептонного заряда при некоторых довольно

\*) По любезному сообщению Ю. Д. Прокошкина (декабрь 1970 г.) постановка опыта такого типа уже осуществляется на SLAC группой Шварца.

общих условиях, о которых будет идти речь ниже, приводит к следующему эффекту: интенсивность солнечных нейтрино, измеряемая на поверхности Земли, будет в два раза меньше, чем интенсивность, ожидаемая при точном сохранении лептонного заряда. Но как оценить с достаточной точностью абсолютное значение этой последней интенсивности? Наше знание Солнца недостаточно для того, чтобы предсказать с точностью лучше, чем фактор 2, число событий, вызванных солнечными нейтрино<sup>14</sup> (кроме того случая, когда события вызваны солнечными нейтрино, образованными в термоядерных реакциях  $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ ,  $e^- + p + p \rightarrow d + \nu_e$ , но как раз эти нейтрино имеют малую энергию и поэтому трудно детектируются). Итак, абсолютное определение на поверхности Земли интенсивности событий, вызванных солнечными нейтрино, пока не дает возможности сделать важное заключение по интересующему нас вопросу физики элементарных частиц. Но это — пока. В будущем астрономические измерения дадут метод изучения вопроса о сохранении лептонного заряда несравнимо более чувствительный, чем классические методы физики элементарных частиц.

В первом астрономическом опыте пока наблюдать солнечные нейтрино не удалось. При этом было найдено<sup>11</sup>, что число событий реакции  $\nu_e + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37} + e^-$ , вызванных нейтрино, по крайней мере в два раза меньше, чем ожидаемое<sup>14</sup>. Конечно, я не думаю, что расхождение реально и обусловлено эффектом, о котором рассказано выше, но просто хотелось еще раз обратить внимание на то, что сегодня нельзя сделать очень важного заключения по физике элементарных частиц просто вследствие недостатка знаний о строении самой знакомой звезды — Солнца.

Описание переходов в вакууме между различными состояниями представляет самостоятельный интерес для физики элементарных частиц.

В работе<sup>13</sup>, а также в неопубликованной работе И. Кобзарева и Л. Окуня обсуждались возможные осцилляции ( $\nu_e \rightleftharpoons \tilde{\nu}_e$ ), ( $\nu_\mu \rightleftharpoons \tilde{\nu}_\mu$ ), ( $\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu$ ). Как показано в работе В. Грибова и Б. Понтекорво<sup>15</sup>, первые два типа осцилляций не должны рассматриваться, если требовать, чтобы в природе имелись только четыре нейтринных состояния. Для этого случая в работе<sup>15</sup> и обсуждались условия, при которых осцилляции имеют место. Будем считать, согласно В. Грибову, что в нулевом приближении ( $V - A$ -теория) имеются четыре нейтринных состояния с нулевыми массами, описываемые двумя двухкомпонентными спинорами  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ . В этом приближении удобно говорить о двух строго сохраняющихся лептонных зарядах, электронном и мюонном. Несохранение зарядов приводит к реальным или виртуальным переходам между нейтринными состояниями. Все возможные переходы можно описать с помощью лагранжиана взаимодействия

$$L_{int} = m_{e\tilde{e}} \bar{\nu}'_e \nu_e + m_{\mu\tilde{\mu}} \bar{\nu}'_\mu \nu_\mu + m_{e\tilde{\mu}} \bar{\nu}'_\mu \nu_e + \text{э. с.},$$

где  $\nu' = \bar{\nu}C$  — зарядово-сопряженный спинор. Мы обозначили зарядово-сопряженный спинор  $\nu'$  вместо  $\tilde{\nu}$ , чтобы не путать с  $\bar{\nu}$ .

Ниже мы для простоты считаем  $m_{e\tilde{e}}$ ,  $m_{\mu\tilde{\mu}}$ , и  $m_{e\tilde{\mu}}$  вещественными, т. е. предполагаем сохранение  $CP$ . В общем случае рассмотрение становится несколько более громоздким, и мы на нем не будем останавливаться. Взаимодействие легко диагонализировать. Диагональными состояниями являются состояния

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= (\nu_e + \nu'_e) \cos \xi + (\nu_\mu + \nu'_\mu) \sin \xi, \\ \varphi_2 &= (\nu_e + \nu'_e) \sin \xi - (\nu_\mu + \nu'_\mu) \cos \xi, \end{aligned}$$

где  $\operatorname{tg} 2\xi = \frac{2m_{e\mu}^-}{m_{ee}^- - m_{\mu\mu}^-}$ . Эти состояния соответствуют двум майорановским нейтрино с массами  $m_1$  и  $m_2$  (всего четыре состояния, с учетом направления спина):

$$m_{1,2} = \frac{1}{2} [m_{ee}^- + m_{\mu\mu}^- \pm \sqrt{(m_{ee}^- - m_{\mu\mu}^-)^2 + 4m_{e\mu}^2}].$$

(Если  $m_2 < 0$ , то реальным состоянием с положительной массой  $m_2$  является  $\varphi_2' = \gamma_5 \varphi_2$ .) Двухкомпонентные спиноры  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  при этом уже не описывают безмассовые частицы и должны быть выражены через четырехкомпонентные майорановские спиноры  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ :

$$\begin{aligned} \nu_e &= \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) [\varphi_1 \cos \xi + \varphi_2 \sin \xi], \\ \nu_\mu &= \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) [\varphi_1 \sin \xi - \varphi_2 \cos \xi]. \end{aligned}$$

Лептонный ток при этом можно записать обычным образом:

$$J_\alpha = \bar{e} \gamma_\alpha \nu_e + \bar{\mu} \gamma_\alpha \nu_\mu.$$

Различие масс майорановских нейтрино  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  приводит к осцилляциям  $\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu$ ,  $\nu_e' \rightleftharpoons \nu_\mu'$  (при обычных обозначениях  $\tilde{\nu}_e \rightleftharpoons \tilde{\nu}_\mu$ ). Если в момент времени  $t=0$  родилось электронное нейтрино, то вероятность его наблюдения в момент времени  $t$  имеет вид

$$|\nu_e(t)|^2 = |\nu_e(0)|^2 \left\{ \frac{m_1^2 + 2m_{e\mu}^2}{m_1^2 + 4m_{e\mu}^2} + \frac{2m_{e\mu}^2}{m_1^2 + 4m_{e\mu}^2} \cos 2\Delta t \right\}, \quad (1)$$

где  $m_- = m_{ee}^- - m_{\mu\mu}^-$ ,  $\Delta = \frac{1}{2p} (m_1^2 - m_2^2) = (m_{ee}^- + m_{\mu\mu}^-) \sqrt{m_-^2 + 4m_{e\mu}^2} / 2p$  и  $p$  — импульс нейтрино.

Подчеркнем, что осцилляции имеют место только, если  $m_{e\mu}^-$  и по крайней мере одна из величин  $m_{ee}^-$  или  $m_{\mu\mu}^-$  не равны нулю. Физически это означает, что для существования осцилляции требуется, чтобы вероятность распада  $\mu \rightarrow e + \gamma$  не равнялась нулю и чтобы по крайней мере одно из сечений процессов  $\tilde{\nu}_e + n \rightarrow e^- + p$ ,  $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$  не равнялось нулю.

Если осцилляции отсутствуют, то имеются следующие две возможности. Если  $m_{e\mu}^- = 0$ , то  $\xi = 0$ , и мы имеем два майорановских нейтрино (без осцилляций). Если  $m_{ee}^- = m_{\mu\mu}^- = 0$ , а  $m_{e\mu}^- \neq 0$ , то естественно приписать  $e^-$  и  $\mu^-$  противоположный лептонный заряд<sup>16</sup> (только один) и рассматривать (вместо вырожденных состояний  $\varphi_1$  и  $\varphi_2' = \gamma_5 \varphi_2$  с массой  $m = m_{e\mu}^-$ ) состояния с определенным лептонным зарядом  $\psi = \nu_e + \nu_\mu'$ ,  $\psi' = \nu_e' + \nu_\mu$  (теория четырехкомпонентного нейтрино с несохранением четности<sup>17</sup>). Если  $m_{e\mu}^-$  и одна из величин  $m_{\mu\mu}^-$  или  $m_{ee}^-$  не равны нулю, т. е. если существуют осцилляции, то особенно привлекательным является случай, когда  $m_{ee}^-$ ,  $m_{\mu\mu}^- \ll m_{e\mu}^-$ . В этом случае

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 &\approx \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi + \psi'), \\ \xi &\approx \frac{\pi}{4}, \\ \varphi_2 &\approx \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi - \psi'). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Характер осцилляций в этом случае полностью аналогичен осцилляциям  $K^0 \rightleftharpoons \tilde{K}^0$ , при этом  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  аналогичны  $K_1^0$  и  $K_2^0$ . Согласно выражению (1), глубина осцилляций в этом случае максимальна. Два спиновых состояния  $\nu_{\text{лев}}$  и  $\nu_{\text{прав}}$  приближенно совпадают с наблюдаемыми «феноменологическими» состояниями  $\nu_e$  и  $\nu'_\mu$  (или  $\tilde{\nu}_\mu$ ). Аналогично  $\tilde{\nu}_{\text{лев}} \approx \nu_\mu$  и  $\tilde{\nu}_{\text{прав}} \approx \nu'_e \approx \nu_e$ . Столь же простая картина осцилляций, аналогичная осцилляциям нейтральных  $K$ -мезонов, имеет место, если  $m_{e\bar{e}}^-$  и  $m_{\mu\bar{\mu}}^-$  не обязательно малы по сравнению с  $m_{e\bar{\mu}}^-$ , но имеет место  $\mu - e$ -симметрия, т. е.  $m_{e\bar{e}}^- = m_{\mu\bar{\mu}}^-$ . В этом случае  $\xi = \frac{4}{\pi}$  и соотношения (2) являются точными.

В работе <sup>13</sup>, а также в неопубликованной работе Кобзарева и Окуня обсуждалась, в основном, возможность того, что нейтринные осцилляции обусловлены так называемым миллислабым взаимодействием, которое, кроме  $PC$ , нарушало бы и лептонный заряд. Здесь будет упомянута и другая точка зрения, согласно которой осцилляции могли бы быть вызваны сверхслабым взаимодействием первого порядка, изменяющим лептонный заряд на две единицы <sup>18</sup>. Это взаимодействие напоминает сверхслабое взаимодействие Вольфенштейна <sup>19</sup>, изменяющее странность на две единицы, и могло бы быть тесно связано с ним. Некоторые размышления о возможных значениях длины осцилляций  $1/\Delta$  можно найти в <sup>13</sup>, а также в <sup>20</sup>. Но, к сожалению, ничего определенного нельзя сказать о значениях  $m_{e\bar{e}}^-$ ,  $m_{\mu\bar{\mu}}^-$ ,  $m_{e\bar{\mu}}^-$ , (и, следовательно, о длине осцилляций  $1/\Delta$ ), даже если они были бы связаны с определенным (миллислабым, сверхслабым) взаимодействием, так как неизвестен параметр обрезания: сведения о длине осцилляций и отсюда о значениях масс  $m$  можно получить, только регистрируя нейтрино от Солнца (см. далее).

Возвращаясь к нейтринной астрофизике, рассмотрим здесь только простые случаи, когда осцилляции подобны осцилляциям  $K^0 \rightleftharpoons \tilde{K}^0$ , скажем, когда  $m_{e\bar{e}}^- = m_{\mu\bar{\mu}}^-$ .

В таком случае интенсивность наблюдаемых нейтрино с импульсом  $p$  на расстоянии  $R$  от их источника будет просто

$$I(R, p) = \frac{1}{2} I_0(R, p) \left( 1 + \cos \frac{4m_{e\bar{e}}^- m_{e\bar{\mu}}^- R}{p} \right), \quad (3)$$

где  $I_0$  — интенсивность, которая наблюдалась бы в случае сохранения лептонного заряда (точнее, в случае, когда  $m_{e\bar{e}}^- m_{e\bar{\mu}}^- = 0$ ). Уже было сказано об основном эффекте, связанном с отличным от нуля значением  $m_{e\bar{e}}^- m_{e\bar{\mu}}^-$ , а именно, об уменьшении вдвое (по сравнению с ожидаемой) интенсивности вызванных нейтрино событий. Этот эффект обусловлен усреднением осцилляций. И. Я. Померанчук упоминал о возможности регистрации на поверхности Земли временных вариаций интенсивности солнечных нейтрино, при этом вариации связаны с изменением расстояния от Земли до Солнца. Это предложение вряд ли может быть осуществлено, так как вследствие малости относительного изменения этого расстояния ( $\Delta R/R \approx 0,04$ ) потребовались бы или нейтринные детекторы с фантастическим разрешением по энергии, или крайне точные измерения нейтринной интенсивности.

Как замечено в <sup>15</sup>, использование детектора моноэнергетических нейтрино могло бы, в принципе, привести к уменьшению наблюдаемой нейтринной интенсивности по отношению к «рассчитанной» даже больше чем вдвое. В работе Бакала и Фраучи <sup>20</sup> обсуждался вопрос о детектировании линии солнечных нейтрино от реакций  $e^- + p + p \rightarrow d + \nu_e$ , при

этом важно то, что вычисление  $I_0$  достаточно надежно для обнаружения возможных расхождений  $I_0$  с абсолютно измеряемой интенсивностью  $I$ .

Но при каких условиях все-таки можно наблюдать осциллирующий член уравнения (3), проводя относительные измерения? Ясно, что осцилляции не имеют места, когда  $m_{e\bar{e}}m_{e\bar{\mu}} = 0$ , и что осциллирующий член не может быть наблюден, когда  $m_{e\bar{e}}m_{e\bar{\mu}}$  так велико (т. е. когда длина осцилляций  $\sim p/m_{e\bar{e}}m_{e\bar{\mu}}$  для нейтрино любого существенного импульса так мала), что источник нейтрино (область Солнца, которая эффективно рождает нейтрино) не может рассматриваться как точечный. Где-то между этими пределами можно попытаться наблюдать осцилляции: для значений  $m_{e\bar{e}}m_{e\bar{\mu}}$  «некомфортабельно малых» ( $I/I_0 \rightarrow 1$ ) следует регистрировать «мягкие» солнечные нейтрино, а для значений  $m_{e\bar{e}}m_{e\bar{\mu}}$  «некомфортабельно высоких» ( $I/I_0 \rightarrow \frac{1}{2}$ ) следует регистрировать относительно «жесткие» солнечные нейтрино.

Здесь хотелось бы упомянуть новую (правда, отдаленную) возможность наблюдения *относительного* эффекта, связанного с осциллирующим членом: измерение спектра солнечных нейтрино в области высоких энергий с помощью электронных методов регистрации нейтринных событий. Можно показать, что при благоприятных значениях  $m_{e\bar{e}}m_{e\bar{\mu}}$  связанное с осцилляциями изменение спектра наблюдаемых нейтрино от Солнца по отношению к известному спектру нейтрино от распада  $B^8$  могло бы быть наблюдаемым \*).

Вообще детектора нейтрино, основанного на электронных методах регистрации частиц и подходящего для нейтринной астрономии, пока не существует, но, как предложено в <sup>21</sup>, он мог бы быть создан в будущем путем дальнейшей разработки жидкостных счетчиков.

Каковы же желаемые свойства такого детектора солнечных нейтрино?

1. Установка должна регистрировать электроны от процесса  $\nu_e - e$ -рассеяния или электроны от обратного  $\beta$ -процесса с энергией порядка  $Mэв$ .
2. Чувствительная часть детектора должна весить не менее 10 тонн.
3. Установка должна давать сведения о направлении прихода регистрируемых нейтрино.
4. Установка должна дать некоторые сведения об энергетическом спектре электронов, рождаемых нейтрино.
5. Желательно, чтобы установка достаточно сильно отличала электроны «нейтринной природы» от фоновых электронов.
6. Желательно создать бесфильмовый прибор, который «всегда готов».

Представляется, что этим требованиям в значительной степени может удовлетворять большая жидкостная камера, построенная, например, по принципу счетчика Долгошеина <sup>22</sup> (нового жидкостного счетчика). Кстати, большая жидкостная камера, вероятно, подходит и для регистрации антинейтрино от реактора.

Теперь я хотел бы уточнить утверждение о том, что наблюдения с помощью солнечных нейтрино несравнимо более чувствительны, чем другие методы для изучения вопросов, является ли (средняя) масса нейтрино конечной и нарушается ли лептонный заряд. Мы можем выразить чувствительность данного метода (исследование  $\beta$  спектра трития, двойного  $\beta$ -распада, солнечных нейтрино. . .) в терминах (средней) нейтринной массы или в терминах верхнего предела для такой массы, которую данный метод способен найти. Согласно формуле (1), при наблюдениях солнеч-

\*) Такое же предложение обсуждается также Д. Кочаровым и Б. Фербергом, Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР, № 299, октябрь 1970 г.

ных нейтрино можно обнаружить абсолютные или относительные эффекты, связанные с осцилляциями, если, скажем,

$$\frac{m_{ee} + m_{\mu\bar{\mu}}}{p} \sqrt{(m_{ee} - m_{\mu\bar{\mu}})^2 + 4m_{e\mu}^2} R \gtrsim 1$$

или, сделав упрощающее предположение о  $\mu$ - $e$ -симметрии (которое не изменяет основного вывода), если

$$4m_{ee}m_{e\mu} \frac{R}{p} \gtrsim 1.$$

Для солнечных нейтрино с энергией  $\sim 10$  Мэв, например, эффекты, связанные с осцилляциями, будут наблюдаться на поверхности Земли ( $R \sim 1,5 \cdot 10^{13}$  см), если

$$m_{ee}m_{e\mu} \gtrsim 10^{-12} (\text{эв})^2.$$

Полезно напомнить, что массы  $m_1$  и  $m_2$  двух нейтрино Майорана,  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , в нашем случае даются выражениями

$$m_1 = m_{ee} + m_{e\mu}, \quad m_2 = |m_{ee} - m_{e\mu}|$$

и что масса «феноменологических» частиц  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  определяется как  $(m_1 + m_2)/2$ . Можно видеть, что чувствительность астрономического метода лучше на семь порядков величины, чем чувствительность классического метода \*) исследования  $\beta$ -спектра  $\text{H}^3$ , способного давать верхний предел для массы  $\nu_e \approx 10$  эв.

## 5. ВЗАИМОДЕЙСТВУЕТ ЛИ НЕЙТРИНО С НЕЙТРИНО?

Обычно считается, что единственным взаимодействием нейтрино является классическое слабое взаимодействие. Возникает, однако, вопрос, не имеется ли у нейтрино каких-либо других взаимодействий. В работе Бардина, Биленького и Понтекорво<sup>23</sup> рассмотрен вопрос о  $\nu$ - $\nu$ -взаимодействии. Ясно, что имеется  $\nu$ - $\nu$ -взаимодействие, возникающее во втором порядке теории возмущений по константе слабого взаимодействия  $G$ . Мы рассмотрели новое гипотетическое  $\nu$ - $\nu$ -взаимодействие. К нашему удивлению, оказалось, что существующим экспериментальным данным не противоречит наличие даже совсем сильного  $\nu$ - $\nu$ -взаимодействия. Мы обсудили также такие процессы, исследование которых на опыте позволило бы получить информацию о взаимодействии между нейтрино. После того, когда наша работа была завершена, нам стало известно, что еще в 1964 г. в работе Э. Беяницкой-Бируля обсуждался вопрос о взаимодействии между нейтрино<sup>24</sup> и были сделаны некоторые выводы и предложения, аналогичные нашим.

Если между нейтрино имеется достаточно сильное взаимодействие, то очевидно, что оно проявится во всех процессах с участием нейтрино.

Были рассмотрены возникающие в этом случае:

- а) новые распады (см., например, диаграмму — рисунок а);
- б) новые процессы на пучке нейтрино высокой энергии (см., например, диаграмму — рисунок б);
- в) нейтринные «формфакторы» (диаграмма — рисунок в).

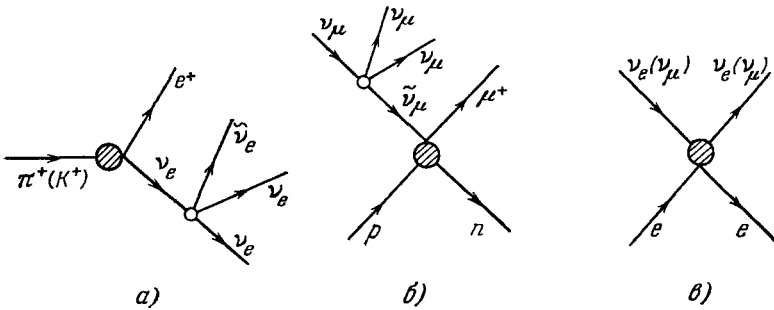
Рассматриваемое  $\nu$ - $\nu$ -взаимодействие привело бы, очевидно, к тому, что наряду с обычными распадами с испусканием нейтрино и заряженного лептона возникли бы распады с испусканием дополнительной пары нейтрино — антинейтрино. Подробно были рассмотрены процессы  $\pi^+ \rightarrow e^+ +$

\*) Космологический метод, предложенный С. Герштейном и Я. Зельдовичем (Письма ЖЭТФ 4, 120 (1966)), также уступает в чувствительности методам нейтринной астрономии Солнца.



$+ \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e, K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e$ ; при этом эффективный гамильтониан, описывающий  $\nu_e - \nu_e$ -взаимодействие, для конкретности выбран в виде  $H_{\nu_e \nu_e} = F_{\nu_e \nu_e} (\bar{\nu}_e \gamma_\alpha \nu_e) (\bar{\nu}_e \gamma_\alpha \nu_e)$ .

Спектр электронов в этих распадах выражается, естественно, через  $F_{\nu_e \nu_e}$  и другие известные константы (константа слабого взаимодействия  $G = 10^{-5}/M p^2$ , константа  $\pi$ -распада  $|f_\pi| = 0,92 m_\pi$  или константа  $K$ -распада  $|f_K| = 0,25 m_\pi$ , масса электрона и масса пиона или каона). Поэтому



для того чтобы получить верхний предел константы  $F_{\nu_e \nu_e}$ , необходимо изучить спектр позитронов в  $\pi^+$ - и  $K^+$ -распадах. Максимальное число электронов от  $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e$ - и  $K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e$ -распадов в подходящем энергетическом интервале можно найти из анализа фона в опытах по исследованию  $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ -<sup>25</sup> и  $K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ -<sup>26</sup> распадов. Анализ распадов пионов и каонов дает соответственно  $F_{\nu_e \nu_e} \leq 10^7 G$  и  $F_{\nu_e \nu_e} \leq 2 \cdot 10^6 G$ . Это удивительно большая величина, но дальнейшие поиски  $K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e$ -распада с целью улучшения верхнего предела  $F_{\nu_e \nu_e}$  вполне возможны. Наблюдения процесса  $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$  с целью получения сведений о  $F_{\nu_\mu \nu_\mu}$  представляет собой задачу, даже более трудную \*) вследствие большого фона, обусловленного реакцией  $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \gamma$  (распады  $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \gamma$  и  $K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \gamma$  очень сильно подавлены по той же причине, по которой подавлены и распады  $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$  и  $K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ ).

Распады  $\mu$ -мезонов, нуклонов и гиперонов менее интересны с точки зрения возможностей исследования  $\nu_e - \nu_e$ - и  $\nu_\mu - \nu_\mu$ -взаимодействий, чем рассмотренные 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.

Распады с испусканием дополнительной пары нейтрино — антинейтрино сильно подавлены малостью соответствующих фазовых объемов. Поэтому большой интерес представляют процессы, вызываемые 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 рисунка б).

$$\left. \begin{aligned} \nu_\mu + n &\rightarrow \mu^- + p + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu, \\ \nu_\mu + p &\rightarrow \mu^+ + n + \nu_\mu + \nu_\mu \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

и т. д.

\*) Возможно, это утверждение неправильно. Недавно мне стало известно, что в Беркли группой Стининга предлагается провести поиски распада  $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$  при помощи удачной постановки опыта, в котором очень эффективно подавлена регистрация распадов типа  $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \gamma$ ,  $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \pi^0$ .

Процессы типа (4) (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 нарушения лептонного заряда процессы проще всего идентифицируются на опыте в том случае, когда в конечном состоянии нет заряженных пионов.

Мы вычислили сечение процесса (4) при различных значениях энергии падающих нейтрино в интервале от  $0,5 \text{ Гэв}$  до  $50 \text{ Гэв}$ . При этом предполагалось, что  $\nu_\mu - \bar{\nu}_\mu$ -взаимодействие переносится векторной частицей  $x$ , масса которой  $m_x$  при численном счете полагалась равной  $1 \text{ Гэв}$  (гамильтониан взаимодействия  $\mathcal{H} = i\sqrt{2}F_{\nu_\mu \nu_\mu} m_x \bar{\nu}_\mu \gamma_\alpha \nu_\mu x_\alpha$ ). Отметим, что эта модель была выбрана лишь как способ введения соответствующих форм факторов. При расчете использовались также формфакторы нуклонов, полученные из анализа данных по упругим нейтринным процессам<sup>27</sup>.

Сечения реакции  $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n + \nu_\mu + \nu_\mu$

Энергия нейтрино в лаб. системе, Гэв	$\sigma / (m_p^2 F)^2$ , ед. $10^{-40} \text{ см}^2$	$\sigma_{\text{лок}} / (m_p^2 F)^2$ , ед. $10^{-40} \text{ см}^2$
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  $x$  с массой  $m_x = 1 \text{ Гэв}$  (гамильтониан взаимодействия  $\mathcal{H} = i\sqrt{2}F_{\nu_\mu \nu_\mu} m_x \bar{\nu}_\mu \gamma_\alpha \nu_\mu x_\alpha$ ). В третьем столбце приведено сечение  $\sigma_{\text{лок}}$  для локального  $\nu_\mu - \bar{\nu}_\mu$ -взаимодействия с эффективной константой  $F$ .

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 (4) в случае локального  $\nu_\mu - \bar{\nu}_\mu$ -взаимодействия.

Верхнее значение константы  $F_{\nu_\mu \nu_\mu}$  можно оценить из данных ЦЕРН по возможному несохранению лептонного заряда<sup>28</sup>. С учетом спектра падающего пучка нейтрино находим  $F_{\nu_\mu \nu_\mu} \leq \leq 2 \cdot 10^6 G$ .

Из приведенной таблицы можно заключить, что исследование реакций типа (4) при

высоких энергиях падающих нейтрино позволило бы исследовать вопрос о том, существует ли достаточно сильное  $\nu_\mu - \bar{\nu}_\mu$ -взаимодействие. Экспериментальные трудности, связанные с примесью антинейтрино в пучке нейтрино (в настоящее время<sup>28</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 электронными нейтрино высокой энергии, позволяющим исследовать  $\nu_e - \bar{\nu}_e$ -взаимодействие.

Сильное  $\nu_e - \bar{\nu}_e$  ( $\nu_\mu - \bar{\nu}_\mu$ )-взаимодействие привело бы к модификации амплитуды  $\nu_e - e$  ( $\nu_\mu - \mu$ )-рассеяния (см. диаграмму — рисунок *в*). Если бы существовало также достаточно сильное  $\nu_e - \bar{\nu}_\mu$ -взаимодействие, то сечение  $\nu_\mu - e$ -рассеяния могло бы оказаться существенно большим, чем сечение, вычисленное на основе обычной  $V - A$ -теории<sup>29</sup>. Взаимодействие между электронным и мюонным нейтрино привело бы к возникновению процессов типа  $\nu_\mu + n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ , симулирующих нарушение мюонного заряда. Величины, приведенные в таблице, относятся

в области высоких энергий также и к сечению этого процесса. Используя данные опытов<sup>30</sup> по исследованию возможного нарушения мюонного заряда, получаем, что  $F_{\nu_{\mu}\nu_{\mu}} \leq 10^6 G$ . Отметим, что эта граница ниже верхней границы для константы  $F_{\nu_{\mu}e\nu_{\mu}}$ , 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  $\tilde{\nu}_e$  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.

Я выражаю глубокую благодарность Д. Ю. Бардину, С. М. Биленькому, В. Н. Грибову, И. Ю. Кобзареву, Л. Б. Окуню, совместно с которыми были выполнены изложенные здесь работы.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Gell-Mann, M. Goldberger, N. Kroll, F. Low, Phys. Rev. **179**, 1518 (1969).
2. В. Лобашов, В. Назаренко, Л. Саенко, Л. Смотрцкий, Г. Харкевич, Письма ЖЭТФ **3**, 268 (1968); **5**, 73 (1967); Yu. Abov, P. Kruptchitsky, M. Bulgakov, O. Ermakov, I. Karpiklin, Phys. Lett. **27B**, 16 (1968); F. Boehm, E. Kankeleit, Nucl. Phys. **A109**, 467 (1968); E. Waiming, F. Stecher-Rasmussen, W. Ratumski, J. Korescky, Phys. Lett. **25B**, 200 (1967).
3. См., например, H. Steiner, Phys. Rev. Lett. **24**, 746 (1970).
4. Б. Понтекорво, ЖЭТФ **36**, 1615 (1959).
5. M. Ruderman, Topical Conference on Weak Interactions, CERN Geneva, Jen. 1969.
6. R. Stothers, Phys. Rev. Lett. **24**, 538 (1970).
7. F. Reines, H. Gurr, Phys. Rev. Lett. **24**, 1448 (1970).
8. L. Micaelian, P. Spivak, V. Tsinoev, Proc. XII Int. Conf. on High Energy Physics, Dubna, 1964, v. 2, p. 29.
9. D. Bardin, S. Bilenky, B. Pontecorvo, Phys. Lett. **32B**, 68 (1970).
10. F. Avignone, S. Blakenship, C. Darden, Phys. Rev. **170**, 93 (1968).
11. R. Davis, D. Harmer, K. Hoffman, Phys. Rev. Lett. **20**, 1205 (1968).
12. B. Pontecorvo, Chalk River Report (1946).
13. Б. Понтекорво, ЖЭТФ **53**, 1717 (1967).
14. J. Bahcall, N. Bahcall, W. Fowler, G. Sharir, Phys. Lett. **26B**, 1 (1968); J. Bahcall, N. Bahcall, G. Sharir, Phys. Rev. Lett. **20**, 1209 (1968).
15. V. Gribov, B. Pontecorvo, Phys. Lett. **28B**, 493 (1969).
16. Я. Зельдович, ДАН СССР **86**, 505 (1952); F. Konopinski, H. Mahmoud, Phys. Rev. **92**, 1045 (1953).
17. I. Kawakani, Prog. Theor. Phys. **19**, 459 (1958); Е. Липманов, ЖЭТФ **37**, 1054 (1959); A. Sokolov, Phys. Lett. **3**, 21 (1963).
18. B. Pontecorvo, Phys. Lett. **26B**, 630 (1968).
19. L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **13**, 562 (1964).
20. J. Bahcall, S. Frautschi, Phys. Lett. **29B**, 623 (1969).
21. Г. Зацепин, Б. Понтекорво, Письма ЖЭТФ **12** (347) (1970).
22. Б. Долгошин, В. Лебедев, Б. Родионов, Международная конференция по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, 1970.
23. D. Bardin, S. Bilenky, B. Pontecorvo, Phys. Lett. **32B**, 121 (1970).
24. Z. Bialynicka-Birula, Nuovo Cim. **33**, 1484 (1964).
25. H. Anderson, T. Fujii, R. Muller, L. Tau, Phys. Rev. **119**, 2050 (1960).

26. D. Botteril, R. Brown, I. Corbett, G. Culligan, J. Emerson, R. Field, J. Garvey, P. Jones, N. Middlemas, D. Newton, T. Quirk, G. Salmon, R. Steinberg, W. Williams, Phys. Rev. Lett. 19, 982 (1967).
  27. D. Perkins, Topical Conference on Weak Interaction, CERN 68-7 (1969), p. 1.
  28. K. Boren, B. Hahn, H. Hofer, H. Kaspar, F. Krienen, P. Seiler. Topical Conference on Weak Interactions, CERN 69-7 (1969), p. 47.
  29. Я. Зельдович, А. Переломов, ЖЭТФ 39, 1115 (1960); I. Bernstein. T. Lee, Phys. Rev. Lett. 11, 512 (1963).
  30. J. Bienlein, A. Bohm, G. von Dardel, H. Faissner, F. Ferrero, J. Gaillard, H. Gerber, B. Hahn, V. Kaftanov, F. Kreinen, M. Reinhard, R. Salmeron, P. Seiler, A. Staude, J. Stein, H. Steiner, Phys. Lett. 13, 80 (1964).
-