



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1907/1 пр.

М.А. Марков

P-1269

# НЕЙТРИНО

Дубна 1963 год

М.А. Марков

P - 1269

НЕЙТРИНО

Дубна 1963 год

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

1907 / 1 кр.

## О Г Л А В Л Е Н И Е

|  |    |
|--|----|
| Предисловие .....  | 5  |
| Введение .....   | 6  |
| § 1. Своеобразие четырехфермионных взаимодействий. ....  | 7  |
| § 2. Динамически деформируемые формфакторы. ....   | 13 |
| § 3. $\nu_{\mu} \neq \nu_e$ ? Два типа полей Дирака. ....  | 17 |
| § 4. Промежуточный бозон.....  | 23 |
| § 5. Нейтринные эксперименты на ускорителях. ....  | 27 |
| § 6. Возможности нейтринных экспериментов в космических лучах. Резонансное рассеяние<br>антинейтрино. .... | 49 |
| § 7. Нейтринно -лептонные взаимодействия.....  | 61 |
| § 8. Слабые взаимодействия типа $(\alpha\beta)(\alpha\beta)$ ; $(\alpha\alpha)(\alpha\alpha)$ .....        | 65 |
| § 9. Безнадёжен ли нейтринный аспект слабых взаимодействий? .....  | 69 |
| §10. $(e\nu)(e\nu)$ - взаимодействие.....  | 74 |
| §11. Возможные макроскопические проявления слабых взаимодействий. ....                                     | 77 |
| §12. Естественные нейтринные потоки. ....  | 82 |
| Солнце. ....   | 82 |
| Земля. ....  | 88 |
| Космические лучи.....  | 87 |
| §13. Космологические проблемы. ....  | 88 |
| Нейтринное "море". ....  | 90 |
| §14. Дальнейшие возможности нейтринной физики. ....  | 95 |
| Встречные пучки.....   | 95 |
| Л и т е р а т у р а.....   | 97 |

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемый обзор ограничен физическими явлениями в нейтринных пучках и рядом проблем взаимодействий, связанных с физикой нейтрино.

Все более и более становится ясным, что нейтринные процессы играют существую роль в природе, раскрывается богатейшее разнообразие эффектов с участием нейтрино.

Есть основание полагать, что ряд астрофизических проблем может найти своё решение при дальнейшем изучении закономерностей нейтринной физики. Не исключено, что нейтринные процессы имеют существенное значение для космологии и космогонии.

Нейтринная астрономия может быть делом не такого же далёкого будущего.

Может оказаться, что экспериментальные результаты в области физики нейтрино высоких энергий способны сыграть решающую роль при построении будущей теории элементарных частиц. Здесь необходимо получение ряда сведений о поведении нейтринных процессов в области очень больших энергий.

Часть подобных сведений в принципе возможно получить на современных ускорителях и в экспериментах с космическими лучами. Наконец, ускорители ближайшего десятилетия – встречные пучки и конкурирующие с ними ускорители колоссальной интенсивности, в принципе допускающие эксперименты с огромными точностями, видимо, завершат изучение проблем нейтринной физики в аспекте тех программ и задач, которые занимают наше воображение в настоящее время.

М. МАРКОВ.

Автор выражает признательность И.М. Железних, Г.Т. Зацепину, А.А. Комару, В.А. Кузьмину, Нгуен Ван Хьеу за ценные замечания по различным разделам обзора и Р. Асанову за труд по подготовке препринта.

## I. Введение.

Открытие такой, во многих отношениях поразительной частицы, как нейтрино, не было ни триумфальным, ни драматическим событием в истории науки, оно даже не было событием приуроченным к определенной знаменательной дате.

В сущности нейтрино открывалось, если можно так сказать, "непрерывно" в течение почти четверти столетия.

По воспоминаниям современников восстанавливается, что нейтрино как гипотетическая частица была впервые введена В. Паули<sup>1</sup> (1931 г.).

Гипотеза возникла из соображений, связанных с законами сохранения при анализе эффектов  $\beta$ -распада различных сложных ядер<sup>2/</sup>.

Нейтрино входило в круг элементарных частиц неуверенно и робко: в течение ряда лет не было ясности, представляет ли собой нейтрино реальную частицу или является теоретическим понятием, удачно количественно формулирующим исчезновение в различных реакциях энергии и момента количества движения.

Только опытами Райниса, Коуэна<sup>3/</sup> (Reines, Cowan) было показано, что нейтрино может не только испускаться, но и поглощаться. Тем самым, и в сознании физиков нейтрино из "получастицы" (со свойствами только "испускаться") превратилось в "настоящую" частицу, в полноправного члена современного семейства, т.н. элементарных частиц.

Другими словами, как и все "элементарные" частицы нейтрино характеризуется четырехмерным вектором энергии-импульса и также моментом количества движения. Обладая полуцелым спиновым моментом, нейтрино входит в класс фермионов наряду с электроном,  $\mu$ -мезоном и барионами.

Согласно тенденциям современного научного общественного мнения массу покоя нейтрино следует считать равной нулю.<sup>4/</sup>

Во всяком случае экспериментальное значение собственной массы электронного нейтрино (анти-нейтрино) дается величиной  $m_\nu < \frac{1}{2500} m_e$ , где  $m_e$  - масса электрона.

Начало теории  $\beta$ -распада и начало теории слабых взаимодействий, вообще, было положено работой Ферми<sup>5/</sup> (1934). Теория слабых взаимодействий, как теория взаимодействий электронно-нейтринного поля с протонно-нейтронным полем, строилась по образу и подобию электродинамики:

Из электронно-нейтринных функций строится четырехмерный вектор математический аналог векторного поля электродинамики, а некоторая новая константа  $G$  определяет малость взаимодействия этого нового поля с нуклонами.

Затем теория испытала длительный путь имманентного развития. Более тщательный анализ внутренних возможностей теории привел вначале к различным попыткам отхода от электродинамического образца.

Были сделаны попытки ввести во взаимодействие высшие производные от полей с одной стороны и с другой стороны электронно-нейтринные поля не векторной природы. Оказалось, что из электронно-нейтринных спинорных функций можно построить не только векторное поле ( $V$ ), но и скалярное ( $S$ ), псевдоскалярное ( $P$ ), псевдовекторное ( $A$ ) и тензорное ( $T$ ).

Творческий дух физиков восстал против "узости" электродинамического прообраза и физики надеялись, что природа использует эти другие возможности. Но природа в этом отношении оказалась более бездарной или более разборчивой.

Высшие производные в слабых взаимодействиях были быстро оставлены (1937) по требованию эксперимента.

Что касается до других неvectorных вариантов теории, то длительное время казалось, что теоретики почти уговорили природу принять тензорный и скалярный варианты взаимодействий.

Лишь совсем недавно (1957 г.) теория  $\beta$ -распада снова приблизилась к своему электродинамическому прообразу<sup>/6/, /7/</sup>.

Возвращение к векторному варианту в слабых взаимодействиях было настолько триумфальным, что зародилось подозрение, что в природе, вообще осуществляются векторные взаимодействия и возникла тенденция "векторизовать", если так можно сказать физику<sup>/8/</sup>.

При своей идейной близости к электродинамике теория слабых взаимодействий пока сохранила то существенное своеобразие, которое она получила в первоначальной работе Ферми. Это своеобразие заключается в том, что постулируется взаимодействие четырех фермионов, локализованное в одной пространственно-временной точке. Таким образом, возникает принципиально новый класс взаимодействий, очень не похожий на многое, что известно из электродинамики и теории мезонных полей. (Вопросы перенормируемости, характер расходимостей, энергетических зависимостей сечений и т.д.).

Одних физиков это своеобразие четырехфермионных взаимодействий "не удовлетворяет" и они ищут возможностей унификаций всех видов взаимодействий (идеи промежуточного векторного мезона). Другие надеются именно в своеобразиях четырехфермионных взаимодействий найти решения известных фундаментальных трудностей современной теории поля, придав фундаментальный смысл четырехфермионному взаимодействию.

Можно надеяться, что в ближайшие годы дилемма будет разрешена и теоретики получают в этом смысле более однозначные экспериментальные указания путей, на которых следует искать новых возможностей для построения теории элементарных частиц. Видно, не последняя роль в решении проблемы предназначена и нейтринным экспериментам.

### § I. Своеобразие четырехфермионных взаимодействий.

В согласии с известными явлениями  $\beta$ -распада нейтрона лагранжиан взаимодействия, описывающий такой распад, может быть записан через произведения нуклонных и лептонных токов<sup>/6/, /7/</sup>

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha} (j_{\alpha}^n)^+ j_{\alpha}^e, \quad (I)$$

где

$$j_{\alpha}^n = \bar{\Psi}_n \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \Psi_p \quad (2)$$

$$j_{\alpha}^e = \bar{\Psi}_e \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \Psi_{\nu} \quad (3)$$

$\bar{\Psi}$  - оператор рождения частицы и уничтожения античастицы,  $\Psi$  - оператор уничтожения частицы или рождения античастицы

$$j_{\alpha}(V) = \bar{\Psi} \gamma_{\alpha} \Psi \quad \text{- вектор}$$

$$j_{\alpha}(A) = \bar{\Psi} \gamma_{\alpha} \gamma_5 \Psi \quad \text{псевдовектор}$$

$$G = (1,41 \pm 0,01) \cdot 10^{-49} \text{ эрг см}^3 \quad (4)$$

$G$  - специфическая константа, управляющая слабыми взаимодействиями.

Если ввести мюонный ток

$$j_{\alpha}^{\mu} = \bar{\Psi}_{\mu} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \Psi_{\nu} \quad (5)$$

то лагранжиан в той же форме (I), с той же константой взаимодействия:

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha} (j_{\alpha}^{\mu})^+ j_{\alpha}^e \quad (6)$$

хорошо\*) описывает распад  $\mu$ -мезона ( $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ ).

Появляется совершенно естественное желание написать лагранжиан

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} (j_2^{\mu+}) j_2^{\mu} \quad (7)$$

описывающий слабое взаимодействие  $\mu$ -мезонов с нуклонами и вообще универсализировать слабое взаимодействие четырехфермионов:

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} (j_2^x)^+ (j_2^y) \quad (8)$$

где  $j_2^x, j_2^y$  - токи вида (2), (3), (5) и т.д., составленные из фермионных функций.

Но попытка универсализировать взаимодействия в виде общей формулы (8) оказывается слишком широкой. В этом виде она, как оказывается, содержит многочисленные возможности, которые в природе не реализуются. (Распады типа  $\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$  распады с изменением странного числа больше, чем на единицу и т.д.).

Возникает с некоторой точки зрения неприятная необходимость изыскать различные формы запретов, которые не оправданы внутренним содержанием теории и являются часто простым актом насилия над формализмом. Положение осложняется тем, что в последние годы научная общественность почему-то очень легко признала и приняла универсальный характер ряда "правил", о которых нельзя сказать, что они возникли в результате исчерпывающих экспериментальных исследований. Часто эти правила звучат скорее как заклинания\*\*).

Поэтому широкая, универсальная теория слабых взаимодействий в настоящее время находится лишь в стадии становления.

Возвращаясь к анализу своеобразных черт четырехфермионных взаимодействий следует подчеркнуть, что обращает на себя внимания характерная размерность константы слабых взаимодействий. Именно

$$\sqrt{\frac{G}{\hbar c}} = \ell_0 \cong 7 \cdot 10^{-17} \text{ см} \quad (9)$$

Известно, что трудности современной теории элементарных частиц часто связывают с отсутствием в теории фундаментальной длины, которая существенно модифицировала бы взаимодействия на малых расстояниях.

Внутри современной теории (электродинамика теории мезонных полей) нет никаких органических ограничений области применимости пространственно-временного описания событий: теория имеет смысл при любых параметрах столкновения элементарных частиц.

С этой точки зрения четырехфермионные взаимодействия представляют собой пример теории, органически содержащей в себе новую мировую константу размерности длины фундаментальную длину  $\ell_0$ , управляющей взаимодействием.

В самом формализме четырехфермионных взаимодействий заложено ограничение его применимости. Именно при параметрах столкновения  $\ell \leq \ell_0$  теория в ее современном виде оказывается неприменимой и должно существенным образом модифицироваться

\*) Здесь имеется в виду время жизни  $\mu$ -мезона  $\tau_{\text{theor}} = (2,26 \pm 0,04) 10^{-6} \text{ сек}$   
 $\tau_{\text{exp}} = (2,22 \pm 0,02) 10^{-6} \text{ сек}$

\*\*Правило  $|\Delta S| = 1$ : - при распаде частиц странность не может меняться больше, чем на единицу.

Правило  $\Delta Q = \Delta S$ : - этим правилом регулируются изменения электрического заряда и странного числа

Правило  $\Delta T = \frac{1}{2}$ : - этим правилом регулируется изменение изотопического спина при слабых распадах.

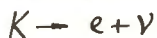
Как известно, слабые четырехфермионные взаимодействия приводят к сечениям эффектов с квадратичной энергетической зависимостью в системе центра инерции сталкивающихся частиц

$$\sigma \sim E_i^2. \quad (10)$$

С точки зрения формализма современной теории, сечение (10) корректно до энергии  $10^{11}$  эв в системе центра инерции. Здесь имеется в виду, что теория возмущения, с помощью которой получается сечение (10) перестаёт быть справедливой для  $E_i > 10^{11}$  эв, так как сечения, даваемые высшими приближениями теории, начинают сравниться, а при больших энергиях и превосходить сечения, описываемые низшими приближениями теории возмущения\*). Критическое значение энергии, о котором идёт речь, лежит где-то вблизи значения  $E_c = 3 \cdot 10^{11}$  эв. Это обстоятельство связано именно с тем, что формализм теории четырехфермионного взаимодействия содержит фундаментальную константу размерностью длины и безразмерным параметром разложения в рядах получаемых с помощью теории возмущения является, грубо говоря, отношение параметра удара к данной фундаментальной длине  $\left(\frac{b_0}{\rho}\right)$ .

Взрастание эффективности слабых взаимодействий с энергией сталкивающихся частиц экспериментально подтверждено в настоящее время в различных эффектах распада до энергии порядка десятков миллионов эв.

Распад  $K$ -мезона на электрон и нейтрино



даёт для энергии нейтрино в системе центра инерции максимальное из известных значений

$$E_\nu \sim 250 \text{ мэв}. \quad (11)$$

Изучение эффектов прямого взаимодействия нейтрино высокой энергии с нуклонами подтверждает дальнейший рост соответствующих сечений с ростом энергии нейтрино. Последние экспериментальные данные доведены до энергий  $\sim 1$  Бэв. /16,

Существует много важных соображений, которые заставляют в настоящее время искать ответа на вопрос, как ведут себя слабые взаимодействия при ещё больших энергиях частиц.

В принципе при очень больших энергиях интенсивность слабых взаимодействий могла сравниться с сильными взаимодействиями, что создавало бы совершенно своеобразную ситуацию в данной области явлений.

При крайне больших (с точки зрения современных представлений) энергиях слабые взаимодействия могли бы стать сравнимы с электромагнитными и эффект, например, превращения фотона и электрона в  $\mu$ -мезон и два нейтрино мог бы конкурировать с эффектом Комптона.

По оценкам крайне релятивистского случая, сечение эффекта  $\gamma + e \rightarrow \mu + \tilde{\nu} + \nu$  имеет вид <sup>/10/</sup>

$$\sigma_\mu = \frac{e^2 G^2}{4\pi} E_\nu^2 \left( \ln \frac{2E_\nu}{m_\mu} - 0,7 \right), \quad (12)$$

где  $E_\nu$  энергия фотона в системе центра инерции.

Как видно из (12), сечение растёт несколько быстрее, чем  $E_\nu^2$ .

Сечение же для эффекта Комптона падает примерно как  $1/E^2$ .

\*) Условие унитарности выполняется только, если  $E \leq \left(\frac{4\pi}{G^2}\right)^{1/4}$ , т.е. если  $G^2 E^2 \leq \frac{4\pi}{E^2}$ .



$$\sigma_{\gamma} \sim \pi z_0^2 \frac{m_e^2}{E^2}, \quad z_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} \quad (13)$$

При энергиях  $E \sim 250$  Бэв в системе центра инерции

$$\sigma_{\mu} > \sigma_{\gamma}$$

в ряде работ<sup>/11/</sup> ещё на заре физики слабых взаимодействий обратил внимание на особую роль параметра длины ( $\ell_0$ ) в четырехфермионном взаимодействии и о возможном своеобразии физики слабых взаимодействий при очень больших энергиях. В частности, им указано, что при очень больших энергиях возможна своеобразная ситуация в эффектах множественного рождения частиц.

Четырехфермионные взаимодействия приводят, как известно, к силам, действующим между частицами, для которых характерна высокая степень зависимости от расстояния.

Так  $\beta$ -поле (электронно-нейтринное поле) даёт потенциал, действующий между покоящимися нуклонами (например, протоном и нейтроном) в виде<sup>/12/</sup>

$$V \sim \frac{1}{r^5} \quad (14)$$

На расстояниях  $10^{-13}$  см. эти силы очень слабы из-за малости слабого взаимодействия, стоящей в коэффициенте выражения (14). Но на меньших расстояниях, на расстояниях близких к длине слабых взаимодействий ( $\sim 0,7 \cdot 10^{-16}$  см.) эти силы могли бы быть в шкале известных сил колоссальными.

Известны предположения рассматривать бозоны<sup>/13/</sup>, например, как составные частицы,  $\mathcal{L}$ -мезоны рассматривать как системы, состоящие из нуклона и антинуклона,  $K$ -мезоны как системы, состоящие из нуклонов и антигиперонов и антинуклонов<sup>/14/, /15/, /16/</sup>.

Для образования систем с такими огромными дефектами масс необходимы огромные силы, действующие на малых расстояниях между частицами.

Этим требованиям удовлетворяют четырехфермионные взаимодействия.

Именно, четырехфермионные слабые взаимодействия были использованы в конкретных попытках построения моделей составных частиц<sup>/15, 17, 18, 19/</sup>.

Успех или неуспех подобных попыток опять-таки связан с характером поведения слабых взаимодействий на малых расстояниях, на расстояниях, близких к фундаментальной длине слабых взаимодействий. В конкретных расчётах составных частиц делалось предположение, что слабые четырехфермионные взаимодействия обрезаются как раз на расстояниях равных  $\sim 0,7 \cdot 10^{-16}$  см. В этих условиях в так наз. цепном приближении, суммирующем определенный класс Фейнмановских граф удается получить ряд результатов, показывающих, что подобного рода предположения не являются неразумными и заслуживают дальнейшего более корректного математического анализа.

В принципе не только бозоны- $\mathcal{L}$ -мезоны,  $K$ -мезоны могли бы оказаться составными частицами, но такие фермионы как  $\mu$ -мезоны или электроны могли бы представлять собой сложные системы, состоящие из нечётного числа барионов и антибарионов<sup>/20/, /21/</sup>, связанных между собой столь сильно возрастающими на малых расстояниях четырехфермионными взаимодействиями.

Ориентировочные оценки показывают, что полученные с помощью "слабых взаимодействий"  $\mathcal{L}$ -мезоны как системы, состоящие из нуклонов и антинуклонов, в свою очередь, взаимодействуют с нуклонами с эффективной константой порядка единицы. Другими словами, с этой точки зрения сильные взаимодействия (ядерные поля) могут представлять собой результат "слабых взаимодействий".

Этот любопытный результат сам по себе заслуживает более тщательных исследований более совершенными методами, но и сама подобная, безусловно заманчивая возможность может быть реализована только, если указанная энергетическая зависимость в сечении эффектов слабых взаимодействий сохраняется почти вплоть до критического значения  $\sim 3 \cdot 10^{11}$  эв. в системе центра тяжести.

Другими словами, и данный круг интересных проблем требует для своего развития и обоснования сведений о поведении четырехфермионных взаимодействий в области очень больших энергий.

Можно продолжить список фундаментальных проблем, решение которых зависит от ответа на вопрос, как далеко с энергией продолжается рост слабых взаимодействий.

Электромагнитная часть собственной энергии электрона, например, расходится, как известно, логарифмически. Только при длинах, намного меньших гравитационного радиуса электрона ( $r_g \sim 10^{-58}$  см) электромагнитная собственная масса электрона становится равной его экспериментальному значению.

С другой стороны, слабые четырехфермионные взаимодействия, например, взаимодействия, связанные с переходом электрона в  $\mu$ -мезон и обратно:  $e \rightarrow \mu + \nu + \bar{\nu} \rightarrow e$ , дает экспериментальное значение массы электрона уже на расстояниях, близких к  $l_0$ .

Таким образом, четырехфермионные взаимодействия с участием, в частности, нейтрино, могли бы играть фундаментальную роль в теории самих элементарных частиц.

Наконец, вся эта группа проблем могла бы быть сформулирована более общим образом.

Основная фундаментальная трудность современной теории поля заключается в том, что она приводит для ряда важнейших величин, как например, собственная масса частиц, заряды частиц к выражениям, которые даются расходящимися интегралами в области больших энергий (или малых длин).

Создается впечатление, что появление в теории какой-либо фундаментальной длины, на которой бы обрезались взаимодействия привело бы к настоящей теории элементарных частиц. Одна из кандидатур на роль такой универсальной длины является именно длина слабых взаимодействий.

Конкурирующей длиной здесь пока считается длина, связанная с собственной энергией нуклона

$$l_N = \frac{\hbar}{M_N c} \approx 2 \cdot 10^{-14} \text{ см.} \quad (\text{II})$$

На первый взгляд, как будто существует решающий аргумент в пользу нуклонной длины, как длины универсальной. Дело в том, что при длинах меньших  $l_N$ , интегралы, о которых шла речь выше, к которым приводят и сильные взаимодействия, давали бы неразумно большие значения для величин масс, барионов и их специфических зарядов.

Но надо иметь в виду, что последние аргументы имеют смысл лишь тогда, когда кванты сильных полей ( $\pi$ ,  $K$  - мезоны) рассматриваются как элементарные, точечные. Если же встать на точку зрения сложного строения этих частиц, то размеры систем, которыми представляются  $\pi$ ,  $K$  - мезоны, могли бы явиться естественными для данного класса взаимодействий длинами, обрезающими в необходимом месте соответствующие расходящиеся интегралы\*).

Приведенные соображения также способствуют обострению интереса к физике нейтрино высоких энергий, очень характерному для физики текущего момента вообще.

К сожалению, энергии порядка  $10^{11}$  эв (в системе центра тяжести), по крайней мере в ближайшие годы не будут доступны экспериментаторам. Такие энергии могли бы реализоваться в установках со встречными пучками электронно-электронных, электронно-позитронных с энергиями частиц в каждом пучке

\* Следует подчеркнуть, что универсальная длина, близкая по своему значению к нуклонной длине обрала бы все расходящиеся интегралы слабых и электромагнитных взаимодействий на слишком больших расстояниях. Здесь имеется в виду, что соответствующие вклады, например, в собственную энергию частиц оказались бы ничтожными, по сравнению с экспериментальными массами: это значило бы, что массы электронов и  $\mu$ -мезонов, например, не имели бы полевого происхождения.

$\sim 10^{11}$  эв.

Видимо, эту возможность нельзя отнести к недалекому будущему.

Поэтому в настоящее время следует пытаться получить ответы на поставленные вопросы не столь непосредственным образом.

Один из таких косвенных путей связан с рассмотрением высших эффектов теории возмущения слабых взаимодействий. При вычислении этих эффектов в промежуточных состояниях современный математический аппарат теории допускает возможность любых больших импульсов, близких к критическим ( $k_c = \frac{1}{2}l_0$ ).

Величины многих из этих эффектов существенным образом зависят от максимальных значений импульсов, допускаемых в промежуточных состояниях. Таким образом, сравнение теоретических и экспериментальных значений для данного рода эффектов в принципе способно дать ценную информацию о допустимых величинах предельного импульса.

С этой точки зрения<sup>/22/</sup> проанализирован ряд эффектов<sup>/23/, /24/, /25/</sup>.

Анализ приводит к выдвижению ряда новых фундаментальных проблем теории слабых взаимодействий, которые также ждут своей экспериментальной проверки.

Одним из примеров эффектов подобного рода является эффект превращения  $\mu$ -мезона в электрон в процессе рассеяния  $\mu$ -мезона на протоне:

Этот процесс описывается Фейнмановской диаграммой вида

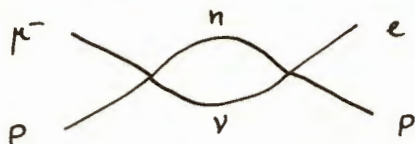


Рис. I.

Отношение сечения этого эффекта к эффекту низшего приближения ( $\mu^- + p \rightarrow n + \bar{\nu}$ )<sup>/24/</sup> дается выражением

$$\frac{\sigma_{II}(\mu^- p \rightarrow e^- p)}{\sigma_I(\mu^- p \rightarrow n \bar{\nu})} \approx \frac{G^2 k_{max}^4}{16 \pi^4} \quad (I6)$$

В настоящее время экспериментальное отношение (I6) ограничено значением<sup>/26/</sup>

$$\frac{\sigma_{II}}{\sigma_I} \leq 2,4 \cdot 10^{-7}$$

В грубых оценках (I6) сечения первого и второго порядков начинают сравниваться ( $\sigma_{II} \approx \sigma_I$ ) примерно при импульсах  $\sim 1000 M_N \approx k_c$ .

Экспериментальное отношение этих сечений, значительно меньше единицы (I7) свидетельствует о том, что промежуточные импульсы в эффекте  $\mu^- p \rightarrow e^- p$  обрезаются на максимальных импульсах, возможно в несколько раз меньших критических.

К сожалению, обсуждаемый эффект пока экспериментально не обнаружен, пока экспериментально дается лишь его верхняя граница.

Очень желательно в дальнейших экспериментах уточнить отношение (I7).

Но следует иметь в виду, что отношение (I6) зависит от импульса ( $k_{max}$ ) в четвертой степени и требуется увеличение в точности эксперимента по меньшей мере порядка на два, чтобы только в три раза уменьшить величину  $k_{max}$ .

Совершенно очевидно, что должны в будущей теории возникнуть какие-то обстоятельства, обрезающие рост четырехфермионных взаимодействий на каких-то максимальных импульсах, но физике ближайшего будущего предстоит выяснить, в каких пределах лежит величина этого  $k_{max}$  и какой механизм ответственен за ослабление взаимодействий при подходе к этой энергетической области.

На основании анализа экспериментальных и теоретических данных о сечениях  $\sigma_I$  и  $\sigma_{II}$  можно было бы сделать заключение, что  $K_{max} < K_{crit}$ , если есть уверенность, что процесс  $\mu p \rightarrow p e$ , вообще, не запрещен какими-либо приводящими обстоятельствами.

Такого рода обстоятельства возникают в теории, предполагающей существование, например, двух видов нейтрино, существование промежуточного бозона, а специально для данного эффекта возможную роль формфакторов сильных взаимодействий.

Все аспекты этих возможностей требуют широких экспериментальных исследований в физике нейтрино высоких энергий. Конечно слабые взаимодействия в принципе могут быть исследованы и в  $\mu p, \mu e$  столкновениях. Но участие этих частиц в комплексе других более сильных взаимодействий, порождает огромное разнообразие различных эффектов, на фоне которых трудно выделить редкие случаи событий, обязанные слабым взаимодействиям.

Нейтрино, в этом смысле, — уникальная частица — она взаимодействует с другими частицами только одними слабыми взаимодействиями. Поэтому большая проникающая способность нейтрино позволяет в больших слоях защиты поглотить примеси всех других видов излучения в нейтринном пучке и в принципе нацело ликвидировать нежелательный фон эффектов, обязанных другим видам взаимодействий.

## § 2. Динамически деформируемые формфакторы.

В настоящее время есть известные основания полагать, что нейтрино-нуклонное взаимодействие\*) обрывается на электромагнитном радиусе нуклона, т.е. на значительно большем расстоянии, чем критическая длина слабых взаимодействий. Но пока это гипотеза, требующая экспериментальной проверки.

Можно нарисовать наглядную картину, как сильные взаимодействия вообще способны "размазать" источник слабых взаимодействий.

Для векторной части гамильтониана слабых взаимодействий ту же картину можно рисовать более убедительно.

Действительно, электромагнитный формфактор нуклона (Хофштадтер)<sup>30/</sup> ослабляет соответствующим образом взаимодействия электромагнитных полей с нуклонами. Слабое векторное взаимодействие может формально трактоваться как своего рода "слабый электромагнетизм". Предполагая выполнение уравнения непрерывности для соответствующих токов, можно сделать заключение, что хофштадтеровский формфактор, которым дается распределение, например, электрического заряда нуклона является также формфактор во всяком случае для векторной части слабых взаимодействий.

Гораздо сложнее ситуация с  $A$ -взаимодействием (аксиально векторным). Здесь предыдущие аналогии не имеют силу. Правда, и в этом случае имеются соображения, согласно которым в пределе очень больших энергий поведение матричных элементов  $A$ -взаимодействия становится в некотором смысле идентичным  $V$ -взаимодействию. Но неизвестно при каких энергиях реально (в этом смысле) стираются различия между  $V$  и  $A$  взаимодействиями.

Возможно, наконец, что в действительности реализуется более сложный случай. Может быть векторное взаимодействие в самом деле обрывается хофштадтеровским формфактором, а аксиально-векторное взаимодействие ещё продолжает свой рост на значительном энергетическом интервале. Эта возможность имеет свои привлекательные стороны.

\*) Вернее, процесс  $\gamma + N \rightarrow N' + \mu$ , соответствующий первому неисчезающему приближению теории возмущения по слабому взаимодействию.

Выше уже обсуждалась попытка построить сильные взаимодействия на базе взаимодействий слабых. Однако, как известно, в слабых взаимодействиях нарушается сохранение пространственной чётности. Во предложенных попытках построения сильных взаимодействий на базе слабых, обычно автоматически возникает нарушение чётности в сильных взаимодействиях. Если же в самом деле окажется, что векторное взаимодействие обрезается при значительно меньших энергиях, чем аксиальное, то сильное взаимодействие, возникшее от слабого аксиального, будет по-прежнему характеризоваться сохранением пространственной чётности.

Нарушение сохранения чётности в слабых взаимодействиях возникает лишь в тех эффектах, для которых существенен интерференционный член  $A$  и  $V$  взаимодействий. При малости  $V$ -взаимодействий соответствующие интерференционные члены будут пренебрежимо малы. Но тогда эффекты типа  $\mu^+p \rightarrow p + e^-$  должны быть подавлены каким-то другим механизмом.

Идея обрезания слабых взаимодействий формфакторами барионов, возникающих в результате сильных взаимодействий очень легко получила широкое признание<sup>/27/, /28/, /29/</sup>.

Но популярность идеи не совсем соответствует её обосновательности. Если аргументировать экспериментальными данными о существовании хопштадтеровского формфактора, то надо иметь в виду, что экспериментальные данные относятся к малым передачам импульса<sup>/30/</sup>, именно  $q^2 \leq 40(\mu\text{pc})^2$  т.е. соответствующие длины не меньше нуклонной длины ( $l_N = \frac{\hbar}{m_N c} \approx 2 \cdot 10^{-14}$  см.). Не исключено, что электрический формфактор дальше выходит, например, на константу.

Во всяком случае экстраполяция экспериментального выражения для хопштадтеровского формфактора на как угодно малые длины пока незаконна.

Хотелось бы сделать более ясным положение, что популярное утверждение об обрывающей роли сильных взаимодействий в упругих нуклон-нейтринных процессах имеет тенденцию как-то универсализоваться<sup>\*</sup>, без больших на то теоретических и экспериментальных оснований.

Если обсуждать вопрос в чисто теоретическом аспекте, то учёт роли сильных взаимодействий в электромагнитных явлениях и в слабых эффектах действительно ведёт к появлению в матричных элементах некоторых факторов, зависящих от импульсов, передаваемых нуклону<sup>\*\*</sup>). Если бы эти факторы могли всегда играть роль форм-факторов подавляющих большие передачи импульсов, в частности, большие импульсы и виртуальных состояний, то это значило, что в электромагнитных и слабых полях отсутствовали бы и известные трудности с расходимостями. Вывод фундаментальной важности, если бы он был справедлив.

Некоторые смутные основания для такой возможности (типа надежд) в литературе обсуждались<sup>/31/</sup>.

Как известно, в современную теорию нельзя ввести феноменологический "жесткий" формфактор без нарушения таких фундаментальных свойств, как причинность или унитарность.

Здесь же идет речь о факторах, которые автоматически возникают в релятивистско-инвариантной и унитарной теории - они по определению должны быть свободны от тех недостатков, которыми обладает "жесткий" феноменологический формфактор.

Другими словами эти "естественные" формфакторы должны быть в отличие от "жесткого", деформируем таким образом, что сохраняется конечность распространения сигнала по области формфактора и таким образом сохраняется причинное описание современной теории.

Для отличия подобного "хорошего" естественного формфактора от порочного жесткого был введен специальный термин "динамическим деформируемый формфактор"<sup>/31/</sup>.

\*) Т.е. распространится на неупругие процессы, на виртуальные состояния, для которых  $\rho_0^2 - \vec{p}^2 \neq m^2$ .

\*\* См. M.L.Goldberger, S.B.Treiman. Phys.Rev. III, 354 (1958).

Но пока динамически деформируемый формфактор лишь терминологическое выражение надежд.

Пример динамически деформируемого формфактора феноменологически построить не удастся. Такая "нежесткая" система зарядов играет роль обрывающего формфактора только для малых передач импульса, вернее, когда специально отбираются лишь случаи упругого рассеяния.

Появилась привычка с формфакторами нуклонов, возникающими при упругих рассеяниях электронов на нуклонах, связывать наглядные представления о структуре нуклона. Может быть правильнее и в этом случае подчеркивать лишь своеобразие данного вида упругого процесса<sup>\*</sup>).

Наглядные представления о возникновении размеров частиц из-за "размазки" нуклонов за счёт сильных взаимодействий скорее законны в нерелятивистской области, когда формфактор в  $p$ -представлении зависит от пространственной части вектора импульса. Некоторой иллюстрацией динамически деформируемого формфактора является электронное облако атома водорода. В нерелятивистской области для очень медленных электронов, падающих на атом водорода, - электронное облако атома слегка деформируется действует как действительно распределенный заряд.

Более того, можно вычислить электромагнитную собственную энергию связанного электрона, учитывая возможности его перехода на любые дискретные уровни и она окажется даже конечной. Но учёт любых возможных деформаций электронного облака, именно учёт возможности перехода в непрерывный спектр (неупругий процесс), снова возвращает задачу к расходящимся интегралам. Отсутствие наблюдаемого эффекта  $\mu^+p \rightarrow p+e^-$  казалось бы является сильным аргументом в пользу существования нуклонного формфактора, способного обрезать и импульсы виртуальных состояний. На данной стадии рассмотрения вопроса может быть даже не очень существенно, появляется ли формфактор естественным образом, как результат сильных взаимодействий или для введения таких формфакторов в дальнейшем потребуются новая теория, существенно отличная от обычной. В свете сказанного выше, это примерно одно и то же. Вернее, в рамках обычной теории мы пока не умеем последовательно описать подобную ситуацию, если она даже существует.

Итак, вопрос заключается в том, что надо ли считать, что в эксперименте  $\mu^+p \rightarrow p+e^-$  уже возникла именно эта ситуация, или толкование его нельзя считать однозначным.

К сожалению, следует признать, что толкование эксперимента нельзя считать однозначным. Нельзя сделать однозначного вывода о существовании формфактора только на основании отсутствия эффекта<sup>\*\*</sup>).

Дело в том, что не только  $\mu^+p \rightarrow p+e^-$  эффект оказывается запрещенным. Почему-то не реализуется целый список эффектов, каждый из которых, казалось бы, должен наблюдаться, если какой-то общий смысл имеет формулировка слабых взаимодействий в виде (8).

Некоторые из запрещенных реакций вообще не содержат сильно взаимодействующих частиц. Так, например, не наблюдаются реакции  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ,  $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^- + e^+$ , которых никак нельзя подавить формфакторами, возникающими за счет сильных взаимодействий. Казалось бы более естественно мысль искать каких-то общих причин для всего комплекса известных запретов.

<sup>\*</sup>) В какой-то мере подавление упругих процессов при больших передачах импульса должно быть проявлением унитарности: каналы неупругих процессов, обязанные, в частности, сильным взаимодействиям, возникающие во все большем числе при увеличении энергии падающей частицы, должны подавлять канал упругого рассеяния. Не случайно, полное сечение рассеяния связано с упругим рассеянием "вперед", для которого характерны малые передачи импульса. Таким образом, для полного сечения "упругий формфактор" как будто не существуетен.

<sup>\*\*</sup>) Если бы эффект  $\mu^+p \rightarrow p+e^-$  действительно существовал, но с малой вероятностью, основываясь на которой можно было бы вычислить соответствующий  $K_{\mu\alpha\beta}$  - это существенно сузило бы произвол толкования. Особенно, если бы  $K_{\mu\alpha\beta}$  совпадало с соответствующей величиной для хофштадтеровского нуклона. К сожалению, необходимо увеличить точность эксперимента (26) на 5-6 порядков, чтобы иметь возможность зарегистрировать эффект, если он существует.

Превращение  $\mu$ -мезона в электроны ( $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^- + e^+$ ) можно запретить в первом порядке теории возмущения, предположив в лагранжиане (8) отсутствие "нейтральных" токов.

Эта гипотеза была выдвинута в работах<sup>6,7</sup>, как некоторое утверждение, обобщающее экспериментальные сведения о слабых взаимодействиях без каких-либо глубоких теоретических обоснований.

Но и этих насилий над теорией слабых взаимодействий оказывается недостаточно. Эффекты типа  $\mu \rightarrow 3e$  могут, минуя установленный запрет, возникать в высших приближениях теории возмущений<sup>22</sup>.

В низшем неисчезающем приближении диаграмма процесса  $\mu \rightarrow 3e$  имеет вид:

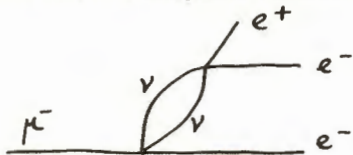


Рис. 2.

или

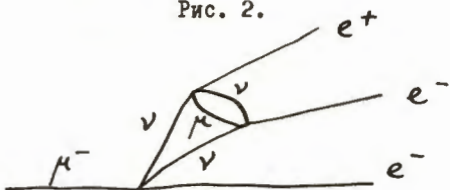


Рис. 3.

Грубая оценка вероятности эффекта по диаграмме<sup>24</sup> рис. 2. даёт для отношения эффектов второго и первого порядка выражение того же типа, что и (16)

$$\frac{W(\mu \rightarrow 3e)}{W(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})} \sim G^2 \frac{k^4}{16\pi^4} \quad (17)$$

Более детальная оценка эффекта<sup>32</sup> приводит к отношению

$$\sim \frac{3G^2 k^4}{256\pi^4} \approx \frac{10^{-10}}{85\pi^4} \left(\frac{k}{m_\mu}\right)^4 \quad (18)$$

Экспериментальное значение этого отношения известно с точностью<sup>33</sup>

$$< \sim 10^{-6} \quad (19)$$

Согласовывая (18) и (19), следовало бы считать

$$k_{\max} \leq 90 \text{ ЭВ} \quad (20)$$

С этой же точки зрения интересным является и мыслимая возможность распада  $\mu$ -мезона на электрон и  $\delta$ -квант, даваемая диаграммами рис. 4.

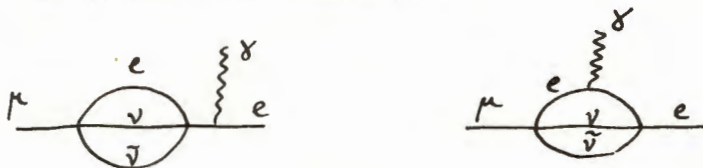


Рис. 4.

Оценка вклада таких диаграмм в вероятность  $\mu \rightarrow e + \delta$  распада приводит в выражении<sup>24</sup>

$$\omega \sim \frac{\alpha}{(4\pi)^4} (G\mu^2)^2 \left(\frac{Gk^2}{4\pi^2}\right)^2 \mu \quad (21)$$

Здесь  $\alpha$  константа тонкой структуры,  $\mu$  - масса  $\mu$ -мезона.

Более аккуратная оценка того же эффекта, данная Иоффе<sup>25</sup> (если принять его аргументы относительно априорной малости вклада некоторых диаграмм) выражается отношением:

$$R = \frac{W_{e+\delta}}{W_{e+\nu+\bar{\nu}}} = \frac{2}{3\pi^5} e^2 G^2 k^4 \left[ \ln \frac{k^2}{m_\mu^2} \right]^2 \quad (22)$$

Последние экспериментальные данные выражаются числом<sup>34</sup>

$$R < 6 \cdot 10^{-8} \quad (23)$$

Это значит, что из (23) и (22) следует верхняя граница для обрезавшего взаимодействие импульса

$$k_{\max} < 25 \text{ БэВ} \quad (24)$$

Общим для всех рассмотренных эффектов  $\mu^+ p \rightarrow p + e^-$ ,  $\mu \rightarrow 3e$ ,  $\mu \rightarrow e + \gamma$ ,  $\mu^+ e^- \rightarrow \mu^- + e^+$ <sup>23</sup> и т.д.) является то обстоятельство, что ни один из них не был наблюдаем.

Конечно, не исключено, что дальнейшее уточнение экспериментальных данных может привести к наблюдаемому эффекту и следовательно к установлению истинного значения  $k_{\max}$  в слабых взаимодействиях. К сожалению можно увеличить список почему-то не осуществляющихся реакций.

Так возникает вопрос, почему отсутствуют распады вида:

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + e^\mp + \pi^\pm \quad (25)$$

$$\Lambda^0 \rightarrow n + \mu^\pm + e^\mp \quad (26)$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \pi^\pm \quad (27)$$

и т.д.)

Поэтому естественна также мысль, что во всех этих случаях действует общий запрет. Поиски такого запрета привели к идее двух видов нейтрино.

### § 3. $\nu_\mu \neq \bar{\nu}_e$ ?

( Два типа полей Дирака )

При распаде  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$  возникает электрон и нейтрино (антинейтрино). При распаде  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$  возникает  $\mu^-$ -мезон и нейтрино (антинейтрино).

Спрашивается, нейтрино, ассоциированное с электроном, тождественно с нейтрино, ассоциированным с  $\mu$ -мезоном или эти нейтральные частицы различны по своей природе.

Хотя в таком утверждении нет прегрешений перед законами логики, хотя действительно нет априорных оснований для отождествления частиц, возникающих в различных процессах все же наше сознание неохотно принимает такую возможность, в конце концов уступая только необходимости. Если в своих проявлениях эти частицы окажутся различными, то теоретики легко навесят на обозначения частиц различные значки, а потом сумеют придать им и соответствующий смысл.

Если эти частицы действительно различны, то распады нейтрона и  $\pi^-$ -мезона следует писать, например, в виде:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (28)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu \quad (29)$$

Легко усмотреть, что в случае различия мюонных и электронных нейтрино все эффекты, описываемые диаграммами 1,2,3,4, действительно запрещены.

Возможность существования двух различных видов нейтрино в теоретическом аспекте рассматривалась рядом авторов.

Наиболее ранние работы относятся к 1957 году<sup>35,36,37</sup>. В большой группе работ, следующих за работами Швингера<sup>35</sup> и Нишижимы<sup>36</sup> различие нейтрино вытекает из некоторых постулированных законов сохранения. При условии существования таких законов сохранения лево и право поляризованные нейтрино своеобразно комбинируются в реакциях с  $\mu$ -мезоном и электроном, ведут к ряду желательных запретов.



В работе<sup>21</sup> согласно концепции барионного строения небарионных частиц<sup>20,21</sup> лептоны оказываются обладателями странных чисел. Необходимость приписать  $\mu$ -мезону и электрону различные странные числа, как результат различных систем барионов, представляющих эти частицы, привела к необходимости приписать мюонному и электронному нейтринам также различные странные числа.

В работе Зельдовича<sup>38</sup> вводится дублетная структура лептонных групп  $(e\nu_e)$  и  $(\mu\nu_\mu)$ .

Следует особо подчеркнуть, что запрет реакций  $\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$ ,  $\mu^- \rightarrow e + \gamma$ ,  $\mu^+ \rho^- \rightarrow p + e^-$ ,  $\mu^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + e^+$ , можно получить, если можно так сказать, и более "дешевой ценой", возвращаясь к старой идее Конопинского и Махмуда<sup>39</sup>. Согласно этой идее  $\mu^-$ -мезон, в отличие от  $e^-$  (электрон) является античастицей. В семействе  $\mu$ -мезонов ( $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ) в отличие от семейства электронов ( $e^-, e^+$ ) частицей является  $\mu^+$ . Легко видеть, что все реакции типа  $\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$ ,  $\mu^+ \rho^- \rightarrow p + e^-$  и т.д. запрещены законом сохранения числа  $N$ , представляющего разность числа частиц и античастиц.

Идея трактовать  $\mu^+$  и  $e^-$  как частицы, а  $\mu^-$  и  $e^+$  как античастицы сама по себе интересна. Мы уже давно приучены к мысли, что понятие частицы и античастицы не связано однозначно со знаком заряда. Протон ( $p^+$ ) всегда считался частицей, а антипротон ( $p^-$ ) - античастицей. Наиболее яркий пример отсутствия однозначной связи между понятием частицы и знаком электрического заряда можно найти в примере существования  $\Sigma^+$  и  $\Sigma^-$  - частиц. В качестве дальнейшего аргумента можно привести пример каскадного гиперона, обладающего отрицательным зарядом.

Более того, есть примеры, где понятие частицы и античастицы не связаны с электрическим зарядом вообще (нейтрино -антинейтрино,  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  -мезоны). Идея Конопинского Махмуда привлекательна и тем, что здесь впервые появляются какие-то попытки найти реальные отличия  $\mu$ -мезона от электрона, которые способны проявляться в ряде наблюдаемых эффектов. Здесь  $\mu$ -мезон впервые рассматривается не просто как "тяжелый электрон" и это, возможно, начало пути, на котором будет найдено решение загадки неравенства масс этих частиц.

В последующей, в настоящее время популярной формулировке теории слабых взаимодействий<sup>6,7</sup>, идея Конопинского-Махмуда была оставлена, так как в своей непосредственной форме она противоречит экспериментальному значению параметра Миселя. Параметр Миселя в такой теории оказывается равным нулю<sup>7</sup> вместо того, чтобы быть близким 3/4.

Однако, более детальное рассмотрение вопроса показало, что в рамках теории двух нетождественных нейтрино имеется возможность при сохранении гипотезы Конопинского-Махмуда избежать противоречия и с экспериментальным значением параметра Миселя.

Наиболее подробное изложение идеи двух нейтрино, различающихся правой и левой поляризацией, можно найти в работе Каваками<sup>40</sup>.

Исходя из четырехкомпонентной  $\Psi_V$ -функции, удовлетворяющей уравнению Дирака, волновые функции "правого" и "левого" нейтрино определяются выражениями:

$$\Psi_{VR} = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \Psi_V \quad (30)$$

$$\Psi_{VL} = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \Psi_V, \quad \gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4 \quad (31)$$

С помощью операции зарядового сопряжения поля  $\Psi_{VR}$  и  $\Psi_{VL}$  преобразуется в анти- $R$ -нейтрино ( $\Psi_{VR}^c$ ) и анти- $L$ -нейтрино ( $\Psi_{VL}^c$ ) поля:

$$\begin{aligned} \Psi_{VR}^c &= C \bar{\Psi}_{VR}^T = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \Psi_V^c \\ \Psi_{VL}^c &= C \bar{\Psi}_{VL}^T = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \Psi_V^c \end{aligned} \quad (32)$$

где

$$C^+ C = -C^- C^T = +1; \quad \Psi^c = C \bar{\Psi}^T$$

Таким образом,  $R$ -нейтрино и анти- $L$ -нейтрино правополяризованные частицы,  $L$ -нейтрино и анти- $R$ -нейтрино - левополяризованные нейтрино.

Далее предполагается: А) закон сохранения лептонного числа в виде

$$L = n(\mu^+) - n(\mu^-) + n(e^-) - n(e^+) + n(\nu_R) - n(\nu_R^c) + n(\nu_L) - n(\nu_L^c). \quad (33)$$

Величина  $L$  сохраняется во всех процессах с участием лептонов.  $n(\alpha)$  - число, относящееся к частице вида  $\alpha$ .

В этой формулировке закона сохранения лептонного числа предполагается, что частицами являются  $\mu^+$ ,  $e^-$ ,  $\nu_R$ ,  $\nu_L$  и античастицами  $\mu^-$ ,  $e^+$ ,  $\nu_R^c$ ,  $\nu_L^c$ . Иначе говоря, в формулировку закона сохранения лептонного числа включена идея Конопинского и Махмуда, о которой шла речь выше.

Далее, для того, чтобы получить объяснение наибольшему числу наблюдаемых запретов вводится ещё один закон сохранения, именно,

Б) закон сохранения нейтринного заряда  $N$ :

$$N = n(\mu^+) - n(\mu^-) - n(e^-) + n(e^+) + n(\nu_R) - n(\nu_R^c) - n(\nu_L) + n(\nu_L^c) \quad (34)$$

Вследствии закона сохранения лептонного числа  $\mu^+$  не может превращаться в  $e^+$ ;  $\mu^-$  в  $e^-$  и обратно. Здесь, таким образом, сохраняются те же запреты, что и в теории Конопинского-Махмуда. Закон сохранения нейтринного заряда запрещает переходы  $\mu^+$  в  $e^-$ ;  $\mu^+$  и  $e^+$ ,  $e^-$  и  $\mu^-$  не могут возникать и исчезать парами, т.е. запрещены процессы типа

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + e^\pm + \pi^\mp \quad (35)$$

Принятые законы сохранения а) в) разрешают процессы

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_R^c; & \pi^+ &\rightarrow e^+ + \nu_L \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \nu_R; & \pi^- &\rightarrow e^- + \nu_L^c \end{aligned} \quad (36)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_R + \nu_L; \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu_R^c + \nu_L^c \quad (37)$$

$$\nu_R + p \rightarrow n + \mu^+; \quad \nu_R^c + n \rightarrow p + \mu^- \quad (38)$$

Запрещены процессы типа  $\nu_R + p \rightarrow n + e^+$ . Таким образом, поле  $\nu_R$  всегда связано в этой теории с  $\mu$ -полем, а  $\nu_L$  с электронным полем.

Распад  $\mu$ -мезонов в виде (37), приводящем в возникновению двух нейтрино (распад  $\mu^+$ ) или двух антинейтрино (распад  $\mu^-$ ) характеризуется согласно<sup>40</sup> правильным значением параметра Миселя. Теория в этом смысле оказывается вполне эквивалентной теории M.S. и G.F., где в распаде  $\mu$ -мезонов возникает нейтрино и соответствующее ему антинейтрино: в той и в другой теории поляризации этих частиц одинаковы. С более общей точки зрения можно сказать, что как в случае<sup>35,36</sup>, так и в случае<sup>37</sup> вводятся для лептонов новые "квантовые числа", распоряжаясь которыми можно получить желаемые запреты<sup>\*)</sup>.

Может быть не случайно, что в формализме современной теории есть естественное место как для гипотезы Конопинского-Махмуда, так и для идеи двух нейтрино.

Здесь имеется в виду уравнение второго порядка для спинорного поля. Применительно к электронам уравнение второго порядка для спинорного поля обсуждалось много лет тому назад<sup>41</sup>

Соответствующий Лагранжиан писался в виде

$$L = -\frac{1}{2m} \sum_{\mu\nu} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_\mu} \gamma^\mu \gamma^\nu \frac{\partial \phi}{\partial x_\nu} - \frac{m}{2} \bar{\phi} \phi$$

\*) Приписывая числа  $L = +1$  частицам  $\mu^+, e^-, \nu_R, \nu_L$ ;  $N = +1$   $\mu^+, e^+, \nu_R, \nu_L^c$   
 $L = -1$   $\mu^-, e^+, \nu_R^c, \nu_L^c$ ;  $N = -1$   $\mu^-, e^-, \nu_R^c, \nu_L$

и предполагая сохранение чисел  $L$  и  $N$  в реакциях можно легко выписать все типы разрешенных и запрещенных процессов.

Такая теория оказывается способной описывать электрон-частицу с положительной энергией и отрицательным электрическим зарядом ( $e^-$ ), позитрон как "дырку" в занятых состояниях отрицательных энергий.

Но в этой же теории имеется место и для другой частицы с положительным зарядом и положительной энергией и, для её античастицы - "дырки" в распределении уровней занятых частицами с положительным зарядом и отрицательными энергиями.

Электрон может аннигилировать с позитроном ("дыркой"), но с другой положительной заряженной частицей аннигиляция невозможна.

Согласно этому уравнению в природе должен был бы существовать "второй" электрон. Свойства его в некотором смысле "обратные" электрону - частицей является квант поля, заряженный положительным электрическим зарядом, а античастица несет отрицательный электрический заряд.

Так как "второго" электрона в природе, видимо, нет, то возникает заманчивая идея в этой теории в качестве второй частицы рассматривать  $\mu^+$ -мезон. Такая точка зрения возможна, если рассматривать уравнения второго порядка как уравнения для "голых" частиц, обладающих равными массами ( $m_e = m_\mu$ ) и если считать, что вырождение по массам снимается взаимодействием.

Появление новой возможности в уравнении второго порядка связано с тем, что оно эквивалентно в данном случае уравнению первого порядка типа Дирака, но для восьми компонентных функций. Преобразованием это уравнение можно привести к двум независимым уравнениям Дирака<sup>/4I/</sup>

$$(i\hat{p} + m) \Psi_e = 0 \quad (I)$$

$$(i\hat{p} - m) \Psi_\mu = 0 \quad (II)$$

Эти уравнения можно объединить в единой записи

$$(i\hat{P} + \Gamma m) \Psi = 0, \quad \Psi = \begin{pmatrix} \Psi_e \\ \Psi_\mu \end{pmatrix}; \quad \hat{P} = \Gamma_\mu p_\mu$$

где  $\Gamma$  - восьмирядная матрица

$$\Gamma = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}; \quad \Gamma_\mu = \begin{pmatrix} \delta_\mu & 0 \\ 0 & \delta_\mu \end{pmatrix}$$

Лагранжиан этого уравнения можно записать в виде

$$L = -\frac{1}{2} \left( \bar{\Psi} \Gamma_\nu \frac{\partial \Psi}{\partial x_\nu} - \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial x_\nu} \Gamma_\nu \Psi \right) - m \bar{\Psi} \Gamma \Psi$$

Легко получить закон сохранения тока

$$\frac{\partial}{\partial x_\nu} \bar{\Psi} \Gamma_\nu \Psi = 0; \quad (\Psi \rightarrow e^{i\alpha} \Gamma \Psi, \bar{\Psi} \rightarrow \bar{\Psi} e^{-i\alpha})$$

и плотность заряда в виде

$$\rho = (\Psi_e^\dagger \Psi_e - \Psi_\mu^\dagger \Psi_\mu)$$

Предложенный лагранжиан инвариантен и относительно преобразований

$$\Psi \rightarrow e^{i\alpha} \Psi, \quad \bar{\Psi} \rightarrow \bar{\Psi} e^{-i\alpha}$$

С последним свойством лагранжиана связан второй закон сохранения

$$\frac{\partial}{\partial x_\nu} \bar{\Psi} \Gamma_\nu \Psi = 0$$

Второй закон сохранения допускает интерпретацию выражения  $\bar{\Psi} \Gamma_\nu \Psi$  как плотности числа частиц

$$N = \Psi_e^* \Psi_e + \Psi_\mu^* \Psi_\mu$$

После квантования согласно положительной метрике\*) законы сохранения переписываются в виде, аналогичном (33) и (34). Можно сказать, что существуют "два уравнения Дирака": одно для электрона

$$[\Psi^e(x), \bar{\Psi}^e(y)]_+ = (-\hat{p} - im) \Delta(x-y)$$

$$[\Psi^\mu(x), \bar{\Psi}^\mu(y)]_+ = (-\hat{p} + im) \Delta(x-y)$$

$\Phi = \frac{1}{2} (\Psi^e + \Psi^\mu)$  удовлетворяющее уравнениям второго порядка подчиняется правилу:

$$[\Phi(x), \bar{\Phi}(y)]_+ = \delta(x-y); \quad [\Phi(x), \bar{\Phi}(y)]_+ = -\hat{p} \Delta(x-y)$$

Если поле  $\Psi^\mu$  квантовать по индефинитной метрике, на что могут быть и свои основания, то

$$[\Phi(x), \bar{\Phi}(y)] = -im \Delta(x-y).$$

$$(i\hat{p}+m)\psi_e = 0 \quad , \text{ другое}^{**}) \text{ для } \mu\text{-мезона } (i\hat{p}-m)\psi_\mu = 0 .$$

Естественно считать, что и для нейтрино можно писать два таких же уравнения<sup>\*\*\*)</sup>

$$(i\hat{p}+m_\nu^e)\psi_\nu^e = 0 \quad \text{и} \quad (i\hat{p}-m_\nu^\mu)\psi_\nu^\mu = 0 .$$

Для общности здесь  $m_\nu^e$  и  $m_\nu^\mu$  положены неравными нулю. Надо заметить, что в такой формулировке идет речь о массах "голых" частиц. Можно, например, полагать, что полями электронного типа  $(\psi_e, \psi_\nu^e)$  и  $\mu$ -мезонного типа  $(\psi_\mu, \psi_\nu^\mu)$  описываются "дублеты"  $(e, \nu_e)$  и  $(\mu, \nu_\mu)$ . При таком сопоставлении естественно следует, что  $\nu_\mu$ -нейтрино находится в таком же отношении к  $\nu_e$  нейтрино, как  $\mu$ -мезон к электрону. В частности, частицы и античастицы полей электронного и  $\mu$ -мезонного полей как бы меняются местами. Это свойство естественно сохранить и при  $m_\nu^e = m_\nu^\mu = 0$ .

Таким образом, если  $\nu_e$ -нейтрино левополяризованное, то  $\nu_\mu$  можно полагать правополяризованным.

Таким образом, возникает схема лептонных частиц, близкая к схеме, изложенной выше.

В аспекте существования различных полей Дирака (скажем пока условно<sup>\*)</sup> электронного и  $\mu$ -мезонного типа), существования двух различных уравнений для этих полей, возникает вопрос о возможности снятия вырождения по массам  $e, \mu$ -частиц при включении обычных взаимодействий.

В проблеме  $m_\mu \neq m_e$  является загадкой именно тождественность всех известных взаимодействий для электрона и  $\mu$ -мезона.

Если "голый" электрон и "голый"  $\mu$ -мезон описываются одним и тем же уравнением, то при тождественности всех взаимодействий  $\mu$ -мезона и электрона исключена возможность понять с полевой точки зрения происхождение различия в массах частиц.

В предложенном формализме несколько иная ситуация, которая требует дальнейшего анализа.

При написании уравнений в виде  $(i\hat{p}+m_e)\psi^e = 0$  и  $(i\hat{p}-m_\mu)\psi^\mu = 0$  требуется, чтобы поправки к  $m_e = m_\mu$  в этих уравнениях, возникающие от включенного взаимодействия были бы одинакового знака<sup>\*\*\*)</sup>, т.е. , например,

$$m_e' = m_e - \delta m \quad ; \quad m_\mu' = -m_\mu - \delta m$$

При затравочной массе частиц, равной, допустим примерно половине реальной  $\mu$ -мезонной массе и  $\delta m$  близком к этому же значению, можно было бы в принципе объяснить различие в массах  $\mu$ -мезона и электрона. Более подробный анализ этой возможности рассматривается в § 9.

Таким образом, представляется целесообразным трактовать проблему  $\nu_e \neq \nu_\mu$  с более широкой точки зрения, как частную проблему, связанную с существованием двух различных типов полей Дирака.

Существование двух типов полей Дирака не ограничивается случаями лептонов. Имеются, видимо, подобные дублеты барионов:

$$(\rho^+, \eta) \quad ; \quad (\Xi^-, \Xi^0)$$

которым можно соответственно сопоставить лептонные дублеты

$$(\mu^+, \nu_\mu) \quad ; \quad (e^-, \nu_e)$$

Возможно, что барионам  $\Sigma^+, \Sigma^-$  следует (?) сопоставлять нейтральные компоненты

$$Y^0 = \frac{\Lambda^0 - \Sigma^0}{\sqrt{2}} \quad ; \quad Z^0 = \frac{\Lambda^0 + \Sigma^0}{\sqrt{2}} .$$

Но обсуждение последних замечаний выходит за рамки обзора.

\*) См. подробнее препринт<sup>41</sup>.

\*\*\*)  $\psi_e = \gamma_5 \psi_\mu \quad ; \quad \psi_\nu^e = \gamma_5 \psi_\nu^\mu$ .

\*) Подробнее см. <sup>41</sup> препринт "6 двух типах полей Дирака"

Представляют известный интерес поиски решения  $m_p \neq m_n$  проблемы и на других в принципе возможных направлениях.

Хотя гипотеза сложного строения лептонов, высказанная в наглядной форме<sup>20</sup> и носит черты упрощения и примитивизма но по духу своему она пожалуй соответствует тенденциям в современной теории элементарных частиц\*). Постепенно складывается точка зрения, что в области сильных взаимодействий в образ любой из так наз. элементарных частиц вносят существенный вклад все другие элементарные частицы. Образ нейтрона, например, не мыслим без  $\pi$ -мезонного поля, которое существенным образом определяет структуру нейтрона и его важнейшие свойства.

$\pi$ -мезонное облако настолько определяет свойства протона и нейтрона, что  $\pi$ -мезоны в известном смысле "структурно" входят в протон и нейтрон. То же, по-видимому, можно сказать о  $K$ -мезонном поле и связанном с ним поле гиперонов, о поле  $\omega$  и  $\rho$ -мезонов и т.д.

Другими словами частицы по мере их открытия классифицируются по сортам, им дадут отдельные названия, их называют элементарными, но затем выясняется такое тесное взаимоотношение между ними, что каждая из "элементарных" частиц начинает представляться сложной композицией всех "элементарных" частиц\*\*).

Естественно возникает идея, что в области сильных взаимодействий большинство или даже все "элементарные" частицы - "сложные".

По существу, многие, если не все имевшиеся попытки построения теории частиц связаны в какой-то мере с отходом от некогда господствовавшей, но смутной идеи "действительно элементарных частиц".

Программа Гейзенберга, как известно, состоит, например, в попытке получить "элементарные" частицы как сложные эффекты какого-то универсального поля Ферми, как результат сильных (нелинейных) взаимодействий. Рассматривалась в этом же направлении попытка взять за основу четырехфермионное взаимодействие барионов, где барионы трактуются как возбужденные состояния нуклонов<sup>20</sup>.

Возникновение новых частиц в этом взаимодействии ( $\pi$ ,  $K$ -частиц) проявляется как возникновение полюсов в соответствующей  $S$ -матрицы<sup>19</sup>.

Программа рассматривать частицы как соответствующие полюса Редже является в какой-то мере попыткой в данном конкретном математическом оформлении реализовать ту же идею неэлементарности элементарных частиц.

\*) Эта схема может не противоречить феноменологическому описанию двух типов полей Дирака.

\*\*) Существует "экстремистская" точка зрения, согласно которой безразлично из какого "материала" строить элементарные частицы в сильных взаимодействиях. Результат должен быть одним и тем же. В своей, очень общей форме справедливость идеи почти очевидна.

Принципиальная возможность, например, рассматривать различные модели барионов и  $K$ -мезонов наглядно иллюстрирует идею:

1. Во многих предположениях, как известно,  $K$ -мезон рассматривается как сложная частица

$$K^0 \equiv n + \tilde{\Lambda}^0 \quad (1)$$

2. Гиперон рассматривается как сложная частица<sup>42</sup>

$$\Lambda^0 \equiv n + \tilde{K}^0 \quad (2)$$

3. Нуклон предполагается сложной частицей<sup>43</sup>

$$n \equiv \Lambda^0 + K^0 \quad (3)$$

Но в своей общей форме экстремистская точка зрения может и не обладать эвристической ценностью. Она имеет некоторое сходство по аналогии с возможностью использовать различные системы координат для описания физических явлений - действительно такая возможность имеется. Но также правильно, что гелио-центрическая система для описания движения, например, планеты Меркурия, естественнее, чем геоцентрическая.

К сожалению, лептоны пока выпадают из этой программы.

Для её реализации нужны сильнее взаимодействия\*).

И в этом смысле может быть заманчива надежда найти и для лептонов соответствующее сильное взаимодействие в "слабом" четырехфермионном, которое превращается в сильное при больших энергиях или малых параметрах столкновения.

Представляется, что новый подход к понятию "элементарных частиц", который с разных конкретных позиций выкристаллизовывается в физике является может быть самым существенным достижением науки последних десятилетий.

С этой точки зрения идея двух типов нейтрино пока позволяет продолжать думать без противоречия с экспериментальными данными о правильности теории четырехфермионных взаимодействий вплоть до энергий, близких к её критической энергии ( $\sim 300$  БэВ).

Но в последние годы для идеи четырехфермионного взаимодействия возникла серьёзная, пока чисто теоретическая "опасность" со стороны идей т.н. промежуточного бозона.

#### § 4. Промежуточный бозон.

Много лет тому назад Юкава<sup>44</sup> предложил рассматривать слабое взаимодействие как взаимодействие более сложного характера, чем непосредственное 4-х фермионное взаимодействие. По мысли Юкавы имеется промежуточный бозон ( пусть  $W$  ), который испускаясь, например, нуклонами, затем распадается на лептоны:

$$n \rightarrow p + W^- , \quad W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}$$

В связи с новейшим этапом в развитии теории слабых взаимодействий идея промежуточного бозона снова возродилась. Идея промежуточного бозона в какой-то мере унифицирует известные взаимодействия: фермионы взаимодействуют с бозонами. Теория полей строится по образу своего исторического прототипа - электродинамики. Создается впечатление, что векторный бозон имеет какие-то преимущества в природе, появляется естественная тенденция понять скрытые причины универсальности векторного поля.

Здесь открывается большой простор для дальнейших интересных теоретических спекуляций, которые могут по-новому определить дальнейшие пути в развитии теоретической мысли в фундаментальных вопросах физики ближайшего будущего.

Промежуточный векторный бозон естественно объясняет избранность векторного варианта четырех фермионного формализма слабых взаимодействий, а заряженный промежуточный бозон естественным образом давал бы объяснения тому факту, что "токи" в лагранжиане слабых взаимодействий по требованию эксперимента приходится писать заряженными.

С другой стороны можно найти аргументы, которые делают попытки введения в теорию слабых взаимодействий промежуточного векторного мезона не столь привлекательными. Действительно, слишком большая аналогия в построении теории сильных и слабых взаимодействий казалось бы не даёт никаких возможностей и в будущем понять своеобразную специфику слабых взаимодействий. Почему в слабых взаимодействиях в отличие от сильных нарушается чётность, если структура сильных и слабых взаимодействий векторного бозонов с нуклонами ( $\omega, \rho, W$  поля) должны отличаться только численными значениями константы взаимодействия.

\* ) Следует заметить, что построение элементарных частиц и лептонов в частности возможно только на базе сильных взаимодействий, Слабые взаимодействия, если они во всех случаях остаются слабыми могут давать лишь "слабые" поправки к параметрам, характеризующим частицу (её массу и т.д.).

Более того, с тех пор как стал известен математический факт, что из двух спиноров можно построить вектор родилась и живет идея, которой никак нельзя отказать в заманчивости, - именно считать фермионы основным материалом в построении элементарных частиц.

Но независимо от наших научных вкусов, - вопрос о существовании или отсутствии промежуточного бозона в слабых взаимодействиях - это пока экспериментальная проблема фундаментальной возможности, решение которой существенно определит пути развития теории поля и элементарных частиц.

Если, в частности, окажется, что масса промежуточного бозона существенно меньше, чем критическая масса слабых взаимодействий (300 Бэв), то слабые взаимодействия не будут иметь существенного значения в теории элементарных частиц. В этом случае роль слабых взаимодействий - давать лишь слабые поправки к параметрам, характеризующие элементарные частицы (их массы, эффективные заряды и т.д.).

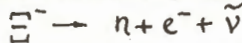
В настоящее время существуют несколько вариантов теории промежуточного мезона в слабых взаимодействиях.

К сожалению, теория в её современном состоянии, когда она обременена рядом эмпирических правил, справедливость, которых пока нельзя считать строго доказанной, не позволяет однозначно выбрать схему слабых взаимодействий, основанную на промежуточном мезоне.

Так, в теории слабых взаимодействий, сформулированная Т.Д.Ли и С.Н.Янг<sup>45</sup>, учитывает ряд требований<sup>\*</sup>).

Чтобы удовлетворить этим требованиям, авторам пришлось построить довольно сложную теоретическую схему, введя четыре типа промежуточных векторных бозонов. Два из них несут электрический заряд  $W^+$ ,  $W^-$ , два нейтральные -  $W_\alpha^0$ ,  $W_\beta^0$ . Таким образом, вводится четыре новые частицы - целый комплекс частиц в каком смысле аналогичный известному комплексу K-частиц ( $K^+$ ,  $K^-$ ;  $K_1^0$ ,  $K_2^0$ ). Эти поля по изотопическому спину имеют двойственную природу:  $W^-$ -поле, связанное с током, не сохраняющим странность, ведет себя как изоспинор, и обладает свойствами изоскаляра и изовектора, когда связано с током, сохраняющим странность. Эта изоспиновая раздвоенность промежуточного мезона послужила причиной почти медицинского наименования этих, пока гипотетических частиц - шизоны (или скиконы - schisons ).

В теории промежуточного мезона, развиваемой Д. Эспанья<sup>46/</sup> удастся избежать мезонной шизофрении и ввести, правда тоже два сорта новых частиц, но в этой теории они представлены заряженными мезонами. В этом варианте теории разрешен слабый распад



т.е. распад с изменением странности на 2 единицы  $|\Delta S| = 2$ . Этот распад запрещен в теории Ли-Янга, Строго говоря, пока экспериментальных фактов недостаточно для запрещения распадов с

$|\Delta S| = 2$ , хотя косвенные указания в пользу существования подобного запрета в литературе приводятся<sup>47</sup>. Правда, более тщательный анализ вопроса (Глэшоу<sup>47</sup>) существенно ослабляет аргументы в обосновании запрета обсуждаемой реакции. Вообще следует заметить, что в настоящее время трудно говорить о законченной теории промежуточного мезона: ещё нет достаточного обоснования, многим, правда, уже ставшим привычными т.н. "правилам" регулирующим распад странных частиц. Так в последнее время появилось сообщение о нарушении правила  $\Delta S / \Delta Q = +1$ <sup>48</sup>, о существовании распада<sup>49</sup>  $\Sigma^+ \rightarrow n + p^+ + \gamma$ , который запрещен, в частности, и теорией Ли-Янга, последняя именно так и строится, чтобы следуя "правилу"  $\frac{\Delta S}{\Delta Q} = +1$  запретить подобные эффекты.

<sup>\*</sup> а/ отсутствие слабых взаимодействий с изменением странного числа на 2 ( $\Delta S = \pm 2$ ).

в/ Выполнение правила  $|\Delta I| = 1/2$  для распадов с нарушением сохранения странности.

I - полный изотопический спин сильно взаимодействующих частиц.

Но этими критическими замечаниями нисколько не умаляется важность проблемы промежуточного мезона, хотя бы в её почти первоначальном смысле, в смысле Юкавы, в смысле возможности отрицания прямого четырехфермионного взаимодействия.

Не входя в детали различных теорий промежуточного бозона, можно заметить, что масса его должна быть больше масс, существующих, относительно долгоживущих, бозонов для того, чтобы избежать ненаблюдаемых распадов, например, типа



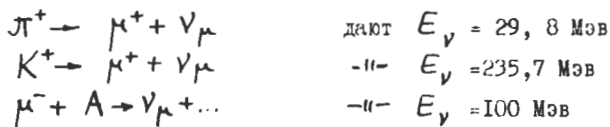
К сожалению, даже возможное экспериментальное открытие двух видов нейтрино не явится существенным аргументом в пользу истинного четырехфермионного взаимодействия. Двунейтронная гипотеза оказывается необходима для теории слабых взаимодействий, основанной на идее промежуточного мезона.

Как заметил G. Feinberg, в такой теории должны бы наблюдаться с вероятностью, противоречащей эксперименту, те же эффекты  $\mu \rightarrow e + \gamma$ ,  $\mu \rightarrow 3e$ , которые доставляют большие неприятности при обсуждении истинно четырехфермионных взаимодействий.

Здесь ситуация ещё более острая, так как константа связи промежуточного векторного бозона с фермионным полем примерно равна квадрату корню из константы слабого четырехфермионного взаимодействия. Большая величина константы связи усугубляет ситуацию. Гипотеза двух нейтрино призывается и здесь для осуществления соответствующих запретов.

Таким образом с различных точек зрения выясняется, что экспериментальное решение проблемы  $\nu_\mu - \nu_e$  - это задача, которую насущно необходимо решить физике ближайших лет. В этой или иной форме этот эксперимент должен быть выполнен на ускорителях. При условии  $\nu_\mu \neq \nu_e$ , реакция типа  $\nu_\mu + n \rightarrow p + e^-$  должна быть запрещена и  $\nu_\mu$ -пучке (например, в ускорителях  $\pi \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu$ ) должны наблюдаться лишь  $\mu$ -мезоны.

Интересные конкретные предложения экспериментов по  $\nu_\mu - \nu_e$  проблеме содержатся в работах Б. Понтекорво<sup>52, 53</sup>, посвященных этому вопросу. В этих работах обращается внимание, в частности, на возможность использования моноэнергетического нейтринного излучения. Действительно, моноэнергетические нейтрино возникают при остановках в веществе  $\pi^+$ ,  $K^+$  и  $\mu$ -мезонов.



В качестве примера для проверки тождественности  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  предлагается измерять сечения реакции



Энергия испускаемых электронов, вызываемых налетающими моноэнергетическими  $\nu_\mu$  известна. При этом необходимо зарегистрировать запаздывающие позитроны от распада  $N^{12}$ . Опыт предлагается осуществить как с помощью электронных методов регистрации частиц, так и с помощью большой пузырьковой камеры. Привлекательность идеи использования моноэнергетических нейтрино заключается в том, что такая организация эксперимента допускает кинематическую интерпретацию событий, вызванных нейтрино.

При энергиях пучков ускоренных частиц, способных продуцировать пучки  $\pi$ -мезонов (т.е.  $E_p \sim 16 \text{ Эв}$ ) счет, по оценке автора<sup>52/</sup> делает предлагаемый эксперимент принципиально осуществимым на сильно-точных ускорителях ближайшего будущего. Примерно с таким же счётом осуществим и другой, рассмотренный Понтекорво эксперимент, с использованием, в отличие от предыдущего предложения не нейтрино, а антинейтрино от распада остановившихся  $\mu^+$ -мезонов ( $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ ) с  $E_{\bar{\nu}_\mu} \sim 35 \text{ Мэв}$ .

Если  $\bar{\nu}_\mu$  и  $\nu_e$  тождественны, то возможна реакция  $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e^+ + n$ .



В случае  $\tilde{\gamma}_\mu \neq \tilde{\gamma}_e$  эта реакция отсутствует. Число  $\tilde{\gamma}_\mu$  оценивается примерно равным  $10^{12} \text{ сек}^{-1}$ , т.е. считается равным числу  $\pi$ -мезонов, продуцируемых в современных фазотронах. При использовании сцинтилляционного счетчика типа Райниса и Коузана (1-2 м.) число событий (если  $\gamma_e \equiv \gamma_\mu$ ) оценивается примерно равным 1 в час.

Для обсуждаемых нейтринных экспериментов<sup>52,53</sup> характерны относительно небольшие энергии. В этом смысле выгоднее в принципе использование нейтринных пучков значительно больших энергий, так как сечения нейтринно-нуклонных взаимодействий, по крайней мере, в области  $E_\nu < 1 \text{ Бэв}$ , растут с энергией квадратично. Но с другой стороны, фазотроны с  $E_p \sim 700 \text{ Мэв}$ , могут дать большие интенсивности - это веская причина, заставившая Понтекорво искать решения проблемы именно в области нейтрино низких энергий.

### §5. Нейтринные эксперименты на ускорителях больших энергий

История нейтринных экспериментов на ускорителях весьма поучительна. Здесь очень ярко и с большой выразительностью проявляются удивительные возможности современного эксперимента. Возможности эти начинают опережать нашу фантазию.

Оценки нейтринных опытов на ускорителях делались давно и во многих институтах многих стран. О такого рода обсуждениях <sup>x)</sup> (1956 год) сообщает Райнис <sup>129</sup>, примерно в это время возможности нейтринных опытов на ускорителях обсуждались в Дубне в теоретическом секторе Лаборатории высоких энергий (Валуевым и автором). Но сечения  $10^{-38}$  см<sup>2</sup> казались делом настолько далекого будущего, что, видимо, никто не считал возможным всерьез предложить эксперимент.

Диплом на тему "О возможности исследования взаимодействия нейтрино большой энергии с веществом на ускорителях" выполнен в Московском университете студентом П.Г.Факировым <sup>54</sup> в 1958 году и защищен <sup>xx)</sup>.

В этой работе давались расчеты нейтринных пучков на современных ускорителях, оптимальных расстояний детектирующих установок от мишени, дающей  $\pi$  - мезонный пучок, фона машины и фона космических лучей, необходимой защиты, а также оценки необходимой массы нейтринной мишени ( $\sim 1$  кубометра свинца). Несмотря на несколько завышенные значения нейтринных потоков (почти на порядок <sup>xxx)</sup>, возможные потоки  $\pi$  - мезонов оценивались теоретически; несмотря на оптимистическое заключение автора <sup>xxxx)</sup> эксперимент все-таки представлялся в нашем сознании делом не столь близкого будущего.

x) Коуэн, в Лос Аламосе.

xx) Видимо, в это же время нейтринные эксперименты на ускорителях больших энергий обсуждались и теоретиками ЦЕРНа, как об этом сообщается в работе Yamaguchi <sup>58</sup>

xxx) Эти оценки Факирова были уточнены в работе И.В.Полубаринова <sup>51</sup>.

xxxx) Другими словами, в настоящее время становится целесообразным обсуждение реального физического эксперимента с нейтрино большой энергии на современных ускорителях. Предварительные оценки показывают, что при соответствующей защите от нейтронов установки и космического излучения фон может быть ниже обсуждаемого эффекта <sup>54</sup>.

Лишь на Киевской конференции <sup>x)</sup> по высоким энергиям Б.Понтекорво <sup>52</sup> осмелился с большой физической трибуны заявить о принципиальной возможности нейтринных экспериментов на ускорителях.

Но даже Понтекорво, столь смелый и влюбленный в нейтрино экспериментатор, считал, что нейтринный эксперимент видимо будет реальным, когда интенсивности будущих ускорителей увеличатся порядка на три.

Понтекорво заканчивает свою статью "Электронные и мюонные нейтрино" словами:

"Резюмируя, можно сказать, что постановка опыта по выяснению вопроса о тождественности  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ , хотя и очень затруднительна, должна быть серьезно рассмотрена при проектировании новых ускорителей". Имеются в виду ускорители на средние энергии  $E_p \approx 1$  Бэв.

В 1960 году появилась заметка М.Шварца <sup>55</sup>, в которой экспериментатор, казалось бы, почти с непосредственной наивностью теоретика всерьез приводит фантастические параметры фантастической установки нейтринного эксперимента на ускорителе высокой энергии. Можно было наблюдать, как многие физики, читая заметку, пожимали плечами.

Дело в том, что несмотря на деловой тон и конкретность оценки предложения Шварца — оно отнюдь не звучало оптимистически, именно в своей заключительной части: "Эти оценки показывают, что предлагаемый эксперимент находится вне возможности существующих ускорителей на один или два порядка".

Следует сказать, ни находившаяся в состоянии пуска ЦЕРН-овская машина, ни готовившийся к пуску ускоритель Брукхавена, не фигурировали в заметке, как ускорители, пригодные для данного эксперимента. В заметке между прочим указывалось на большие возможности будущих ускорителей с большими интенсивностями до  $10^{15}$  протонов. И этот невинный экскурс в область ускорителей будущего как-то нейтрализовывал заметку. В этой же тетрадке писем была опубликована заметка Ли и Янга <sup>28</sup>, указывающая на фундаментальное значение нейтринного эксперимента. Заметка явилась серьезным стимулом для дальнейших размышлений теоретиков и экспериментаторов в аспекте проблем нейтринной физики высоких энергий. И уже осенью этого года на очередной конференции по физике высоких энергий в Рочестере можно было услышать подробный проект нейтринных экспериментов на ЦЕРНовском ускорителе.

<sup>x)</sup> Доклад на тему: "К физике нейтрино высоких энергий", заявленный группой теоретиков Дубны (Асанов, Валуев, Марков, Полубаринов), был затем авторами снят, как несколько "несвоевременный". Позже материалы этого доклада были изданы в качестве препринта (Д.577, Дубна 1960) и доложены автором на следующей конференции по высоким энергиям в Рочестере (1960 г.). Краткое содержание этих работ, объединенных общими идеями физики нейтрино высоких энергий, было опубликовано несколько ранее <sup>22</sup>. Содержание настоящей книги является в ее существенной части более детальным изложением этого краткого примечания <sup>22</sup>.

Бернардини <sup>56</sup> с живостью и артистичностью истинного флорентийца яркими мазками рисовал индустриальный пейзаж уникальной установки.

Посещая Колумбийский Университет, можно было услышать о Брухгавенском проекте нейтринной установки.

В особой, свойственной Ледерману флегматичной манере изложения, описание эксперимента звучало очень убедительно.

В искровых камерах, казалось, были найдены средства наблюдения адекватные задаче.

Теперь в начальной своей стадии эксперимент выполнен, и надо сказать, в условиях худших, чем это предполагалось в оценках Шварца. Он выполнен с интенсивностью протонного пучка на порядок меньшей тех минимальных интенсивностей, с которых начиналось обсуждение эксперимента. Эксперимент выполнен, не дожидаясь создания сильноточных ускорителей и даже без использования магнитных фокусировок. Эксперимент выполнен на нейтринно высоких энергий – казалось бы, вопреки железной логике.

Первые подробные расчеты нейтринного эксперимента на ускорителях ( Факиров <sup>54</sup>, Полубаринов <sup>51</sup> ) были приспособлены к параметрам Дубненского ускорителя. К сожалению, интенсивность этого ускорителя не давала возможность рассматривать в этих условиях эксперимент как реальный. Чтобы увеличить счет обсуждаемых событий пришлось обратиться к расчетам установки с фокусирующим магнитным полем <sup>51</sup>.

При распаде  $\pi$  мезона ( $\pi \rightarrow \mu + \nu$ ) рождаются нейтрино, обладающие энергией ( $\hbar = c = 1$ )

$$\mathcal{E}_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2(\mathcal{E}_\pi - p_\pi \cos \theta)} \quad (39)$$

где  $m_\pi$  и  $m_\mu$  – массы покоя  $\pi$  и  $\mu$  – мезонов,  $\mathcal{E}_\pi$  и  $p_\pi$  – энергия и импульс  $\pi$  – мезона,  $\theta$  – угол между первоначальным направлением  $\pi$  – мезона и направлением движения нейтрино. Максимальные значения энергии нейтрино ( $\mathcal{E}_{\max}^\nu$ ) от распада  $\pi$  – мезона данной ( $\mathcal{E}_\pi$ ) энергии выписаны в таблице I.

Таблица I

|                          | 1    | 2    | 3    | 4    | 5    | 6    | 7    | 8    | 9    | 10   |
|--------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $\mathcal{E}_{\max}^\nu$ | 0,43 | 0,86 | 1,28 | 1,71 | 2,14 | 2,57 | 3,00 | 3,42 | 3,86 | 4,28 |

Вероятность распада  $\pi$  мезона с импульсом  $\vec{p}_\pi$  в единицу времени с вылетом нейтрино с импульсом, лежащим между  $\vec{p}_\nu$  и  $\vec{p}_\nu + d\vec{p}_\nu$ , равна

$$d\omega(\vec{p}_\pi, \vec{p}_\nu) = f(\vec{p}_\pi, \vec{p}_\nu) d\vec{p}_\nu = \frac{m_\pi^2 d\vec{p}_\nu}{\pi^2 c (\mathcal{E}_\pi) (m_\pi^2 - m_\mu^2) \mathcal{E}_\nu} \delta[(p_\pi - p_\nu)^2 + m_\mu^2]$$

где  $P_{\pi}$  и  $P_{\nu}$  4-импульсы  $\pi$  - мезона и нейтрино,  $P_{\pi}^2 = -m_{\pi}^2$ ,  $P_{\nu}^2 = 0$   
 $\tau(\varepsilon_{\pi})$  - время жизни  $\pi$  - мезона с энергией  $\varepsilon_{\pi}$ .

Вычисления эффектов

$$\nu + n \rightarrow e + p \quad (40)$$

$$\tilde{\nu} + p \rightarrow \tilde{e} + n \quad (41)$$

$$\tilde{\nu} + e \rightarrow n + \tilde{p} \quad (42)$$

были выполнены И.Полубариновым<sup>51</sup>, исходя из лагранжиана

$$\mathcal{L}(x) = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{p}(x) \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) n(x)) (\bar{e}(x) \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \nu(x)) + \text{с.с.} \quad (43)$$

со значением

$$G = 1,41 \cdot 10^{-49} \text{ эрг.см}^3$$

Вычисление сечений в этой работе проведено без учета возможного формфактора нуклонов. Так как, как выяснилось раньше<sup>x</sup>, роль формфактора в области  $E_{\nu} \lesssim 1$  Бэв не является решающей, а для предельно больших энергий формфактор неизвестен. Более того, поскольку само влияние обсуждаемых формфакторов на сечения слабых взаимодействий представляется пока экспериментальной проблемой - желательно не приносить в выражения сечений гипотетических моментов о виде формфакторов. Во всяком случае целесообразно иметь оценки эффектов в их "чистом виде" для сравнения с будущими экспериментальными данными.

Полные сечения получены в следующем виде:

$$\sigma_{\nu+n \rightarrow e+p} = \frac{G^2}{4\pi \hbar^4} \frac{M^{\nu} c^{\nu}}{\varepsilon_n \varepsilon_{\nu} \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_p^2 + m_e^2)}{M^2} + \frac{(m_p^2 - m_e^2)^2}{M^4}} \cdot \left(1 - \frac{m_n^2 + m_{\nu}^2}{M^2}\right) \left(1 - \frac{m_p^2 + m_e^2}{M^2}\right) \quad (44)$$

$$\sigma_{\tilde{\nu}+p \rightarrow \tilde{e}+n} = \frac{G^2}{12\pi \hbar^4} \frac{M^{\nu} c^{\nu}}{\varepsilon_p \varepsilon_{\tilde{\nu}} \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_n^2 + m_{\tilde{e}}^2)}{M^2} + \frac{(m_n^2 - m_{\tilde{e}}^2)^2}{M^4}} \cdot \left\{ 1 - \frac{m_n^2 + m_p^2 + m_{\tilde{\nu}}^2 + m_{\tilde{e}}^2}{2M^2} - \frac{(m_n^2 - m_{\tilde{e}}^2)^2 + (m_p^2 - m_{\tilde{\nu}}^2)^2 - 2(m_n^2 + m_{\tilde{e}}^2)(m_p^2 + m_{\tilde{\nu}}^2)}{2M^4} - \frac{(m_n^2 + m_{\tilde{e}}^2)(m_p^2 - m_{\tilde{\nu}}^2)^2 + (m_p^2 + m_{\tilde{\nu}}^2)(m_n^2 - m_{\tilde{e}}^2)^2}{2M^6} + \frac{(m_n^2 - m_{\tilde{e}}^2)(m_p^2 - m_{\tilde{\nu}}^2)^2}{M^8} \right\} \quad (45)$$

<sup>x</sup> Вычисления сечений с формфакторами нуклонов и оценка возможной роли формфактора в области очень больших энергий были сделаны еще в работе Железных<sup>51</sup>.

$$\sigma_{\tilde{\nu}+e \rightarrow n+\tilde{p}} = \frac{G^2}{12\pi\hbar^4} \frac{M^4 c^4}{\epsilon_e \epsilon_{\tilde{\nu}} \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_n^2 + m_{\tilde{p}}^2)}{M^2} + \frac{(m_n^2 - m_{\tilde{p}}^2)^2}{M^4}} \cdot \left\{ 1 - \frac{m_n^2 + m_{\tilde{p}}^2 + m_{\tilde{\nu}}^2 + m_e^2}{2M^2} - \frac{(m_n^2 - m_{\tilde{p}}^2)^2 + (m_e^2 - m_{\tilde{\nu}}^2)^2 - 2(m_n^2 + m_{\tilde{p}}^2)(m_e^2 + m_{\tilde{\nu}}^2)}{2M^4} - \frac{(m_n^2 + m_{\tilde{p}}^2)(m_e^2 - m_{\tilde{\nu}}^2)^2 + (m_e^2 + m_{\tilde{\nu}}^2)(m_n^2 - m_{\tilde{p}}^2)^2}{2M^6} + \frac{(m_n^2 - m_{\tilde{p}}^2)^2 (m_e^2 - m_{\tilde{\nu}}^2)^2}{M^8} \right\} \quad (46)$$

Эти сечения записаны в произвольной системе единиц и в произвольной системе координат.

$\beta_0$  - относительная скорость сталкивающихся частиц, деленная на скорость света, массы  $m$  и энергия  $\epsilon$  отмечены индексами.  $M$  - масса системы, выражающаяся через энергии и импульсы сталкивающихся частиц 1 ( $\nu$  или  $\tilde{\nu}$ ) и 2 ( $p, n, e$ ) согласно формуле

$$M^2 = (\epsilon_1 + \epsilon_2)^2 / c^4 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 / c^2 \quad (47)$$

В системе координат, где частица 2 покоится, а нейтрино и антинейтрино имеет импульс

$$M^2 = m_2^2 + 2m_2 p_1 / c, \quad m_1 = 0 \quad (48)$$

Для процессов

$$\begin{aligned} \nu + e &\rightarrow \nu + e \\ \tilde{\nu} + e &\rightarrow \tilde{\nu} + e \end{aligned}$$

если они существуют и управляются универсальным взаимодействием Ферми

$$\begin{aligned} \sigma_{\nu+e \rightarrow \nu+e} &= \frac{G^2}{4\pi\hbar^4} \frac{M^4 c^4}{\epsilon_e \epsilon_{\nu} \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_{\nu}^2 + m_e^2)}{M^2} + \frac{(m_{\nu}^2 - m_e^2)^2}{M^4}} \left(1 - \frac{m_e^2 + m_{\nu}^2}{M^2}\right)^2 \quad (49) \\ \sigma_{\tilde{\nu}+e \rightarrow \tilde{\nu}+e} &= \frac{G^2}{12\pi\hbar^4} \frac{M^4 c^4}{\epsilon_e \epsilon_{\tilde{\nu}} \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_{\tilde{\nu}}^2 + m_e^2)}{M^2} + \frac{(m_{\tilde{\nu}}^2 - m_e^2)^2}{M^4}} \cdot \left\{ 1 - \frac{m_e^2 + m_{\tilde{\nu}}^2}{M^2} + \frac{4m_e^2 m_{\tilde{\nu}}^2}{M^4} - \frac{(m_e^2 + m_{\tilde{\nu}}^2)(m_e^2 - m_{\tilde{\nu}}^2)^2}{M^6} + \frac{(m_e^2 - m_{\tilde{\nu}}^2)^4}{M^8} \right\} \quad (50) \end{aligned}$$

При энергиях  $\epsilon_{\nu} \gtrsim 1$  Бэв в лабораторной системе

$$\sigma_{\tilde{\nu}+p \rightarrow \tilde{e}+n} \approx \frac{G^2}{3\pi\hbar^4 c} m_p p_{\tilde{\nu}} = 4,8 \cdot 10^{-39} \cdot \frac{p_{\tilde{\nu}}}{m_p c} \text{ см}^2 \quad (51)$$

Существуют простые приближенные соотношения между сечениями:

$$\sigma_{\nu+n \rightarrow e+p} \approx 3 \sigma_{\bar{\nu}+p \rightarrow n+\bar{e}} \quad (52)$$

$$\sigma_{\bar{\nu}+e \rightarrow n+\bar{p}} \approx \frac{m_e}{m_p} \sigma_{\bar{\nu}+p \rightarrow n+\bar{e}} \quad (53)$$

$$\sigma_{\nu+e \rightarrow \nu+e} \approx 3 \frac{m_e}{m_p} \sigma_{\bar{\nu}+p \rightarrow n+\bar{e}} \quad (54)$$

$$\sigma_{\bar{\nu}+e \rightarrow \bar{\nu}+e} \approx \frac{m_e}{m_p} \sigma_{\bar{\nu}+p \rightarrow n+\bar{e}} \quad (55)$$

В оценках Полубаринова, как видно из (43), положено  $|G_A| = |G_V|$ .

В расчетах Ямагучи<sup>58</sup>, Кабибо и Гатто<sup>27</sup> использованы более современные данные, согласно которым  $|G_A| \neq |G_V|$ , именно  $\lambda = \frac{-G_A}{G_V} = 1,25$

В отличие от расчетов Полубаринова, эти расчеты усложнены введением формфакторов и сечения даны в лабораторной системе<sup>x</sup>.

Эти оценки очень поучительны, а гипотезы, относящиеся к роли формфакторов в слабых взаимодействиях, безусловно явятся объектами экспериментальных исследований.

В работе Кабибо и Гатто<sup>27</sup> универсализируются формфакторы нуклонов типа станфордских, полученные из экспериментов по рассеянию электронов на нуклонах

$$F(k^2) = \frac{1}{(1 + \frac{k^2}{a^2})^2} \quad a^2 = 37,5 m_\pi^2 \quad (56)$$

Это выражение экстраполируется на как угодно большие  $K$ . Практически при выбранных формфакторах рассматриваемые сечения эффектов  $\nu+n \rightarrow e^-+p$  и  $\bar{\nu}+p \rightarrow \bar{e}^-+n$  (в отличие от соотношений (52)-(53)) сравниваются друг с другом и выходят на константу со значением  $\sim 0,75 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$  уже в районе  $\frac{E_\nu}{m_p} \sim 10$ . Именно до этих значений приведены вычисления рассматриваемых сечений в работе<sup>27</sup>. Результаты даны в виде кривых (5) и (6).

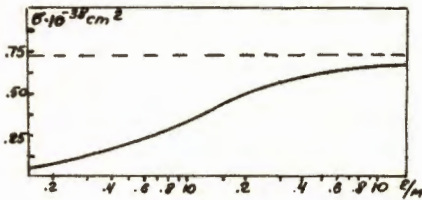


Рис.5

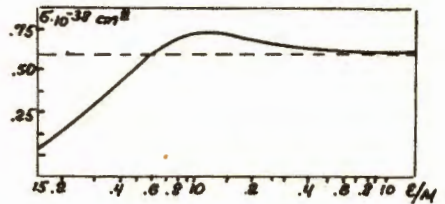


Рис.6

<sup>x</sup>Следует подчеркнуть, что сечения рассматриваемых процессов в работе Полубаринова даны при  $m_\nu \neq 0$ . Сечения для двухкомпонентного нейтрино ( $m_\nu = 0$ ) в два раза больше

(T.D.Lee, C.N.Yang, Phys.Rev.105, 1671 (1957),

чем

сечения при  $m_\nu \neq 0$  в потоке неполяризованных нейтрино.

Более подробные вычисления Ямагучи<sup>58</sup> приспособлены к параметрам ЦЕРНовской машины, где средняя энергия нейтрино лежит в области, близкой I Бэв. В этой работе конкретные расчеты доведены до  $E_\nu = 2$  Бэв. Аналитическое выражение дифференциальных сечений с учетом формфакторов в лабораторной системе записано в виде<sup>58</sup>

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} (\nu+n \rightarrow p+e^-) = & \frac{G_V^2}{2\pi^2} E_\nu^2 \frac{(\cos \frac{\theta}{2})^2}{\left[1 + \frac{2E_\nu}{m} (\sin \frac{\theta}{2})^2\right]^3} \cdot \left[ |F_1(q^2)|^2 + \right. \\ & + \frac{q^2}{4m^2} \{ 2|F_1(q^2) + \mu F_2(q^2)|^2 (\tan \frac{\theta}{2})^2 + \mu^2 |F_2(q^2)|^2 \} + \\ & + |\lambda^2 F_A(q^2)|^2 \left\{ 1 + 2(\tan \frac{\theta}{2})^2 + \frac{q^2}{2m^2} (\tan \frac{\theta}{2})^2 \right\} \pm \\ & \left. \pm 2 \operatorname{Re} \{ (F_1(q^2) + \mu F_2(q^2)) \lambda F_A(q^2) \} \left\{ 2 \frac{E_\nu}{m} - \frac{q^2}{2m^2} \right\} (\tan \frac{\theta}{2})^2 \right] \end{aligned} \quad (57)$$

$m$  - масса нуклона.

Вычисления ведутся при  $\lambda = 1,25$ ;  $\mu = 3,71$  (разность аномальных магнитных моментов протона и нейтрона).

Все формфакторы произвольно положены тождественными

$$F_1 = F_2 = F_A = \frac{1}{\left(1 + \frac{5q^2}{4m^2}\right)^2}$$

$$q^2 = \frac{(2E_\nu \sin \frac{\theta}{2})^2}{1 + \frac{2E_\nu}{m} (\sin \frac{\theta}{2})^2}$$

( $q^2$  - четырехмерный импульс, передаваемый нуклону) (58)

Таблицы дифференциальных сечений в лабораторной системе (II) и (III) взяты из работы Ямагучи<sup>58</sup>.



Таблица II

Дифференциальное сечение в лаб. системе

$$d\sigma/d\Omega / (e_V^2 M^2 / 2\pi^2) \text{ для } \bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$$

 $E_\nu$  - энергия нейтрино в лаб. системе;  $\theta$  - угол  $(\nu e^-)$  .

| $\theta$ $E_\nu / M$ | 0,25    | 0,50   | 0,75   | 1,00   | 1,50   | 2,00    |
|----------------------|---------|--------|--------|--------|--------|---------|
| 0                    | 0,16016 | 0,6406 | 1,441  | 2,563  | 5,766  | 10,250  |
| 2                    | 0,15994 | 0,6385 | 1,433  | 2,540  | 5,669  | 9,978   |
| 4                    | 0,15928 | 0,6321 | 1,408  | 2,472  | 5,392  | 9,216   |
| 6                    | 0,15820 | 0,6216 | 1,367  | 2,365  | 4,968  | 8,106   |
| 8                    | 0,15670 | 0,6073 | 1,313  | 2,224  | 4,443  | 6,827   |
| 10                   | 0,15479 | 0,5894 | 1,247  | 2,058  | 3,868  | 5,543   |
| 12                   | 0,15250 | 0,5685 | 1,171  | 1,876  | 3,289  | 4,369   |
| 14                   | 0,14985 | 0,5449 | 1,089  | 1,686  | 2,741  | 3,368   |
| 16                   | 0,14686 | 0,5191 | 1,0032 | 1,496  | 2,247  | 2,556   |
| 18                   | 0,14356 | 0,4917 | 0,9156 | 1,312  | 1,817  | 1,920   |
| 20                   | 0,13998 | 0,4630 | 0,8286 | 1,1385 | 1,455  | 1,435   |
| 22                   | 0,13615 | 0,4337 | 0,7440 | 0,9793 | 1,1572 | 1,0716  |
| 24                   | 0,13210 | 0,4041 | 0,6633 | 0,8359 | 0,9161 | 0,8017  |
| 26                   | 0,12787 | 0,3747 | 0,5875 | 0,7088 | 0,7238 | 0,6025  |
| 28                   | 0,12349 | 0,3457 | 0,5172 | 0,5979 | 0,5717 | 0,4556  |
| 30                   | 0,11899 | 0,3176 | 0,4530 | 0,5023 | 0,4523 | 0,3471  |
| 32                   | 0,11440 | 0,2905 | 0,3949 | 0,4207 | 0,3588 | 0,2667  |
| 34                   | 0,10975 | 0,2647 | 0,3429 | 0,3516 | 0,2858 | 0,2067  |
| 36                   | 0,10507 | 0,2403 | 0,2967 | 0,2935 | 0,2288 | 0,1617  |
| 38                   | 0,10040 | 0,2173 | 0,2560 | 0,2449 | 0,1842 | 0,1277  |
| 40                   | 0,09574 | 0,1959 | 0,2204 | 0,2045 | 0,1492 | 0,1017  |
| 42                   | 0,09113 | 0,1761 | 0,1894 | 0,1709 | 0,1216 | 0,0818  |
| 44                   | 0,08659 | 0,1579 | 0,1625 | 0,1431 | 0,0998 | 0,0664  |
| 46                   | 0,08213 | 0,1412 | 0,1393 | 0,1201 | 0,0825 | 0,0543  |
| 48                   | 0,07778 | 0,1259 | 0,1194 | 0,1011 | 0,0687 | 0,0448  |
| 50                   | 0,07354 | 0,1121 | 0,1024 | 0,0854 | 0,0576 | 0,0373  |
| 52                   | 0,06942 | 0,0995 | 0,0878 | 0,0725 | 0,0486 | 0,0313  |
| 54                   | 0,06545 | 0,0883 | 0,0753 | 0,0617 | 0,0413 | 0,0264  |
| 56                   | 0,06161 | 0,0781 | 0,0648 | 0,0528 | 0,0353 | 0,0225  |
| 58                   | 0,05793 | 0,0691 | 0,0557 | 0,0454 | 0,0304 | 0,0192  |
| 60                   | 0,05440 | 0,0610 | 0,0481 | 0,0392 | 0,0263 | 0,0166  |
| 62                   | 0,05103 | 0,0538 | 0,0416 | 0,0341 | 0,0230 | 0,0144  |
| 64                   | 0,04782 | 0,0474 | 0,0361 | 0,0298 | 0,0201 | 0,0125  |
| 66                   | 0,04476 | 0,0417 | 0,0314 | 0,0261 | 0,0177 | 0,01096 |
| 68                   | 0,04186 | 0,0367 | 0,0274 | 0,0231 | 0,0157 | 0,00966 |
| 70                   | 0,03912 | 0,0323 | 0,0240 | 0,0205 | 0,0140 | 0,00855 |
| 72                   | 0,03652 | 0,0284 | 0,0211 | 0,0183 | 0,0125 | 0,00761 |

Таблица II (продолжение)

|    |         |        |         |         |         |         |
|----|---------|--------|---------|---------|---------|---------|
| 74 | 0,03407 | 0,0250 | 0,0186  | 0,0164  | 0,0112  | 0,00680 |
| 76 | 0,03177 | 0,0219 | 0,0165  | 0,0148  | 0,01014 | 0,00610 |
| 78 | 0,02960 | 0,0198 | 0,0147  | 0,0134  | 0,00914 | 0,00550 |
| 80 | 0,02756 | 0,0170 | 0,0132  | 0,0122  | 0,00837 | 0,00497 |
| 82 | 0,02565 | 0,0149 | 0,0119  | 0,0112  | 0,00764 | 0,00451 |
| 84 | 0,02387 | 0,0131 | 0,0108  | 0,01025 | 0,00700 | 0,00411 |
| 86 | 0,02219 | 0,0116 | 0,00978 | 0,00945 | 0,00644 | 0,00376 |
| 88 | 0,02063 | 0,0102 | 0,00893 | 0,00876 | 0,00594 | 0,00345 |
| 90 | 0,01918 | 0,0090 | 0,00820 | 0,00814 | 0,00550 | 0,00318 |

Таблица III

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) / \left(\frac{e^2 M^2}{2\pi^2}\right) \text{ для } \nu+n \rightarrow p+e^-$$

| $\theta / M$ | 0,25    | 0,50   | 0,75   | 1,00   | 1,50   | 2,00   |
|--------------|---------|--------|--------|--------|--------|--------|
| 0            | 0,16016 | 0,6406 | 1,441  | 2,563  | 5,766  | 10,250 |
| 2            | 0,16016 | 0,6403 | 1,439  | 2,554  | 5,717  | 10,089 |
| 4            | 0,16018 | 0,6392 | 1,432  | 2,528  | 5,573  | 9,626  |
| 6            | 0,16020 | 0,6374 | 1,419  | 2,485  | 5,343  | 8,910  |
| 8            | 0,16023 | 0,6348 | 1,402  | 2,425  | 5,089  | 8,017  |
| 10           | 0,16026 | 0,6314 | 1,380  | 2,351  | 4,678  | 7,030  |
| 12           | 0,16028 | 0,6272 | 1,353  | 2,263  | 4,279  | 6,027  |
| 14           | 0,16031 | 0,6221 | 1,322  | 2,164  | 3,861  | 5,070  |
| 16           | 0,16032 | 0,6162 | 1,286  | 2,055  | 3,442  | 4,202  |
| 18           | 0,16031 | 0,6094 | 1,247  | 1,939  | 3,036  | 3,444  |
| 20           | 0,16027 | 0,6016 | 1,204  | 1,819  | 2,654  | 2,800  |
| 22           | 0,16021 | 0,5930 | 1,159  | 1,696  | 2,304  | 2,266  |
| 24           | 0,16011 | 0,5835 | 1,111  | 1,574  | 1,989  | 1,829  |
| 26           | 0,15997 | 0,5731 | 1,061  | 1,453  | 1,710  | 1,476  |
| 28           | 0,15978 | 0,5620 | 1,011  | 1,337  | 1,466  | 1,192  |
| 30           | 0,15954 | 0,5501 | 0,9596 | 1,225  | 1,255  | 0,9661 |
| 32           | 0,15924 | 0,5375 | 0,9086 | 1,120  | 1,074  | 0,7856 |
| 34           | 0,15887 | 0,5244 | 0,8581 | 1,0212 | 0,9192 | 0,6417 |
| 36           | 0,15844 | 0,5107 | 0,8086 | 0,9298 | 0,7875 | 0,5267 |
| 38           | 0,15794 | 0,4966 | 0,7604 | 0,8446 | 0,6759 | 0,4346 |
| 40           | 0,15736 | 0,4823 | 0,7139 | 0,7668 | 0,5813 | 0,3606 |
| 42           | 0,15672 | 0,4677 | 0,6693 | 0,6958 | 0,5012 | 0,3008 |
| 44           | 0,15600 | 0,4529 | 0,6268 | 0,6312 | 0,4334 | 0,2524 |
| 46           | 0,15520 | 0,4381 | 0,5863 | 0,5727 | 0,3758 | 0,2130 |
| 48           | 0,15434 | 0,4233 | 0,5481 | 0,5199 | 0,3270 | 0,1808 |
| 50           | 0,15340 | 0,4087 | 0,5122 | 0,4722 | 0,2855 | 0,1543 |
| 52           | 0,15239 | 0,3942 | 0,4784 | 0,4292 | 0,2501 | 0,1323 |
| 54           | 0,15131 | 0,3799 | 0,4468 | 0,3906 | 0,2198 | 0,1142 |
| 56           | 0,15017 | 0,3659 | 0,4174 | 0,3559 | 0,1939 | 0,0989 |

|    |         |        |        |        |        |        |
|----|---------|--------|--------|--------|--------|--------|
| 58 | 0,14897 | 0,3522 | 0,3899 | 0,3246 | 0,1716 | 0,0826 |
| 60 | 0,14771 | 0,3888 | 0,3644 | 0,2966 | 0,1524 | 0,0754 |
| 62 | 0,14639 | 0,3259 | 0,3407 | 0,2714 | 0,1359 | 0,0663 |
| 64 | 0,14503 | 0,3133 | 0,3187 | 0,2488 | 0,1215 | 0,0586 |
| 66 | 0,14363 | 0,3012 | 0,2984 | 0,2284 | 0,1090 | 0,0519 |
| 68 | 0,14218 | 0,2895 | 0,2795 | 0,2100 | 0,0981 | 0,0463 |
| 70 | 0,14071 | 0,2782 | 0,2621 | 0,1935 | 0,0886 | 0,0414 |
| 72 | 0,13920 | 0,2674 | 0,2460 | 0,1786 | 0,0802 | 0,0371 |
| 74 | 0,13766 | 0,2571 | 0,2311 | 0,1652 | 0,0729 | 0,0335 |
| 76 | 0,13611 | 0,2472 | 0,2173 | 0,1530 | 0,0664 | 0,0303 |
| 78 | 0,13454 | 0,2377 | 0,2046 | 0,1420 | 0,0607 | 0,0275 |
| 80 | 0,13296 | 0,2287 | 0,1928 | 0,1320 | 0,0556 | 0,0250 |
| 82 | 0,13137 | 0,2200 | 0,1819 | 0,1230 | 0,0511 | 0,0228 |
| 84 | 0,12979 | 0,2118 | 0,1718 | 0,1148 | 0,0471 | 0,0209 |
| 86 | 0,12820 | 0,2040 | 0,1625 | 0,1073 | 0,0435 | 0,0192 |
| 88 | 0,12661 | 0,1965 | 0,1539 | 0,1005 | 0,0403 | 0,0177 |
| 90 | 0,12504 | 0,1895 | 0,1459 | 0,0943 | 0,0374 | 0,0164 |

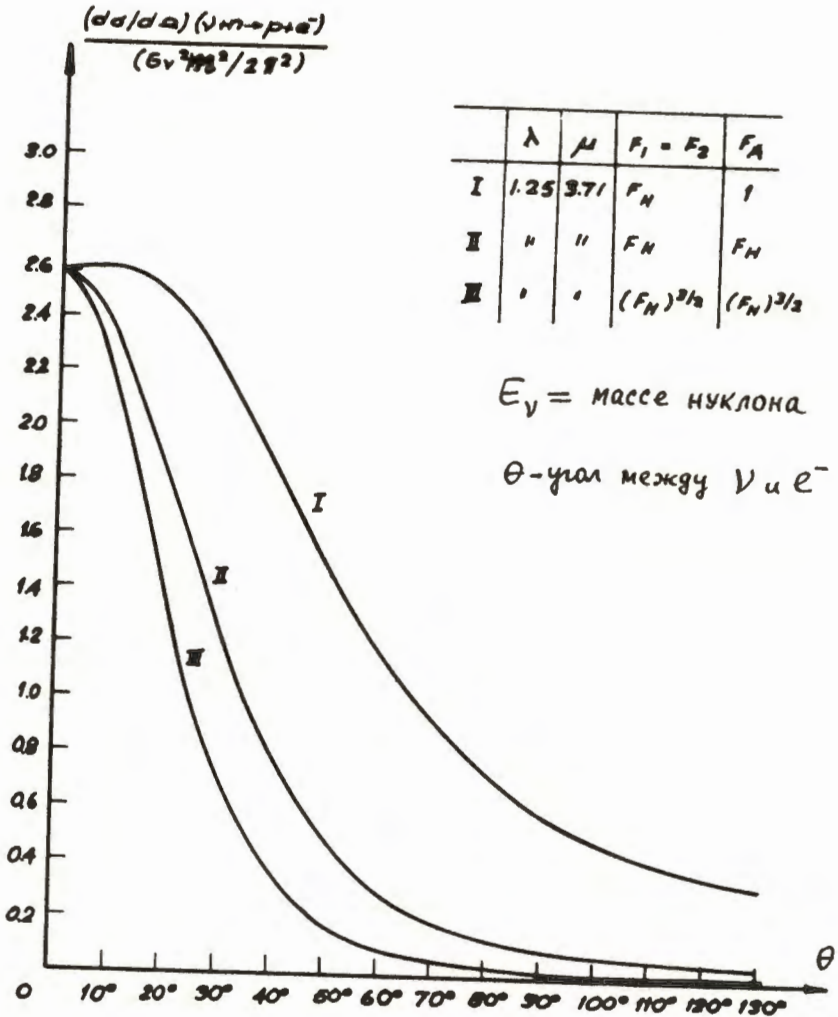


Рис. 7.

Эти таблицы показывают, что угловые распределения в эффектах  $\bar{\nu}+p \rightarrow e^++n$  и  $\nu+n \rightarrow p+e^-$  существенно различны. Полное сечение  $\nu+n \rightarrow p+e^-$  больше сечения  $\bar{\nu}+p \rightarrow e^++n$  за счет более медленного спада в зависимости от угла ( $\nu e$ ). Эти сечения сравниваются при больших энергиях  $E_\nu$  при учете формфакторов нуклонов, которые подавляют эффект на больших углах (передача больших импульсов). Рис.7 иллюстрирует угловую зависимость эффекта для случая  $\frac{E_\nu}{m} = 1$  в трех различных предположениях относительно формфакторов.

Кривая I относится к предположению "точечного" формфактора аксиального взаимодействия  $F_1^V = F_2^V$ ,  $F_A = 1$ . Кривая II показывает влияние выбранного формфактора и для аксиального взаимодействия. Кривая III учитывает роль возможного промежуточного бозона с массой = 840 Мэв. Формально роль его эквивалентна некоторому изменению формфактора. Этот случай не обладает какой-либо резко выраженной специфичностью, на основании которой можно было бы относительно уверенно судить о наличии промежуточного мезона.

Позднейшие данные о протонных формфакторах <sup>30</sup> показали, что в то время, как магнитный формфактор быстрее падает к нулю в области больших передач импульсов, зарядовый формфактор возможно выходит на плато со значением вблизи  $x \sim 0,42$ . Н.Кабиббо <sup>59</sup> пересчитал сечения для рассматриваемых эффектов ( $\bar{\nu}+p \rightarrow h+e^+$ ,  $\nu+n \rightarrow p+e^-$ ) с учетом существования такой "сердцевин" (core) у протона, экстраполируя результаты измерений в области больших энергий.

В таблице IV приведены результаты этих вычислений.

Таблица IV

| $E_\nu / M$ | $\alpha$                   |                          | $\beta$                    |                          |
|-------------|----------------------------|--------------------------|----------------------------|--------------------------|
|             | $\sigma_\nu \cdot 10^{38}$ | $\sigma_p \cdot 10^{38}$ | $\sigma_\nu \cdot 10^{38}$ | $\sigma_p \cdot 10^{38}$ |
| 0,43        | 0,60                       | 0,15                     | 0,60                       | 0,15                     |
| 0,62        | 0,75                       | 0,22                     | 0,75                       | 0,22                     |
| 0,89        | 0,925                      | 0,29                     | 0,865                      | 0,31                     |
| 1,28        | 0,845                      | 0,38                     | 1,024                      | 0,44                     |
| 1,84        | 0,832                      | 0,46                     | 1,31                       | 0,60                     |
| 2,66        | 0,81                       | 0,53                     | 1,68                       | 0,81                     |
| 3,83        | 0,79                       | 0,56                     | 2,48                       | 0,97                     |
| 5,52        | 0,76                       | 0,59                     | 3,69                       | 1,72                     |

<sup>x</sup>Строго говоря пока можно констатировать лишь некоторое замедление падения соответствующих экспериментальных данных, хотя в дальнейшем появление плато в области больших значений передаваемых импульсов не исключено.

В работе Полубаринова <sup>51</sup> дается выражение фазовой плотности нейтрино через фазовую плотность порождающих их  $\pi$  - мезонов. Если  $\rho_{\pi}(\vec{x}, \vec{p}_{\pi})$  фазовая плотность  $\pi$  - мезонов, так что в фазовом объеме  $(\vec{x}, \vec{x} + d\vec{x}; \vec{p}_{\pi}, \vec{p}_{\pi} + d\vec{p}_{\pi})$  находится  $\rho_{\pi}(\vec{x}, \vec{p}_{\pi}) d\vec{x} d\vec{p}_{\pi}$   $\pi$  - мезонов, а  $d\omega(\vec{p}_{\pi}, \vec{p}_v) = f(\vec{p}_{\pi}, \vec{p}_v) d\vec{p}_v$  - вероятность распада  $\pi$  - мезона с импульсом  $\vec{p}_{\pi}$  в единицу времени с рождением нейтрино с импульсом в  $(\vec{p}_v, \vec{p}_v + d\vec{p}_v)$ , то

$$\int d\vec{p}_{\pi} \rho_{\pi}(\vec{x}, \vec{p}_{\pi}) f(\vec{p}_{\pi}, \vec{p}_v) d\vec{x} d\vec{p}_{\pi} \quad (59)$$

нейтрино вылетают в единицу времени из объема  $(\vec{x}, \vec{x} + d\vec{x})$  с импульсом в  $(\vec{p}_v, \vec{p}_v + d\vec{p}_v)$

Нейтрино, влетающие в  $d\Omega$  за единицу времени, занимают объем

$$|\vec{y} - \vec{x}|^2 v_v d\Omega \quad v_v - \text{скорость нейтрино} \quad (60)$$

Этот геометрический фактор уменьшения плотности нейтринного пучка приведет к тому, что в объеме  $(\vec{y}, \vec{y} + d\vec{y})$  будут находиться нейтрино, поставляемые объемом  $(\vec{x}, \vec{x} + d\vec{x})$  в интервале импульсов  $(p_v, p_v + dp_v)$  в числе

$$\frac{\int d\vec{p}_{\pi} \rho_{\pi}(\vec{x}, \vec{p}_{\pi}) f(\vec{p}_{\pi}, \vec{p}_v) d\vec{x} d\vec{p}_{\pi}}{(|\vec{y} - \vec{x}|)^2 v_v d\Omega} \quad (61)$$

Или, имея в виду, что из точки  $\vec{x}$  в некоторую точку  $\vec{y}$  попадут лишь те нейтрино, у которых

$$\frac{\vec{p}_v}{|\vec{p}_v|} = \frac{\vec{y} - \vec{x}}{|\vec{y} - \vec{x}|} \quad (62)$$

выражение для фазовой плотности нейтрино  $\rho(\vec{y}, p_v)$ , поставляемых всем пространством  $\vec{x}$ , можно записать в виде:

$$\rho_v(\vec{y}, p_v) d\vec{y} dp_v = \int \frac{d\vec{x}}{(|\vec{y} - \vec{x}|)^2} \int d\vec{p}_{\pi} \rho_{\pi}(\vec{x}, \vec{p}_{\pi}) f\left(\vec{p}_{\pi}, p_v \frac{\vec{y} - \vec{x}}{|\vec{y} - \vec{x}|}\right) p_v \frac{dp_v}{v_v} d\vec{y} \quad (63)$$

$$\rho_\nu(\vec{y}, \vec{p}_\nu) d\vec{y} d\vec{p}_\nu = \int \frac{d\vec{x}}{(\vec{y}-\vec{x})^2} \int d\vec{p}_\pi \rho_\pi(\vec{x}, \vec{p}_\pi) f(\vec{p}_\pi, \vec{p}_\nu) \delta\left(\frac{\vec{p}_\nu}{|\vec{p}_\nu|} - \frac{\vec{y}-\vec{x}}{|\vec{y}-\vec{x}|}\right) \frac{d\vec{p}_\nu d\vec{y}}{v_\nu} \quad (64)$$

Здесь  $\delta\left(\frac{\vec{p}_\nu}{|\vec{p}_\nu|} - \frac{\vec{y}-\vec{x}}{|\vec{y}-\vec{x}|}\right)$  - двумерная  $\delta$ -функция, учитывающая (62) и обладающая свойством

$$\int d\Omega_{\vec{p}} \delta\left(\frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} - \frac{\vec{y}-\vec{x}}{|\vec{y}-\vec{x}|}\right)$$

Таким образом, фазовая плотность нейтрино равна

$$\rho_\nu(\vec{y}, \vec{p}_\nu) = \int \frac{d\vec{x}}{(\vec{y}-\vec{x})^2} \int d\vec{p}_\pi \rho_\pi(\vec{x}, \vec{p}_\pi) f(\vec{p}_\pi, \vec{p}_\nu) \delta\left(\frac{\vec{p}_\nu}{|\vec{p}_\nu|} - \frac{\vec{y}-\vec{x}}{|\vec{y}-\vec{x}|}\right) \frac{1}{v_\nu} \quad (65)$$

Число событий  $\tilde{\nu} + p \rightarrow n + \bar{e}$  в единицу времени, вызываемых антинейтрино (в объеме  $(\vec{y}, \vec{y} + d\vec{y})$ ) от распада  $\pi$ -мезонов равно

$$n(\vec{y}) d\vec{y} = \rho_p \int d p_\nu \sigma(p_\nu) v_0(p_\nu) \rho(\vec{y}, p_\nu) d\vec{y} \quad (66)$$

где  $\rho_p$  - плотность протонов,  $\sigma(p_\nu)$  - полное сечение взаимодействия нейтрино импульса  $p_\nu$  с протоном,  $v_0(p_\nu)$  - относительная скорость  $\tilde{\nu}$  - протона,  $\rho(\vec{y}, p_\nu)$  - проинтегрированная по направлениям  $\tilde{\nu}$  фазовая плотность  $\tilde{\nu}$  (65) т.е. (63).

Подставив (63) в (66), получим

$$n(\vec{y}) d\vec{y} = \rho_p \int d p_\nu \sigma(p_\nu) \frac{v_0(p_\nu)}{v_\nu} p_\nu^2 \int \frac{d\vec{x}}{(\vec{y}-\vec{x})^2} \int d\vec{p}_\pi \rho_\pi(\vec{x}, \vec{p}_\pi) f\left(\vec{p}_\pi, p_\nu \frac{\vec{y}-\vec{x}}{|\vec{y}-\vec{x}|}\right) d\vec{y} \quad (67)$$

Уже в первых оценках Факирова эффективности  $\pi$ -мезонных пучков, возникающих на ускорителях в формировании нейтринного пучка оказалось, что геометрические факторы (угловое распределение  $\pi$ -мезонов) делают выгодным расположение детектирующей нейтрино мишени в непосредственной близости от  $\pi$ -мезонного источника. "Геометрический фактор", рассеивающий нейтрино оказывается более мощным, чем уменьшение числа нейтрино из-за того, что на близких расстояниях от  $\pi$ -мезонного источника успевают распасться лишь часть  $\pi$ -мезонного потока. Это было причиной того, что пришлось обратиться к рассмотрению возможностей, которые могла бы дать магнитная фокусировка  $\pi$ -мезонного пучка.

51

Было предположено, что с помощью магнитных линз можно создать пучок монохроматических  $\pi$ -мезонов.

Вычисления числа событий  $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$  было проведено в случаях:

- линейного монохроматического пучка  $\pi$ -мезонов;
- широкого пучка  $\pi$ -мезонов.

В последнем случае такой пучок описывался фазовой плотностью распадающихся  $\pi$ -мезонов заданной в виде функции:

$$\rho_{\pi}(\vec{x}, \vec{k}) = \begin{cases} \frac{J}{v_{\pi}} \delta(\vec{k} - \vec{p}_{\pi}) e^{-\frac{(\vec{p}_{\pi} \vec{x})}{p_{\pi} v_{\pi} \tau(\epsilon_{\pi})}} & \text{в } V_{\pi} \\ 0 & \text{вне } V_{\pi} \end{cases} \quad (68)$$

где  $J$  - начальный поток на единицу поверхности,  $V_{\pi}$  цилиндрическая область радиуса  $b$  с осью, параллельной  $\vec{p}_{\pi}$  (рис.8), детектор здесь изображен в виде диска толщиной  $dl$  и радиусом  $a$ . Оси диска и пучка совпадают.

Подставляя  $\rho_{\pi}(\vec{x}, \vec{k})$  и  $f(\vec{p}_{\pi}, \vec{p}_{\nu})$  в (67), интегрируя по объему диска ( $\vec{y}$ ), по азимуту и расстоянию от оси  $\vec{x}$ , получаем выражение для числа событий

$$n(V_{\text{диск}}) = \frac{J \rho_{\pi} m_{\pi}^2 dl}{v_{\pi} \tau(\epsilon_{\pi}) (m_{\pi}^2 - m_{\mu}^2) p_{\pi}} \int dp_{\nu} \theta(p_{\nu}) \frac{v_0(p_{\nu})}{v_{\nu} \cos \psi} e^{-\frac{z \alpha}{v_{\pi} \tau(\epsilon_{\pi})}}$$

$$\cdot \int_{\xi_1}^{\xi_2} d\xi e^{\frac{\xi}{v_{\pi} \tau(\epsilon_{\pi})}} \left\{ [\theta(b-a)\pi a^2 + \theta(a-b)\pi b^2] \theta(|a-b| - \xi \operatorname{tg} \psi) + \right. \quad (69)$$

$$+ \theta(a+b - \xi \operatorname{tg} \psi) \theta(\xi \operatorname{tg} \psi - |a-b|) \left[ \beta^2 \arccos \frac{\beta^2 + \xi^2 \operatorname{tg}^2 \psi - a^2}{2\beta \xi \operatorname{tg} \psi} + a^2 \arccos \frac{a^2 + \xi^2 \operatorname{tg}^2 \psi - \beta^2}{2a \xi \operatorname{tg} \psi} \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2} \sqrt{4a^2 \beta^2 - (a^2 + \beta^2 - \xi^2 \operatorname{tg}^2 \psi)^2} \right] \left. \right\}$$

Если положить  $a = b = 0,5$  м и  $I = J \pi a^2 = 10^8 \frac{\pi \text{-мезонов}}{\text{сек}}$ ,  $\epsilon_{\pi} = 4,2$  Бэв  $\times$  объем детектора  $V_{\text{диск}} = 0,52$  м<sup>3</sup>,  $\rho_{\pi} = 1,2 \cdot 10^{24} \frac{\text{протонов}}{\text{см}^3}$ , то последняя формула, учитывая

<sup>x</sup>При соударении 10 Бэв'ного протона с нуклоном по оценке <sup>60</sup> рождается  $\sim 0,05$   $\pi$ -мезонов в интервале энергий 3,7 - 5,1 Бэв ( $\bar{\epsilon}_{\pi} = 4,2$  Бэв), так что указанный поток  $\pi$ -мезонов этих энергий возникает от потока  $2 \cdot 10^{11} \frac{\text{прот.}}{\text{сек}}$ , когда 0,1 часть его поглощается в мишени с рождением  $\pi$ -мезонов.

выражение для сечения, дает число событий  $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$  в сутки в зависимости от положения детектора относительно источника  $\pi$ -мезонов ( $\xi_2$ ) и расположения защиты (поглощающей  $\pi$ -мезоны стены) относительно детектора ( $\xi_1$ ) (рис.8).

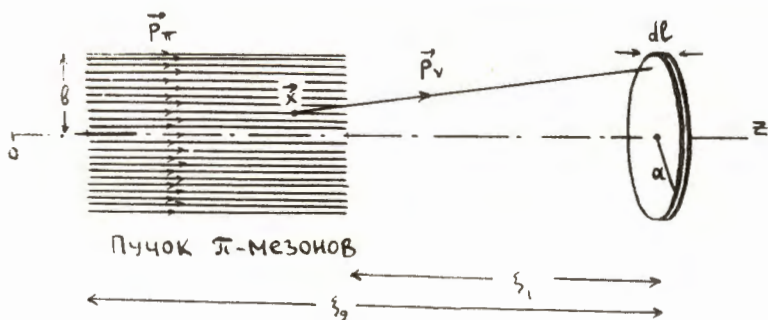


Рис.8

При  $\xi_2 = z = 50$  метров и  $\xi_1 = 25$  м  
 $n = 0,075 \frac{\text{СОБЫТИЙ}}{\text{СУТКИ}}$  (70)

Принимая во внимание идеализированный характер магнитной фокусировки, полученные числа не выглядели слишком оптимистично и не возбуждали желания слишком настойчиво рекомендовать этот эксперимент для конкретного обсуждения экспериментаторов.

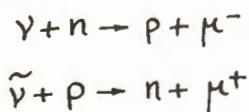
К тому же к этому времени (весна 1959 г.) стало известно, что Понтекорво для экспериментального решения вопроса о  $\nu_\mu - \nu_e$  - нейтрино предлагает эксперимент с нейтрино малых энергий ( $\sim 35$  Мэв), который целесообразно проводить на машинах средних энергий (до 700 Мэв), где большая интенсивность  $\pi$ -мезонного пучка может быть легче обеспечена. Преимущества предложения Понтекорво были очевидны.

Но фактически успех был достигнут не на легчайшем пути: эксперимент был выполнен на ускорителе именно большой энергии <sup>61</sup>. Интенсивность протонного пучка была на уровне  $2,4 \times 10^{11}$  протонов в импульсе при 300 импульсов в час - это примерно соответствует  $2 - 4 \cdot 10^{11} \frac{\text{ПРОТОНОВ}}{\text{СЕКУНДУ}}$ . Интересно, что минимальная интенсивность протонного пучка, с которой начинались оценки Шварца, принималась равной

$$5 \cdot 10^{12} \frac{\text{ПРОТОНОВ}}{\text{СЕКУНДУ}}$$

Это на порядок больше той интенсивности, с которой эксперимент выполнен.

Результаты эксперимента интерпретируются таким образом, что протекают именно реакции типа





Т.е. реакции с рождением  $\mu$ -мезона, а не электрона от нейтрино, возникающего в результате распада  $\pi$ -мезонов. Отсутствие "электронных событий"  $\left( \begin{array}{l} \nu + n \rightarrow p + e^- \\ \bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \end{array} \right)$  дает основание считать, что гипотеза  $\gamma_\mu \neq \gamma_e$  подтверждается данным экспериментом.

Главное достижение этого эксперимента заключается в том, что впервые на ускорителе измерено сечение  $\sim 10^{-38}$  см<sup>2</sup>.

Сенсационный результат, свидетельствующий в пользу гипотезы двух видов нейтрино, это уже "заслуга" природы, а не экспериментаторов. Хотя автор не может скрыть своих симпатий к гипотезе двух нейтрино, все-таки с окончательным суждением спешить вряд ли целесообразно - слишком еще мала статистика в этом эксперименте и возможны всякие неожиданности с его интерпретацией<sup>х</sup>. Кроме того, следует заметить, что слабым взаимодействиям

<sup>х</sup> Например, как указал Ямагучи<sup>58</sup>, индуцированное псевдоскалярное взаимодействие (М.Л.Гольдбергер и С.Б.Трейман. Phys.Rev. III,354 (1958)), которое характеризуется эффективной псевдоскалярной константой, пропорциональной массе заряженного лептона, ведет к заметному вкладу в сечения с образованием именно  $\mu$ -мезона от нейтрино.

Вклад этого, обычно неучитываемого взаимодействия, достигает<sup>58</sup>  $\sim 0,17 \cdot 10^{-38}$  см<sup>2</sup> для  $E_\nu/M_\mu = 1$  и затем падает с энергией нейтрино (до  $0,05 \cdot 10^{-38}$  см<sup>2</sup> для  $E_\nu/M_\mu = 3$ ). Правда, согласно этим оценкам индуцированным псевдоскалярным взаимодействием нельзя объяснить преимущественного появления  $\mu$ -мезонов в Брукхавенских экспериментах.

Но пока еще можно (применяя известные "силовые" усилия, гипотетически увеличивая константу псевдоскалярного взаимодействия) "тянуть" оценки в сторону преимущественного образования в рассматриваемой реакции  $\mu$ -мезонов и в теории с одним типом нейтрино (L.I.Lapidus, "On the Interpretation at High Energy Neutrino Experiments" препринт, Дубна, -II20, 1962).

Конечно, здесь неожиданности не исключены.

Увеличение статистики и переход к большим энергиям нейтрино, где эффект индуцированного псевдоскалярного взаимодействия становится меньше, способны привести в большую ясность и обсуждаемую ситуацию. В этой связи не повторяло своё значение и предложение Понтекорво - нейтринный эксперимент в области малых нейтринных энергий, т.е. эксперимент в пучке мюонных нейтрино с энергией ниже порога рождения  $\mu$ -мезона.

особенно "везет" в своеобразных ситуациях: когда-то экспериментально "подтверждалось" наличие производных в четырехфермионных взаимодействиях и на наших книжных полках имеется книга <sup>62</sup>, где теория  $\beta$ -распада изложена в аспекте идей Юлибека-Конопинского. Затем, как известно, эксперимент подтвердил теорию четырехфермионного взаимодействия в первоначальной форме Ферми.

Как известно, было время, когда эксперимент "подтверждал"  $S, T$ -вариант теории  $\beta$ -распада, и научное общественное мнение долго держалось  $S, T$  концепции слабых взаимодействий.

Научное общественное мнение охотно приняло "правило"

$$\Delta S / \Delta Q = +1$$

которое, как можно прочесть в серьезных работах, "широко подтверждено экспериментом" — теперь эксперимент ставит под сомнение и это "правило".

Правда, на этот раз хочется думать, что толкование Брухгавенского эксперимента достаточно однозначно.

Дальнейшие нейтринные эксперименты призваны в первую очередь решать вопрос о существовании промежуточного мезона. От решения этого вопроса непосредственным образом зависят направления дальнейшего развития теории элементарных частиц: существует или не существует истинное четырехфермионное взаимодействие?

К сожалению, экспериментальные возможности решения этого вопроса зависят и от того, где (энергетически) лежит значение массы этого, пока гипотетического, промежуточного мезона ( $W$ ).

Если  $m_W$  находится где-то вблизи значения нуклонной массы, то уже продолжение введущегося нейтринного эксперимента на Брухгавенском ускорителе решит вопрос.

Непосредственной ближайшей задачей этого эксперимента является выяснение природы уже теперь наблюдаемых событий, которые, по сообщению авторов, consistentны с гипотезой промежуточного мезона.

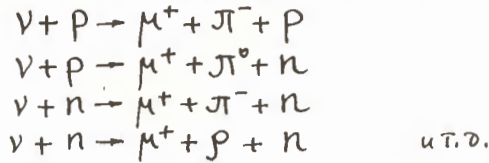
Авторы в этом смысле насторожили общественное научное мнение публикацией пяти случаев, которые можно трактовать как события, свидетельствующие о распаде промежуточного мезона.

Два из них допускают трактовку  $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ , одно трактуется как распад  $W^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+$ , одно событие допускает трактовку электронного распада промежуточного мезона ( $W^+ \rightarrow e^+ + \nu$ ), а пятое событие возможно представляет собой  $W^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ .

Согласно оценкам <sup>63</sup>, в условиях эксперимента должно было бы наблюдаться 20 случаев типа  $\gamma + p \rightarrow W^+ + \mu^- + p$ , если  $m_W = 0,6 m_p$ , и два случая, если  $m_W = m_p$ .

Если все пять указанных случаев в действительности являются случаями  $W$ -мезонов, то вероятнее всего  $m_K < m_W < m_P$ .

К сожалению, интерпретация  $W$ -случаев данного типа пока сильно неоднозначна. Пока неясна роль других процессов в условиях данного эксперимента, которые могли бы имитировать появление  $W$ -мезона. Здесь имеется в виду, например, процессы типа:



Недавно эффекты такого типа, именно:



были оценены, исходя из периферической модели<sup>64</sup>. Здесь учтены лишь некоторые диаграммы в векторном варианте слабых взаимодействий, типа рис.9.

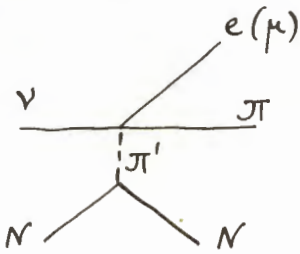


Рис.9

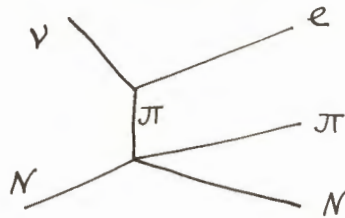


Рис.10

Диаграммы типа рис.10 не учитывались. Результаты численных вычислений приведены на рис.11.

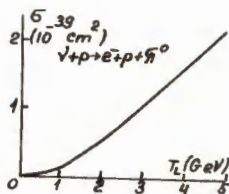


Рис.11

Все сечения рассматриваемых процессов (71) близки друг к другу.

В своих вычислениях авторы вводили для соответствующего узла диаграммы электромагнитный формфактор  $\pi$ -мезона согласно <sup>65</sup>.

Конечно, использование "умозрительного" электромагнитного формфактора  $\pi$ -мезона в конкретной форме <sup>65</sup> и экстраполяция его на как угодно большие импульсы не менее рискованно, чем, например, использование в асимптотической области ховштадтеровского формфактора в реакции  $\nu + p \rightarrow n + \mu$ , но какие-то суждения о порядках величин сечений не слишком далеких от истинных могут быть получены и на этом пути.

Большое количество каналов реакции типа (71), ряд неучтенных диаграмм, в частности, диаграмм вида  $\nu + p \rightarrow \mu^+ + \eta^0 + n$ ,  $\nu + p \rightarrow \mu^+ + K^0 + n$  и т.д.

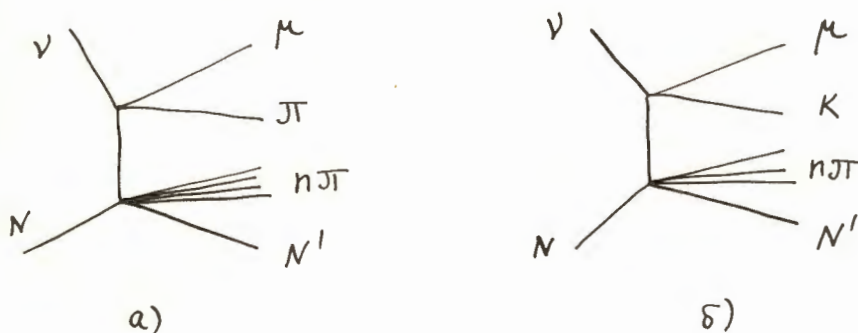


Рис.12

следует принимать во внимание при обсуждении уровня "фона" событий, обязанных различным неупругим процессам <sup>66</sup>. Несмотря на грубость оценок неупругих эффектов - все же делается вероятными соображения, что в условиях Брухгавенского нейтринного эксперимента могло бы наблюдаться несколько событий данного типа.

Более того, как показывают оценки множественного рождения  $\pi$ -мезонов в нейтринно-нуклонных соударениях <sup>64</sup> (реакция типа  $\nu + N \rightarrow \pi + e + N + \pi$ ), уже среди наблюдаемых случаев нейтринно-нуклонных взаимодействий нельзя исключить единичные случаи эффектов парного рождения  $\pi$ -мезонов ( $\rightarrow \mu + \pi + \pi$ ). Согласно кривым рис.13, эти сечения составляют доли процента от основного наблюдаемого сечения <sup>66</sup>.

Оценка полюсных диаграмм множественного рождения  $\pi$ -мезонов на нуклоне, сопровождающих появление  $\pi$  и K-мезона (рис.12а) и (12б), данная Нгуен Ван Хьеу <sup>66</sup>, оказывается того же порядка, что и <sup>64</sup>.

Для множественного рождения  $\pi$ -мезонов на нуклоне от нейтрино с энергией  $E_\nu = 1$  Бэв и  $E_\nu = 5$  Бэв сечения (рис.12а) соответственно равны  $2 \cdot 10^{-40}$  см<sup>2</sup> и  $3 \cdot 10^{-39}$  см<sup>2</sup>.

Для множественного рождения  $\pi$ -мезонов совместно с  $K$ -мезоном (рис.12Б) сечения оцениваются значениями, равными  $10^{-40}$  см<sup>2</sup> для  $E_\nu = 2$  Бэв и  $5 \cdot 10^{-40}$  см<sup>2</sup> для  $E_\nu = 5$  Бэв.

Обращает на себя внимание высокая энергетическая зависимость сечений неупругих процессов в асимптотической области ( $\sigma \sim E^2$ )<sup>64</sup>, скорее всего обязанная грубым оценкам.

Возможно, что при больших энергиях нейтрино сечения неупругих процессов действительно больше сечения  $\nu + N \rightarrow N + \mu$

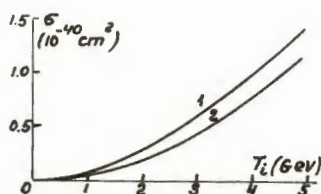


Рис.13

Кривая 1 изображает сечения  $\nu + p$  и  $\bar{\nu} + n$ .

Кривая 2 относится к сечениям  $\bar{\nu} + p$  и  $\nu + n$ .

Может быть увеличение статистики и улучшения разрешающей способности средств наблюдения смогут дать однозначную интерпретацию  $W$ -событиям и в Брухгавенском эксперименте.

Следует подчеркнуть, что не исключено, что наблюдение рождения пар  $W^+$ ,  $W^-$  -от фотонов<sup>67</sup> в условиях Бостонского электронного ускорителя может оказаться более эффективным в решении проблемы, если  $m_W$  не превышает  $2 m_p$ .

Здесь отбор  $W$ -случаев по быстрым  $\mu$ ,  $e$  частицам, летящим "в обратном направлении" тем более эффективно, чем больше масса промежуточного бозона. Конечно, в наблюдении эффекта электромагнитного рождения  $W$ -мезонов, распадающихся по каналам  $\mu + \nu$ ,  $e + \nu$ , встретятся существенные трудности в наличии большого фона  $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ,  $e^+$ ,  $e^-$  пар. Но неясно, насколько эти трудности непреодолимы, если наблюдать продукты распада  $W$ -мезонов в "обратной полусфере", в "направлении назад". Эти вопросы требуют более внимательных рассмотрений и оценок.

К сожалению, эксперимент, в котором  $W$ -мезон продуцируется нейтрино ( $\nu + \bar{Z} \rightarrow \bar{Z}' + \mu + W$ ) также не свободен от фона, затрудняющего идентификацию события.

Эти затруднения возрастают при больших массах предполагаемого  $W$  мезона.

Другой важнейшей проблемой нейтринных экспериментов на больших ускорителях является выяснение вопроса о возможных факторах, подавляющих рост с энергией сечений слабых взаимодействий.

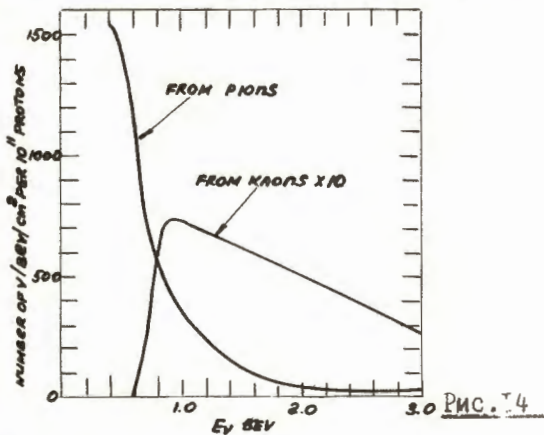
Брукхавенские экспериментальные данные пока не отвечают на этот вопрос.

В нейтринном пучке от 15 Бэвных протонов <sup>X</sup> главную роль играют нейтрино с  $E_\nu$  около 1 Бэв. Но при этих энергиях ожидаемое влияние фактора на полное сечение еще незначительно — оно выражается несколькими процентами. Отбор случаев  $\nu + n \rightarrow p + \mu^-$  с большими ( $\nu_\mu$ ) углами был бы более показательным.

Например, согласно таблицы (II) при  $E_\nu = 1$  Бэв и угле  $50^\circ$ , сечение процесса равно  $0,47 \cdot 10^{-38}$ , а при том же угле, но при  $E_\nu = 2$  Бэв, сечение уменьшается в 3 раза:  $= 0,15 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$ .

Как следует из кривых рис.7, это почти трехкратное уменьшение сечений происходит в основном за счет принятого фактора.

К сожалению, число нейтрино, возникающих в пучке протонов заданной энергии, быстро падает с энергией. Как видно из кривых рис.14

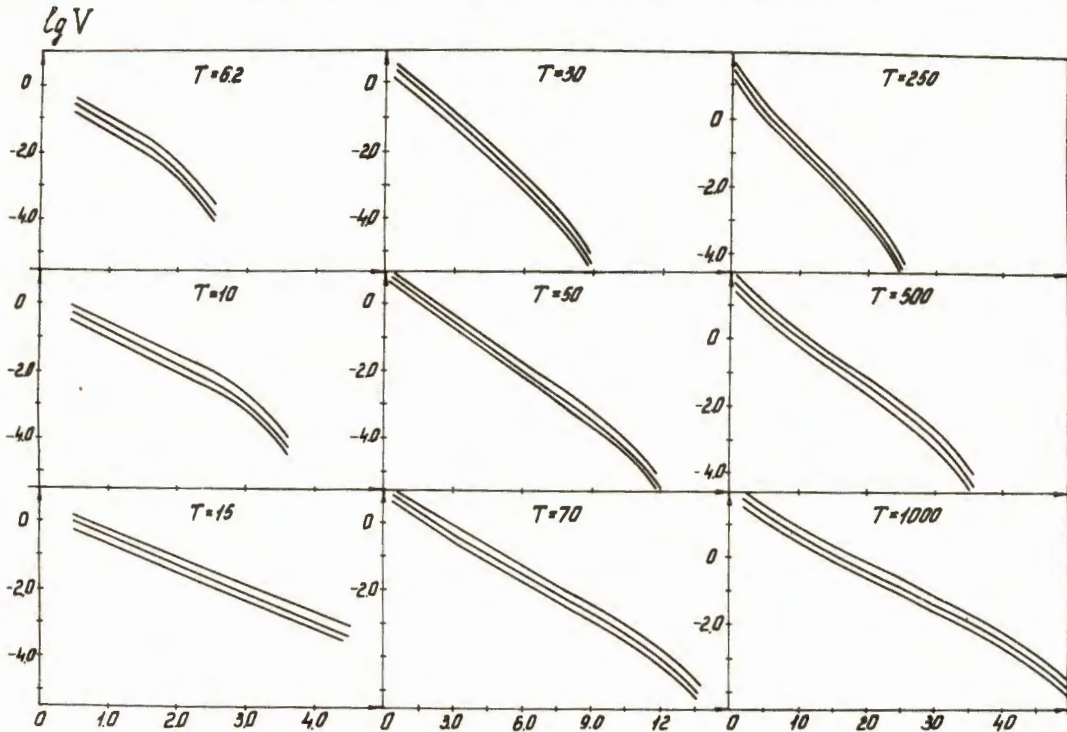


ожидаемый в условиях Брукхавенского эксперимента энергетический спектр нейтрино от 15 Бэв-ного пучка протонов действительно быстро падает с энергией нейтрино.

Более чем в 10 раз падает число нейтрино с  $E_\nu = 2$  Бэв по сравнению с числом нейтрино с  $E_\nu = 1$  Бэв, если иметь в виду нейтрино от распада  $\pi$ -мезонов. В области  $E_\nu = 2$  Бэв несколько больший вклад в нейтринную интенсивность дают K-мезоны.

<sup>X</sup> Нейтринный эксперимент на Брукхавенском ускорителе выполнен в нейтринном пучке от 15- Бэв-ных протонов.

Судя по кривым (I4), можно было бы полагать, что в будущих ускорителях на большие энергии, нейтрино больших энергий будут поставлять в основном  $K$ -мезоны. Этот вывод может быть несколько поспешным, так как экспериментальные данные о рождении частиц протонами больших энергий (космические лучи) пока очень скудны и они скорее свидетельствуют о том, что энергия первичных частиц в существенной части тратится на образование в отдельном акте  $\pi$ -мезонов. Возможно, что существование большого числа резонансных состояний быстро распадающихся на  $\pi$ -мезоны сильно подавляют  $K$ -мезонный канал. Оценки нейтринной интенсивности в  $\pi$ -мезонном канале для различных энергий протонных пучков, превышающих предельные энергии, работающих в настоящее время ускорителей<sup>68</sup>, приведены на рис.15.



Оценки эти основаны на относительной величине соответствующих фазовых объемов. Здесь  $T$ - энергия протона,  $K$ - энергия нейтрино (Бэв),  $V$  - число нейтрино на одно протонное соударение. Оценки даны для трех различных расстояний от мишени.

Кривые рис.15 интересны в том смысле, что интенсивности нейтринного пучка с энергией  $E_\nu = 1$  Бэв в 15 Бэв-ном протонном ускорителе, в ускорителях с энергиями 70,250, 1000 Бэв соответствуют нейтринные энергии, равные 3,10 и 20 Бэв.

Другими словами, измерить сечение нейтринно-нуклонных взаимодействий там, где оно при принятых факторах работы<sup>27</sup> подходит к асимптотическому значению, удастся только на ускорителях 250-1000-Бэв-ных энергий.

Если физике существенным образом "не повезет": если масса промежуточного бозона окажется где-то вблизи десятков Бэв, то нейтринные эксперименты по обнаружению промежуточ-

ного мезона на ускорителях ультра больших энергий станут все более и более трудными по причине возникновения новых каналов, имитирующих  $W$ -события. Электромагнитный же способ рождения  $W^+$ ,  $W^-$  пар становится в этом случае тем удобнее, чем выше масса  $W$ -мезона. Вернее, в этом случае при наблюдении продуктов распада  $W$  мезона ( $\mu, e$ ) в обратном к падающему пучку  $\gamma$ -квантов направлении, роль имитирующих эффектов ( $\mu^+, \mu^-$ ), ( $e^+, e^-$ ) становится все меньше и меньше.

### §6. Возможности нейтринных экспериментов в космических лучах

Представляют значительный интерес нейтринные эксперименты в области энергий нейтрино  $\sim 10^{10} - 10^{12}$  эв. Ускорительная техника еще не скоро предоставит возможности для подобных экспериментов. Как показывают оценки (рис.15), при интенсивности протонного пучка  $\sim 10^{11} \frac{\text{протонов}}{\text{сек}}$ , только в протонных ускорителях с энергией 250 Бэв интенсивность нейтринного пучка с  $E_\nu = 10$  Бэв примерно соответствует интенсивности нейтринного пучка с  $E_\nu \sim 1$  Бэв в условиях Брукхавенского эксперимента.

1000 Бэв-ный протонный ускоритель соответственно повышает энергию нейтринного пучка только до 20 Бэв. Чтобы получить обсуждаемую интенсивность нейтринного пучка с энергией  $4-5 \cdot 10^{10}$  эв от протонного ускорителя в 1000 Бэв, необходимо порядка на 2 поднять интенсивность протонного пучка (до  $10^{13} \frac{\text{протонов}}{\text{сек}}$ ). Эти оценки показывают, что при проектировании будущих протонных ускорителей предельно больших энергий целесообразно потратить даже значительные усилия в достижении интенсивности протонного пучка  $\sim 10^{13} \frac{\text{протонов}}{\text{сек}}$ . Эксперимент с нейтрино обсуждаемых энергий и интенсивностью вряд ли можно будет выполнить на ускорителях раньше, чем лет через десять.

Следует также подчеркнуть, что трудности нейтринного эксперимента в области больших нейтринных энергий ( $E_\nu > 10$  Бэв) сильно возрастают: медленнее распадаются  $\pi$ -мезоны высоких энергий, большие расстояния до нейтринных детекторов ведут к потерям интенсивностей в нейтринном пучке на единицу поверхности детектора. Энергетический спектр  $\pi$ -мезонного пучка в области предельно высоких энергий беден по своей интенсивности.

Большое преимущество ведущегося нейтринного эксперимента для изучения слабых взаимодействий - это чистота нейтринного пучка за защитной стеной, поглощающей все другие виды излучения.

Но  $\mu$ -мезоны с энергией  $2 \cdot 10^{11}$  эв проходят толщу воды равную одному километру. Другими словами, при энергиях нейтрино такого же порядка возникнут серьезные затруднения с  $\mu$ -мезонным фоном.

Если окажется, что промежуточный мезон имеет массу значительно большую, чем масса нуклона (скажем,  $m_W = 10 m_N$  или  $100 m_N$ ), то нейтринный способ обнаружения проме-



жуточного мезона окажется осложненным многими обстоятельствами. Да и само сечение рождения промежуточного мезона от нейтрино довольно быстро падает с увеличением массы  $W$ -мезона.

На поверхность земли падает поток нейтрино высокой энергии, возникающий от распадов  $\pi$  и  $K$ -мезонов, которые генерируются в атмосфере протонами космических лучей.

Энергетический спектр рассматриваемого потока нейтрино можно получить по соответствующему экспериментальному спектру  $\mu$ -мезонов, предполагая, что все наблюдаемые в космических лучах  $\mu$ -мезоны возникают от распада  $\pi$ -мезонов. В этих оценках игнорируется погрешность, связанная с той частью потока  $\mu$ -мезонов, которая возникает от распадов  $K$ -мезонов. Последнее допущение несколько обедняет высокоэнергетическую часть нейтринного спектра.

При распаде  $\pi \rightarrow \mu + \nu$  в собственной системе координат нейтрино уносит примерно 30% собственной энергии  $\pi$ -мезона. При распаде  $K$ -мезона этот процент повышается до 90%.

Во всяком случае, считая  $\pi$ -мезоны единственным источником  $\mu$ -мезонов, мы не завышаем потоки нейтрино высокой энергии.

Энергетический спектр рассматриваемого потока имеет практически свою собственную верхнюю границу: очень быстрые  $\pi$ -мезоны, возникшие в пределах земной атмосферы из-за релятивистского увеличения времени жизни, не успевают распасться. Эти мезоны, долетая до плотных слоев земного вещества, теряют свою энергию в результате сильных и электро-магнитных взаимодействий. Естественный энергетический предел лежит где-то около  $E_\nu \sim 10^{12}$  эв. ("свободный путь"  $\sim 30$  километров).

Своеобразные возможности нейтринного эксперимента в космических лучах заключаются в том, что малая величина сечения взаимодействия нейтрино с веществом позволяет проектировать опыт глубоко под землей, выделяя реакции (с образованием  $\mu$ -мезонов, а может быть и электронов) от нейтрино, идущих из "нижней полусферы", т.е. проходящих всю землю. Такая постановка в принципе может полностью исключить "фон" от космических лучей. Все известные частицы в космических лучах, кроме нейтрино, поглощаются на пути десятков километров вещества и, таким образом, полностью экранируются планетой. Конечно, если глубина, на которую помещена регистрирующая установка, достаточна, чтобы можно было пренебречь маловероятным процессом рассеяния  $\mu$ -мезонов большой энергии "назад", которое в принципе способно имитировать искомый эффект.

Другая, может быть, наиболее существенная особенность проявления конкретного эффекта  $\nu + N \rightarrow N' + \mu$  в условиях космического эксперимента заключается в том, что регистрирующая установка собирает наблюдаемый эффект с грандиозных толщин вещества, лежащих под установкой.

Действительно,  $\mu$ -мезоны теряют свою кинетическую энергию в сущности только на ионизацию вещества.  $\mu$ -мезоны с начальной энергией равной  $10^{11}$  эв проходят толщину вещества, эквивалентные по поглощающей способности примерно пятидесяти атмосферам или полукилометровому слою воды. Примерно с "мишени" такой толщины, со слоев земли такой толщины, лежащими под регистрирующей  $\mu$ -мезоны установкой практически должен собираться обсуждаемый эффект.

Хотя энергетический спектр нейтрино быстро падает с энергией — указанный эффект "накопления"  $\mu$ -мезонов в глубинных слоях под установкой приводит (при предположении линейного роста сечения с энергией) к тому, что наблюдаемый счет событий оказывается чувствителен к верхней границе энергетического спектра нейтрино. Именно, эта своеобразная особенность наблюдения эффекта возникновения  $\mu$ -мезона от взаимодействия нейтрино с веществом делает его очень удобным для проверки предположения о линейном росте сечения с энергией.

Третья существенная особенность космического эксперимента заключается в принципиальной возможности использования, в условиях хорошего экранирования, подземной установки больших площадей детектирующих устройств, именно порядка нескольких сотен квадратных метров.

Эти перечисленные своеобразные особенности космического эксперимента, как показывают детальные оценки, делают в принципе его возможным, хотя и трудно осуществимым.

Трудность его осуществления скорее чисто психологическая: физики, работающие на ускорителях, уже привыкли к индустриальному характеру современного эксперимента. Эксперимент физики космических лучей в сущности только теперь начинает индустриализоваться. Психология физиков-экспериментаторов, работающих с космическими лучами, еще во многом определяется устаревшими масштабами эксперимента. Космические лучи могут еще внести существенный вклад в физику элементарных частиц, если эксперимент в этой области решительно модернизировать, придав ему масштабы современной ускорительной техники.

В первых работ, посвященных этому вопросу<sup>29,69,57</sup> нейтринный спектр определялся по экспериментальному  $\mu$ -мезонному спектру<sup>70</sup>. Аналитический вид нейтринного спектра аппроксимировался следующими выражениями

$$\begin{aligned} f(E_\nu) dE_\nu &= 5,5 \cdot 10^{-3} \frac{dE_\nu}{E_\nu^{2,5}} & (1 \text{ БэВ} < E_\nu < 30 \text{ БэВ}) \\ &= 6 \cdot 10^{-2} \frac{dE_\nu}{E_\nu^{3,2}} & (30 \text{ БэВ} < E_\nu < 300 \text{ БэВ}) \end{aligned} \quad (73)$$

Здесь энергия дается в БэВ.

Пробег ( $R$ )  $\mu$ -мезона в грунте ( $Z \neq 0$ ,  $A=20$ , плотность  $\rho=2$ ) можно принять равным

$$R = 2,3 E_\mu^{0,2} \text{ см} \quad (74)$$

Число счета  $\mu$ -мезонов в установке пропорционально пробегу  $\mu$ -мезона в грунте или на основании (74) пропорционально его энергии.

В отличие от  $\mu$ -мезона электрон благодаря своей малой проникающей способности быстро поглощается грунтом. Это значит, что счет эффекта  $\nu_\mu + N \rightarrow N + \mu$ , по сравнению со счетом эффекта  $\nu_e + N \rightarrow e + N$  зависит от лишней степени  $E_\mu$ .

Наблюдение эффекта  $\nu_\mu + N \rightarrow N + \mu$  оказывается целесообразнее, чем наблюдение эффекта  $\nu_e + N \rightarrow N + e$ , если даже  $\nu_\mu \equiv \nu_e$ . Если  $\nu_\mu \neq \nu_e$ , то возможность регистрации электрона больших энергий окажется еще более бедной, так как нейтрино с большими энергиями ( $E_\nu \gg$  Бэв) возникают от распадов  $\pi$  (K-мезонов), т.е. они в основном должны быть мюонными нейтрино.

В рамках имеющихся экспериментальных фактов и теоретических представлений можно предполагать следующие реакции для нейтрино и антинейтрино, возникающих от распада  $\pi$ -мезонов:

$$\begin{aligned}
 \text{a.} & \quad \nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^- \\
 \text{b.} & \quad \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+ \\
 \text{c.} & \quad \bar{\nu}_\mu + n \rightarrow \Sigma^- + \mu^+ \\
 \text{d.} & \quad \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \Sigma^0 + \mu^+ \\
 \text{e.} & \quad \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \Lambda^0 + \mu^+
 \end{aligned} \tag{75}$$

Эти реакции могут сопровождаться рождением одного или многих  $\pi$ -мезонов, например,

$$\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^- + n_\pi \pi \tag{76}$$

где  $n_\pi$  - целое число.

Кроме того, возможно рождение K-мезонов при выполнении соответствующих правил отбора по странному числу.

$$\begin{aligned}
 \bar{\nu}_\mu + n & \rightarrow \Sigma^- + \mu^+ + K^0 \\
 \nu_\mu + n & \rightarrow p + \mu^- + K^0
 \end{aligned} \tag{77}$$

и т.д.

Можно оценить возможности эксперимента с космическими лучами для проверки энергетической зависимости эффектов типа (75) в области энергий  $E_\nu \gg$  1 Бэв.

Сечение реакции (а) при  $E_\nu >$  1 Бэв можно взять в виде:

$$\sigma_\nu \approx 1,5 \cdot 10^{-38} E_\nu \tag{78}$$

Обозначения  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  имеют здесь лишь относительный смысл - здесь пока несущественно, что "на самом деле" является частицей и античастицей.

Для реакции (б)  $\sigma$  в три раза меньше

$$\sigma_{\bar{\nu}} \approx 0,5 \cdot 10^{-38} E_{\bar{\nu}} \quad (79)$$

Для остальных реакций (с), (д), (е) примем сечение так же равное (79).

Последняя гипотеза может, видимо, и не оправдаться, сечения для этих реакций могут оказаться еще меньше, но это обстоятельство не сильно изменит окончательный результат. Надо иметь в виду, что здесь не учитывается большое количество других каналов реакции типа (76) и (77) и т.д., которые эту погрешность ("1/2 эффекта"), надо полагать, компенсируют, если даже она действительно имеет место.

Энергетический спектр  $\mu$ -мезонов в реакциях, вызываемых нейтрино, однородный, а в реакциях с антинейтрино  $\sim E_{\mu}^2$ ; вернее,

$$\sim E_{\mu} \left( E_{\mu} - \frac{\mu^2}{m} \right) dE_{\mu} \quad (80)$$

Пробеги  $\mu$ -мезонов, рождающихся в этих эффектах можно принять соответственно

$$R_1 = 2,3 \left( \frac{1}{2} E_{\nu} - E_{thr} + \frac{E_{thr}^2}{2E_{\nu}} \right) 10^2 \text{ см} \quad (81)$$

$$R_2 = 2,3 \left( \frac{3}{4} E_{\bar{\nu}} - E_{thr} + \frac{E_{thr}^2}{4E_{\bar{\nu}}} \right) 10^2 \text{ см} \quad (82)$$

Здесь  $E_{thr}$  - пороговая энергия - установкой регистрируются только

$\mu$ -мезоны с энергией  $E_{\mu} \geq E_{thr}$ . Ввиду возможного фона от рассеянных  $\mu$ -мезонов космических лучей  $E_{thr}$  нельзя брать малой. Нижнее допустимое значение можно получить из оценок фона для различных глубин локализации экспериментальной установки в земле. Дальнейшие расчеты приводятся для двух значений  $E_{thr}$ , равных соответственно 0,5 и 5 Бэв.

Число событий - поток  $\mu$ -мезонов ( $N_{\mu}$ ) через поверхность  $S$  в телесном угле  $\pi$  (в конусе с углом раствора  $120^\circ$ ),

$$N_{\mu} = \pi \int (\sigma_{\nu} R_1 + 4 \sigma_{\bar{\nu}} R_2) \frac{f(E_{\nu})}{2} dE_{\nu} \rho \frac{N_{Avog}}{2} S \quad (83)$$

где  $\sigma_{\nu}$  и  $\sigma_{\bar{\nu}}$  определяются выражениями (78) и (79),  $R_1$  и  $R_2$  - (81) и (82),  $f(E_{\nu})$  спектром нейтрино согласно (73),  $\rho$  - плотность грунта, которая при подсчете событий полагается равной двум. Множитель 1/4 в выражении (83) возникает потому, что число  $\nu_{\mu}$  и  $\bar{\nu}_{\mu}$  в спектре ( $E_{\nu}$ ) принято равными. Примерно одинаково также число нейтронов и протонов в грунте.

Если порог энергии регистрации  $\mu$ -мезонов выбрать равным 0,5 Бэв, то через площадь 1000 м<sup>2</sup> пройдет (при принятых выше допущениях) 1 мезон за три дня. Если порог

равен 5 Бэв ( т.е. повышается в десять раз!), то счет уменьшается лишь до I мезона за пять дней. Эти оценки показывают, что рассматриваемый эффект ( т.е. счет событий) оказывается действительно чувствительным в верхней границе нейтринного спектра (73) и в принципе является пригодным для обнаружения роста сечений слабых взаимодействий в области  $E_\nu \sim 10^{11}$  эв, если он действительно существует.

Как известно, можно привести ряд аргументов в пользу того, что сечения (78) должны обрезаться при каких-то энергиях. Совершенно очевидно, что эти сечения не могут расти безгранично с энергией. При энергиях  $E_\nu > 300$  Бэв, в системе центра масс, сечения приходят в противоречие со свойством унитарности. Но остается вопрос: при каких энергиях  $E_\nu < 300$  Бэв начинается действительно существенное изменение энергетической зависимости сечений.

Экстраполяция экспериментальных данных относительно Ховштадтеровского формфактора, использование его в качестве формфактора и для слабых взаимодействий ведет согласно <sup>27</sup> к постоянному ( независящему от энергии нейтрино) сечению (  $\sim 10^{38}$  см<sup>2</sup>).

При существовании такого формфактора будут подавляться передачи больших импульсов нуклону и  $\mu$ -мезоны в системе центра инерции будут рождаться в конусе, направленном "вперед" ( по направлению падающего  $\nu$  или  $\bar{\nu}$  ), сужающемся с ростом энергии.

Тогда энергия  $\mu$ -мезонов в лабораторной системе близка к энергии нейтрино и антинейтрино и их пробег можно оценивать как

$$R_1 = R_2 = 2,3 (E_\nu - E_{thr}) 10^2 \text{ см} \quad (84)$$

По формуле, аналогичной (83), находим, что в случае такого существенного изменения взаимодействий на нуклонной длине одно событие ( появление  $\mu$ -мезона) может быть отмечено установкой ( с теми же параметрами, о которых шла речь выше) за 30 дней. Другими словами, при продолжающемся росте сечения с энергией, поток  $\mu$ -мезонов через поверхность детектора больше примерно в десять раз.

Строго говоря, в обсужденном нами эксперименте с космическими нейтрино измеряется не эффект "упругого" процесса



а в сущности, дело идет об измерении полного сечения



Не исключено, что большое количество каналов новых реакций, возникающих с ростом энергии нейтрино вносят столь существенный вклад в полное сечение, что этот эффект в целом может линейно расти с энергией до значений близких к критическим и даже при учете всех естественных, динамически деформируемых формфакторов в каждом из этих каналов.

Промежуточный бозон

Если слабые взаимодействия действительно идут через гипотетический промежуточный бозон  $W$  с массой  $m_w > m_\mu$ , распадающийся, в частности, по схеме

$$W^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu(\bar{\nu}) \quad ; \quad W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu(\bar{\nu})$$

то, видимо, наиболее пригодным эффектом для обнаружения  $W$  - мезона являлся бы эффект рождения  $W$  - мезона от нейтрино в кулоновском поле ядра (28 x)

$$\begin{aligned} \nu + X &\rightarrow W^+ + \mu^-(e^-) + X' \rightarrow \mu^+ + \mu^-(e^-) + \nu' + X' \\ &\quad \text{или } e^+ + \mu^-(e^-) + \nu' + X' \\ \bar{\nu} + X &\rightarrow W^- + \mu^+(e^+) + X' \rightarrow \mu^- + \mu^+(e^+) + \nu' + X' \\ &\quad \text{или } e^- + \mu^+(e^+) + \nu' + X' \end{aligned} \quad (85)$$

Здесь через  $X$  - обозначено ядро с зарядом  $Z$ .

Часть эффекта, связанная с  $Z^2$  - зависимости сечения, дается выражением

$$\sigma = \frac{1}{6\pi\sqrt{2}} \frac{Z^2}{(137)^2} G_v \left( \ln \frac{2E_\nu q_0}{m_w^2} \right)^3, \quad \text{при } E_\nu \gg \frac{m_w^2}{2q_0} \approx 2 \text{ БэВ} \quad (86)$$

Здесь принято для промежуточного бозона значение его массы, равное массе  $K$ -мезона, т.е. принято для оценок наименьшее из допустимых значений масс гипотетического промежуточного бозона.

Можно считать, что формулой (86) оценивается эффект от спектра нейтрино с  $E_\nu > 10$  БэВ. Полагая  $Z=10$ , можно при принятых параметрах сечение (86) записать в виде:

$$\sigma = 10^{-36} \left( \ln \frac{1}{2} E_\nu \right)^3 \quad (87)$$

Поток  $\mu$ - мезонов от слоев грунта, лежащего под установкой, продуцируемой участком нейтринного спектра с  $E_\nu \geq 10$  БэВ можно выразить формулой

$$N_\mu = 3\epsilon_0 \frac{N_{Avog}}{A} \rho \int_{10}^{300} f(E_\nu) \frac{1}{3} \left( E_\nu - 2E_{thr} + \frac{E_{thr}^2}{E_\nu} \right) \left( \ln \frac{1}{2} E_\nu \right)^3 dE_\nu \quad (88)$$

Если  $S = 10^3 \text{ м}^2$  и энергия регистрируемых  $\mu$  - мезонов  $E_\mu > 1$  БэВ ( $E_{thr} = 1$  БэВ), то число отсчетов оказывается по (88) равным двум в день.

Следует еще раз подчеркнуть своеобразие  $\nu + N \rightarrow \mu + N'$  эффекта в условиях эксперимента в космических лучах.

Если бы тот же эффект от того же нейтринного спектра собирался с мишени толщиной в один метр, той же площади, то число отсчетов оказалось бы в 30 раз меньше в случае промежуточного бозона (xx).

<sup>x</sup>См. также Б.Понтекорво и Р.Риндин, Киевская конференция по высоким энергиям, 1959 г.

<sup>xx</sup>Раз в 15-20 меньше в случае прямого  $\nu + N \rightarrow \mu + N'$  взаимодействия.

Иначе говоря, "накапливание"  $\mu$ - мезонов в "подушке" под установкой в этом случае дает примерно тридцатикратное увеличение эффекта. Естественно, что для электронов ( $\gamma + N \rightarrow N' + e$ ) с их малым пробегом отсчет событий существенно уменьшается.

Как показывают оценки, в случае существования промежуточного мезона с массой, меньшей нуклонной или линейного роста сечений  $\nu_N$  с энергией, счет числа возникающих событий ( $\mu$ - мезонов) могут быть одинаковыми. Но эти два эффекта могут быть различны. Эффекты эти качественно различаются тем, что в первом случае в реакции  $\nu + N \rightarrow N' + \mu$  возникает один  $\mu$ - мезон, во втором случае - ( $\nu + X \rightarrow W^+ + \mu^- + X' \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \nu' + X'$ ) возникает пара  $\mu$ - мезонов.

Таким образом, регистрация  $\mu$ - мезонных пар в обсуждаемом эксперименте может свидетельствовать о течении процесса через промежуточный  $W$ - мезон. Зависимость числа событий от энергетического порога регистрируемых  $\mu$ - мезонов также различна для этих эффектов. Исследование этой зависимости также может явиться способом различения эффектов.

В принципе способом различения обсуждаемых эффектов является и исследование их  $Z$ - зависимости.

Сечение (86) довольно быстро падает с увеличением значения массы  $m_W$ - промежуточного мезона. В оценках нейтринных потоков в космическом эксперименте не учитывались нейтрино, возникающие в атмосфере земли от распада  $\mu$ - мезона.

Наиболее детальные расчеты нейтринных потоков в земной атмосфере приведены в работе Зацепина и Кузьмина <sup>71</sup>. Авторы показали, что в результате распадов  $\pi \rightarrow \mu + \nu$  и  $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$  образуются сравнимые потоки нейтрино. Учет потерь энергии  $\mu$ - мезонов до их распада слабо меняет интенсивность потока нейтрино от распада  $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ . Нейтринные потоки в атмосфере распределены анизотропно. Степень анизотропии

$$\frac{P^\nu(E, \pi/2)}{P^\nu(E, 0)} \quad \text{возрастает с ростом}$$

энергии нейтрино до  $10^{12}$  эв, стремясь примерно к 10 для  $\pi \rightarrow \mu + \nu$  распада.

Для нейтрино от  $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$  распада степень анизотропии для этих энергий достигает  $\sim 300$ . Другими словами, на более длинном участке пути  $\mu$ - мезонов в атмосфере (наклонное падение) может распасться  $\mu$ - мезон большей энергии.

Это также значит, что электронные нейтрино ( $\mu^- \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$  большой энергии следует ожидать "идушими с горизонта".

На рис. 16 изображены энергетические спектры нейтрино в вертикальном и горизонтальном потоках <sup>72</sup>. Приводимые расчеты, согласно <sup>71</sup>, увеличивают по сравнению с оценками <sup>69</sup> вертикальный поток нейтрино с энергиями  $E_\nu \gg 1$  Бэв примерно в пять раз. Видимо, наибольшая погрешность в оценке нейтринного потока, возникающего в атмосфере земли происходит от неучета роли  $K$ - мезонов, но эта погрешность занимает интенсивность высокоэнергетической части нейтринного спектра. Что касается до нейтрино высокой энергии ( $E_\nu > 1$  Бэв), идущих из глубин Вселенной, собственно космических нейтрино, то изотропная часть этого возможного излучения, видимо, значительно слабее по интенсивности нейтринного спектра, возникающего в атмосфере. Повидимому, есть основания полагать что космические лучи образуются в оболочках новых и сверхновых звезд <sup>73</sup>.

Согласно радиоастрономическим данным, в расширяющихся оболочках этих звезд много релятивистских электронов. В Крабовидной Туманности энергия электронов в оболочке оценивается в  $10^{50} - 10^{53}$  Бэв ( $E_e > 0,25$  Бэв), причем спектр электронов падает как  $\frac{1}{E} - \frac{1}{E^{1.5}}$ . Если

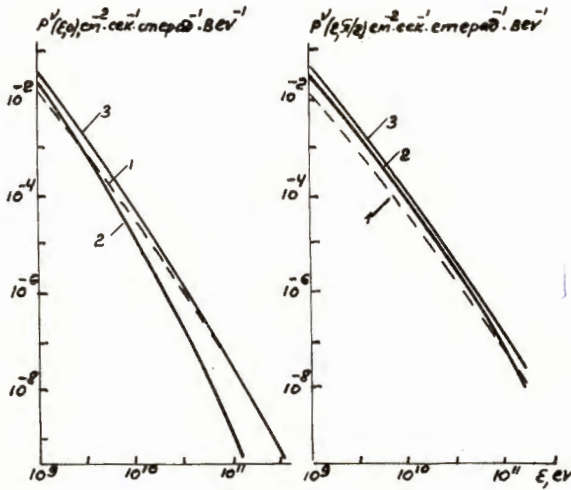


Рис. 16

электроны образовались в результате ядерных соударений, то на каждый электрон приходится три нейтрино той же самой энергии. Согласно оценкам по максимальным данным, (а также, считая, что электроны накапливались 900 лет,  $R = 5 \cdot 10^{21}$ ,  $E_{max} = 10^8$  Бэв) можно найти, что поток нейтрино высоких энергий из Краба на земле мог бы иметь спектр  $\frac{3 \cdot 10^{-5}}{E}$  сек.<sup>-1</sup> см.<sup>-2</sup>.

Наличие фотонов высокой энергии за границами атмосферы могло быть доводом в пользу существования по крайней мере таких же потоков истинно космических нейтрино.

Одна из своеобразных особенностей нейтринного эксперимента в космических лучах - это возможность использования колоссальных "мишеней". Так, в проектируемой установке Reines'a используется в качестве "мишени"  $10^9$  граммов воды. Ввиду того, что в детектор  $\mu$ -мезонов значительная часть последних приходит из глубоких слоев земли под регистрирующей установкой, кажется более целесообразной <sup>71</sup> схема, указанная на рис. 17.

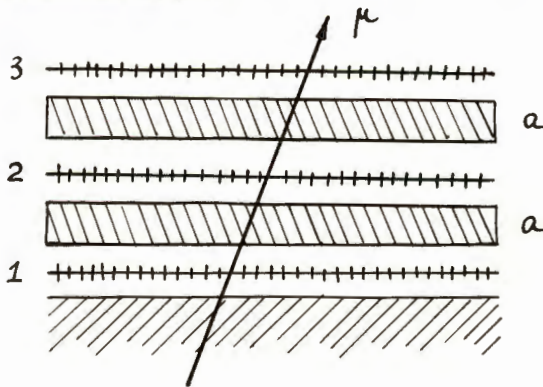


Рис. 17

Здесь 1, 2, 3 - мозаичные слои сцинтилляционных счетчиков, расположенные на достаточном расстоянии друг от друга, с помощью которых определяется траектория проходящего через установку  $\mu$ -мезона и измеряются относительные времена запаздывания; что позволяет выделить мезоны, идущие из нижней полусферы. Между сцинтилляторами располагается поглотитель, суммарная толщина которого определяет пороговую энергию регистрации  $\mu$ -мезона.



Одна из основных трудностей при проведении нейтринного эксперимента в космических лучах это фон  $\mu$ -мезонного космического излучения. Эксперимент требует больших площадей и объемов подземных сооружений. Для этой цели, видимо, наиболее удобны с различных точек зрения соляные шахты или пустоты, образованные в этой породе.

Reines'om эксперимент начат в соляной шахте и там же предполагается его развитие.

К сожалению, на планете нет подходящих пустот глубокого залегания. Поэтому целесообразно иметь оценки  $\mu$ -мезонного фона на глубинах порядка сотен метров. Оценки  $\mu$ -мезонного фона для подземного нейтринного эксперимента были сделаны в работе Заставенко и Чилок<sup>74</sup>. На глубине  $4 \cdot 10^4$  г/см<sup>2</sup> поток  $\mu$ -мезонов равен  $4,5 \cdot 10^{-5}$  частиц через см<sup>2</sup> в секунду, т.е.  $10^8$  частиц через 100 м<sup>2</sup> за месяц. Само по себе взятое это число на семь-восемь порядков больше ожидаемого числа  $\mu$ -мезонов от нейтрино. Предполагается, что установка (рис.17) отбирает  $\mu$ -мезоны, идущие "снизу вверх". Поэтому следует оценивать лишь фон, образуемый теми  $\mu$ -мезонами, которые, рассеиваясь в грунте, могут настолько изменить свое направление, что способны дать ложный отсчет в установке типа (рис.17).

В работе<sup>74</sup> рассматривались эффекты как однократного, так и многократного рассеяния  $\mu$ -мезонов, приводящие к изменению первоначального направления  $\mu$ -мезона на большой угол изменения первоначального направления ( $\theta$ ).

Угловое и энергетическое распределение  $\mu$ -мезонов высокой энергии, приходящих "сверху" принималось в виде

$$N_0 \frac{E^{-1,5}}{1 + \frac{E \cos \theta_3}{E_{\pi}}} \quad (90)$$

$E_{\pi} = 100$  Бэв,  $\cos \theta_3 = \cos \theta$

если  $\cos \theta > 0,125$ , и  $\cos \theta_3 = 0,125$ , если  $\cos \theta < 0,125$ .  $N_0 = 0,033 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стp}^{-1} (\text{Бэв})^{1,5}$

Функция

$$\varphi(x, k, \tau),$$

дающая число  $\mu$ -мезонов в "обратном" конусе  $\bar{n}\bar{n}_0 < \tau$  на глубине  $x$  с энергией  $k$ , проходящее через 1 см<sup>2</sup> за 1 сек, выражается в виде:

$$\varphi(x, k, \tau) \approx 4\pi N_0 x^{-2,5} K(k\tau) \quad (91)$$

$K$ -некоторая функция, значение которой для  $k=0,7; 1, 2, 3$  Бэв при  $\tau$  от  $-0,4$ , до  $-0,9$  даны в таблице У. Значение  $x$  в формуле (91) дается в Бэв.  $x$  - ионизационные потери  $\mu$ -мезона на вершине отрезка пути в данную точку грунта.

Радиационные потери существенны для мезонов с энергией  $> 1000$  Бэв. Эффект, в основном, как оказывается, определяется одним однократным рассеянием, с некоторой поправкой за счет многократного рассеяния.

На глубине  $4 \cdot 10^4$  г/см<sup>2</sup>, т.е. при  $x=80$  и  $4\pi N_0 x^{-2,5} = 7,2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  для  $k$  (пороговой энергии) = 1 Бэв и  $\tau = -0,7$ ,  $\varphi = 3 \cdot 10^{-14}$   $\mu$ -мезона за 1 сек через 1 см<sup>2</sup> или  $3 \cdot 10^{-2}$   $\mu$ -мезона в месяц через 100 м<sup>2</sup>.

Таблица У  
 функции К (кτ)

| $\tau^{1/k}$ | 4/3                   | 1                     | 1/2                   | 1/3                   |
|--------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| -0,4         | $8,29 \cdot 10^{-7}$  | $3,65 \cdot 10^{-7}$  | $2,94 \cdot 10^{-8}$  | $4,61 \cdot 10^{-9}$  |
| -0,5         | $2,52 \cdot 10^{-7}$  | $9,47 \cdot 10^{-8}$  | $4,28 \cdot 10^{-9}$  | $3,20 \cdot 10^{-10}$ |
| -0,6         | $7,13 \cdot 10^{-8}$  | $2,21 \cdot 10^{-8}$  | $4,96 \cdot 10^{-10}$ | $1,16 \cdot 10^{-11}$ |
| -0,7         | $1,78 \cdot 10^{-8}$  | $4,24 \cdot 10^{-9}$  | $3,52 \cdot 10^{-11}$ | $1,71 \cdot 10^{-13}$ |
| -0,8         | $3,49 \cdot 10^{-9}$  | $5,39 \cdot 10^{-10}$ | $9,5 \cdot 10^{-13}$  | $5,65 \cdot 10^{-16}$ |
| -0,9         | $2,90 \cdot 10^{-10}$ | $1,16 \cdot 10^{-11}$ | $3,23 \cdot 10^{-16}$ |                       |

Резонансное рассеяние антинейтрино

Гипотеза промежуточного мезона ведет к своеобразному резонансному эффекту<sup>75</sup>, способному на много порядков увеличить сечения слабых взаимодействий.

Сечение процесса неупругого рассеяния антинейтрино на электроны

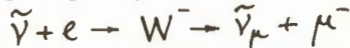


оцененное согласно обычной теории четырехфермионного слабого взаимодействия, можно записать в виде:

$$\sigma_0 \approx \left( \frac{E_\nu}{m_e} \right)^2 10^{-45} \text{ см}^2 \quad (92)$$

где  $E_\nu$  - энергия антинейтрино, падающего на электрон в лабораторной системе координат.

Рассмотрение того же процесса через промежуточный мезон



При некоторых энергиях антинейтрино радикально меняет оценку сечения. Именно сечение процесса увеличивается на 5-8 порядков в зависимости от значения массы промежуточного мезона. Действительно, сечение в этом случае принимает типично резонансный характер:

$$\sigma = \sigma_0 \frac{E_0^2}{(E_\nu - E_0)^2 + \Gamma^2} \quad (93)$$

Здесь  $E_0$  - резонансное значение энергии падающего антинейтрино,

$$E_0 = \frac{m_W^2}{2m_e}$$

$\Gamma$  - обозначает резонансную ширину

$$\Gamma = \frac{m_W}{m_e} \cdot \frac{1}{\tau_W}$$

$\tau_W$  - время жизни промежуточного мезона,  $m_W$  - его предполагаемая масса

$$\tau_W = \left( \frac{m_N}{m_W} \right)^3 10^6 m_N^{-1} \hbar c^2 \text{ сек.} \quad (94)$$

Усредненное сечение вблизи резонанса оценивается в виде

$$\frac{1}{2\Delta} \int_{E_0-\Delta}^{E_0+\Delta} \sigma(E) dE \cong \frac{\pi}{4} \left(\frac{E_0}{\Delta}\right) \left(\frac{E_0}{\Gamma}\right) \sigma_0 \quad (95)$$

Оно зависит от квадрата константы связи  $W$  - мезонного поля с лептонным, которое принимается одинаковым в случае электронов и  $\mu$  - мезонов. (Гипотеза универсальности слабых взаимодействий).

Полагая  $m_W = m_K$ , где  $m_K$  - масса K-мезона, для резонансной энергии получаем значение  $2,3 \times 10^{11}$  эв и ширины  $\Gamma = 1,5 \cdot 10^5$  эв. Соответствующие значения величин для  $m_W = m_N$  ( $m_N$  - масса нуклона):  $E_0 = 9,10^{11}$  эв и  $\Gamma = 2 \cdot 10^6$  эв.

Естественная ширина резонанса очень мала, но существенное уширение резонанса возникает от распределения скоростей электронов мишени. Для электронов со скоростями, равными  $\beta c$  в направлении падающего пучка антинейтрино, значение резонансной энергии смещается к величине

$$E_0' = (1 + \beta)^{-1} E_0$$

Таким образом, экспериментальное значение ширины резонанса приближенно оценивается выражением:

$$\bar{\Sigma} / 137 \cdot E_0$$

где  $\bar{\Sigma}$  - средний атомный заряд вещества мишени. В области резонансных энергий сечение для процесса возрастает по оценкам Глешоу на восемь порядков с  $10^{-40} \text{ см}^2$  до  $10^{-32} \text{ см}^2$ .

Принимая поток антинейтрино с энергией  $9 \cdot 10^{11}$  эв, падающего на поверхности земли ( антинейтрино от распада  $\pi$  - мезонов) в виде  $10^{-11} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ Бэв}^{-1}$  и для  $E_\nu = 2,3 \cdot 10^{11}$  эв в виде  $10^{-9} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ Бэв}^{-1}$  автор указывает, что с одного квадратного метра площади, расположенного под землей (защита от фона) экспериментатор имеет возможность зарегистрировать соответственно два мезона ( $m_W = m_K$ ) или 0,1 мезона ( $m_W = m_N$ ) в день.

I.S. Barton <sup>76</sup> сообщает о результатах измерений мезонного потока, которые приводились на глубине, эквивалентной 5050 метров воды в течение 21 дня с геометрической площади, равной  $0,08 \text{ м}^2$ . Поток  $\mu$  - мезонов большой энергии оказался меньше, чем  $0,5 \text{ м}^{-2}$  в день.

Автор приходит к выводу, что масса промежуточного мезона, если он существует, больше массы K - частицы .

Конечно, следует заметить, что статистика в этом эксперименте пока очень бедная и пока преждевременно делать какие-либо окончательные суждения даже о массе промежуточного мезона, равной K-мезонной массе.

Более того, приведенные оценки ожидаемых в данном эксперименте величин основаны на предположении тождественности мюонного и электронного нейтрино. В противном случае (т.е. если  $\nu_\mu \neq \nu_e$ ) оценки нейтринных потоков, участвующих в реакции  $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$  в энергетической области рассматриваемых резонансов ( $10^{11} - 10^{12}$  эв) приводят к величинам, порядка на три меньшим, так как в этом случае в реакции участвуют лишь  $\nu_e$  - нейтрино (вернее антинейтрино), возникающие в атмосфере лишь от распадов  $\mu$  - мезонов ( $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ ). Другими словами, если  $\nu_\mu \neq \nu_e$ , то ожидаемый эффект (образование промежуточного мезона) в случае  $m_W = m_K$  падает до 0,002 мезона в день с одного квадратного метра площади мишени и до 0,0001 мезона в случае  $m_W = m_N$ . Если даже считать, что оценки потоков нейтрино, приводимые Glashow занижены примерно на порядок <sup>71</sup> все равно, опыты Barton'a не дадут пока оснований для заключения, что  $m_W > m_K$ .

Дальнейшие поиски резонансного эффекта в реакции  $\tilde{\nu}_e + e^- \rightarrow \tilde{\nu}_\mu + \mu^-$  крайне желательны. На установках с большими площадями мишеней ( $1000 \text{ м}^2$ ) можно ожидать около 2-х случаев в день (при  $M_W = M_\mu$ ) и 0,1 случая в день при  $M_W = M_N$ . Если принять во внимание, что оценки нейтринных потоков у Glashow занижены<sup>x)</sup> на порядок, то важность этого эксперимента становится очевидной.

Особенность этого эффекта заключается в том, что больше половины всех  $\mu$ -мезонов, которые возникнут от распада промежуточного бозона, будут с энергиями  $> 10$  Бэв. Необходимость для осуществления резонансного эффекта  $\tilde{\nu}_e + e^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$  нейтрино с энергиями  $> 10^{11}$  эв делает этот эксперимент самой природой, предназначенной специально для космических лучей<sup>xx)</sup>. Еще добрый десяток лет постановка подобного эксперимента окажется невозможной на ускорителях.

### §7. Нейтрино-лептонные взаимодействия

Для лептон-лептонных взаимодействий типа  $\nu + e \rightarrow \mu + \nu$  выражение для сечения в системе центра инерции имеет тот же вид (10).

Если относительно ограничения энергетического роста сечений четырехфермионных лептон-барионных взаимодействий имеются некоторые соображения, связанные со "структурой" нуклона, то подобные соображения для лептон-лептонных взаимодействий не имеют силы. Пока нет никаких экспериментальных указаний на существование какого-либо электромагнитного формфактора у электрона. При истолковании результатов экспериментов типа Ховштадтера электрон пока принимается точечным. Если нейтрино-электронные взаимодействия не обрезаются какими-либо в настоящее время неизвестными причинами на расстояниях порядка нуклонных длин, то на меньших расстояниях из-за слабого ( $\nu e$ ) ( $\nu \mu$ ) взаимодействия возникает своеобразный формфактор, размывающий электрический заряд<sup>9</sup>.

Вокруг электрона возникает заряженное мюонное поле, которое образует распределение плотности электрического заряда электрона подобно тому, как пионное поле нуклона размывает его электромагнитный заряд.

Четырехфермионные взаимодействия дают для потенциала такого поля выражение типа<sup>77</sup>

$$V \sim \left(\frac{\ell_0}{z}\right)^5 \frac{\hbar c}{\ell_0} e^{-\kappa z} \sim \left(\frac{\ell_0}{z}\right)^5 \frac{\hbar c}{\ell_0} \quad (96)$$

где  $1/\kappa = \frac{\hbar}{m_\mu c}$ ,  $m_\mu$  - масса  $\mu$ -мезона.  $1/\kappa$  - мюонная длина определяет лишь быстрый спад поля на относительно больших расстояниях, где оно и так мало по причине малости критической длины  $\ell_0$ . Рассматриваемое заряженное поле и соответствующая ему плотность электрического заряда в основном распределится по области  $z \sim \ell_0$ . Если сильные взаимодействия не подавляют слабые электронно-барионные взаимодействия у электрона должен возникать формфактор, связанный с антипротонно-нейтронным полем и с заряженным барионным полем, вообще.

Характерной чертой четырехфермионных взаимодействий является то обстоятельство, что область протяженности этих зарядовых облаков разной природы одна и та же, именно  $\ell_0$ . Несущественное различие между ними лишь в скорости спадания в той области, где плотность заряда уже исчезающе мала. Это различие сводится к различию масс квантов заряженного поля, образующего данное облако "вокруг электрона" в появлении выражения (96) экспоненциального фактора  $e^{-\kappa_i z}$ , содержащего массу  $m_i$   $i$ -ой частицы ( $\frac{1}{\kappa_i} = \frac{\hbar}{m_i c} \gg \ell_0$ ). Поскольку в данном случае идет речь о виртуальных<sup>x)</sup> Для сравнения с экспериментом и даже для планирования подобного эксперимента необходимы более тщательные количественные оценки эффекта вообще. В интересной заметке Глешоу эти оценки в сущности носят качественный характер.

xx) Данные работы<sup>86</sup> примерно на порядок улучшают результат<sup>76</sup>, но и они еще недостаточно точны.

процессах о диаграммах типа собственно энергетических, то пока нет оснований считать, что вклады этих диаграмм в лептонно-барийонном взаимодействии естественно подавляются сильными взаимодействиями уже в рамках существующего формализма.

Отвлекаясь от оптимистической точки зрения на трудности современной теории поля, предыдущие соображения можно резюмировать таким образом: в области  $\lambda_0 \sim 10^{-16}$  см можно ожидать появления специфического формфактора у электрона типа нуклонного (Ховштадтеровского) с очень сложной структурой зарядового облака. Если эти представления правильны, то в физический образ такой частицы как электрон вносят свой существенный вклад все остальные заряженные частицы всех масс. Понятно, с каким интересом ожидают результаты текущего опыта Панофского, где в эффекте рассеяния встречных электронных пучков проверяется электродинамика до длин  $3 \cdot 10^{-15}$  см. Если в этой области длин (т.е.  $3 \cdot 10^{-15}$  см) электродинамика действительно существенно нарушается, т.е. если уже в этой области возникают какие-то факторы существенно "размазывающие" электрический заряд электрона, тогда и слабые лептон-лептонные взаимодействия не могут играть существенную роль в структуре элементарных частиц вообще. Если же формфактор электрона окажется действительно существенным только в области критических длин слабых взаимодействий, то этот результат будет в то же время значить, что слабые, по крайней мере, лептон-лептонные взаимодействия действительно растут с энергией во всяком случае до энергий, близких к критическим и что слабые взаимодействия могут быть сильными, могут участвовать в "образовании структур" элементарных частиц.

Таким образом, чисто электродинамический эксперимент (рассеяние электрона на электроне) в области очень больших энергий может оказать решающее влияние на судьбу теории слабых взаимодействий.

Последнее замечание несколько не умаляет фундаментальной важности экспериментов по изучению прямых нейтринно-лептонных взаимодействий в области предельно больших энергий. К сожалению, наблюдение нейтринно-лептонных взаимодействий при больших энергиях пока действительно лежит за пределами возможностей современных, вернее действующих ускорителей.

Действительно, сечение ( $\sigma$ ) в лабораторной системе координат имеет вид:

$$\sigma \sim m_e E_\nu \quad (97)$$

Следовательно, при данной энергии нейтрино сечение ( $\nu e$ ) взаимодействия примерно в  $10^3$  раз ( $\frac{m_\mu}{m_e}$ ) меньше соответствующих нейтринно-нуклонных сечений. Если детектирование нейтринно-нуклонных сечений в настоящее время находится на границе экспериментальных возможных возможностей самых мощных современных ускорителей, то сечения на три порядка меньше требуют создания ускорителей с увеличением протонной интенсивности по меньшей мере на те же три порядка.

В детектировании нейтринно-электронных взаимодействий имеются и свои трудности. Эти взаимодействия должны быть детектированы на фоне нейтринно-нуклонных эффектов, сечения которых на три порядка превышают электронно-нейтринные сечения. В настоящее время известен лишь один вид слабых лептон-лептонных взаимодействий, именно  $\mu \rightarrow e + \nu + \nu'$ . Существование взаимодействий типа ( $e\nu$ ) ( $e\nu'$ ) связано с гипотезой, которую целесообразно обсуждать специально. Лептон-лептонное взаимодействие в его известном виде ведет лишь к одному типу эффектов - возникновению от нейтрино  $\mu$ -мезона

$$\tilde{\nu} + e^- \rightarrow \mu^- + \nu'$$

(98)

Этот эффект не зависит от того, тождественны или нетождественны электронные и мюонные нейтрино, принимается или отвергается гипотеза промежуточного бозона.

Но  $\mu$ -мезоны будут возникать в мишени в тысячу раз чаще от реакции типа  $(\nu n)(p\mu)$ .

А самое главное порог реакции  $\bar{\nu} + e^- \rightarrow \mu^- + \nu'$  лежит вне энергетических возможностей современных ускорителей:

$$E_{\nu}^{thr} \approx 11 \text{ БэВ.} \quad (99)$$

"Рабочие" пучки нейтрино таких энергий можно надеяться получить<sup>68</sup> на протонных ускорителях с энергией 80 БэВ при интенсивности протонного пучка  $10^{14}$   $\frac{\text{протонов}}{\text{сек}}$ .

Последние замечания сильнее подчеркивают важность космического эксперимента по поиску возможной резонансной реакции. Но есть примеры лептон-лептонных эффектов, в специфических условиях сильно снижающих пороговую энергию реакции. Например, нейтрино рассеиваясь на кулоновском поле ядра способно продуцировать пары  $e^- \mu^+$  частиц:



Диаграмма, иллюстрирующая процесс (100), приведена на рис.18.

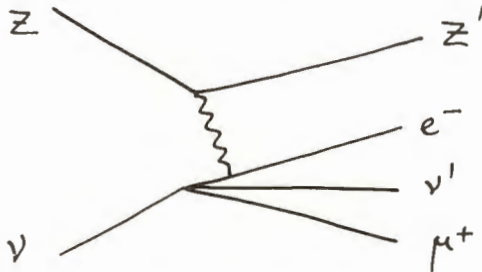


Рис.18.

Участие в реакции (100) тяжелого ядра, принимающего на себя импульс отдачи снижает энергетический порог реакции по сравнению с (99) практически до  $x$ )

$$E_{\nu}^{thr} \approx m_{\mu} + m_e \sim 100 \text{ МэВ.} \quad (101)$$

На точечном кулоновском центре сечение соответствующего эффекта при очень больших энергиях содержало бы в формуле типа (97) вместо массы электрона массу тяжелого ядра. Специфическая роль ядра, существенно меняющая характер эффекта, явилась причиной того, что на этот эффект в свое время было обращено внимание<sup>57</sup>.

К сожалению, учет реальных размеров ядра сильно зарезает сечение<sup>78</sup>. Но остается существенное преимущество процесса (100) по сравнению с процессом рождения  $\mu$ -мезона на свободном электроны, которое заключается в резком снижении энергетического порога. В аспекте предыдущих замечаний это обстоятельство представляется очень существенным, делая в принципе возможным наблюдение эффекта на сильноточных ускорителях ближайшего будущего. Более того, характерная особенность

$$E_{\nu}^{thr} = m_{\mu} + m_e + (m_{\mu} + m_e) \frac{(m_{\mu} + m_e)}{2M_Z}$$

этого эффекта - возникновение специфических  $\mu^+e^-$  пар делает в принципе возможным выделить эффект на фоне одиночных  $\mu^-$ -мезонов, возникающих в  $(\nu N)(\mu\nu)$  - взаимодействиях.

В работе <sup>78</sup> вычислен не эффект (100), а по своей природе ему близкий

$$\nu + Z \rightarrow Z' + e^- + e^+ + \nu' \quad (1)$$

$$\nu + Z \rightarrow Z' + \mu^- + \mu^+ + \nu' \quad (2)$$

(102)

Этот эффект предполагает реализацию в природе взаимодействий типа  $(e\nu)(e\nu)$  в пользу существования которого пока нет экспериментальных аргументов.

Но среди диаграмм (I), оцененных в работе <sup>78</sup>, имеется диаграмма вида рис. 18, когда импульс ядра передается рожденным электроном. Предполагая, что при энергии  $> 1$  Бэв сечения процесса рождения  $\mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^-$  пар не сильно отличается от процесса рождения  $\mu^+e^-$  пар (что, конечно, должно быть уточнено детальным расчетом), то на свинце сечение эффекта (100) может иметь значение, близкое к  $10^{-41} \text{ см}^2 \div 10^{-43} \text{ см}^2$ . Хотя этот эффект слишком мал по сравнению с  $(\nu N)$  ( $\mu N$ ) эффектом, следует иметь в виду, что эффекта  $\nu + e \rightarrow \mu + \nu$  вообще не существует при значениях энергий нейтрино, меньших 11 Бэв. Некоторую информацию о нейтринно-лептонных взаимодействиях при экстремально больших энергиях можно получить как и в случае взаимодействий нейтринно-нуклонных при дальнейшем рассмотрении эффектов высших приближений. На один из интересных эффектов в свое время обратил внимание Б.Понтекорво <sup>23</sup>. Именно в системе, состоящей из  $\mu^-$ -мезона и электрона (мюоний), если нет специального запрета возможно превращение мюония в антимюоний

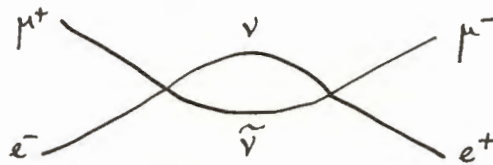


Рис.19

При обрезании импульсов виртуальных состояний ( $\nu$  и  $\bar{\nu}$ ) на критической величине  $\sim 1000$  Мэв, вероятность этого процесса по отношению к вероятности распада  $\mu^+$ -мезона дается величиной <sup>24</sup>:

$$\frac{w(\mu^+e^- \rightarrow \mu^-e^+)}{w(\mu^+ \rightarrow e^+\nu\bar{\nu})} \sim 10^{-5}$$

(103)

В принципе, этот эксперимент возможен, хотя имеются некоторые специфические трудности, связанные с движением мюония в веществе. Каких-либо экспериментальных границ для отношения (103) в настоящий момент указать нельзя, так как пока не было соответствующих экспериментальных попыток. Если действительно  $\nu_\mu \neq \nu_e$ , то переход  $\mu^+e^- \rightarrow \mu^-e^+$  строго запрещен.

В свете предыдущих рассмотрений особый интерес представляли бы процессы высших порядков (по слабой константе) незапрещенные возможным существованием двух родов нейтрино. Но пока, видимо, нельзя привести каких-либо аргументы, которые свидетельствовали бы о необходимости при обрывать значения импульсов частиц в промежуточных состояниях на величине  $K_{\max} \ll K_{\text{crit}} = 300$  Бэв.

Известно, что векторная константа слабых взаимодействий, определенная из  $O^{14}$  и константа, определенная из  $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}$  распада, несколько отличны друг от друга <sup>79</sup>.

Это различие ( 2%) пока не удалось объяснить и довольно тщательным анализом возможных поправок <sup>79</sup>. Как заметил Я.А.Смородинский <sup>80</sup>, учет высших приближений по слабым взаимодействиям мог бы оказать влияние на различие эффективных констант, если сильные взаимодействия действительно в состоянии подавить соответствующие вклады в эффекты от больших значений импульсов взаимодействующих частиц в промежуточных состояниях.

Действительно, тогда бы возникло различие в роли высших приближений в процессах  $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}$  и  $\mu \rightarrow e^- + \tilde{\nu} + \nu$ . В процессе  $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}$  роль высших приближений по слабой константе была бы, допустим, пренебрежима, а учет соответствующих диаграмм Фейнмана (рис.20) в процессе  $\mu \rightarrow e^- + \tilde{\nu} + \nu$  объяснил бы наблюдаемые различия в значениях констант

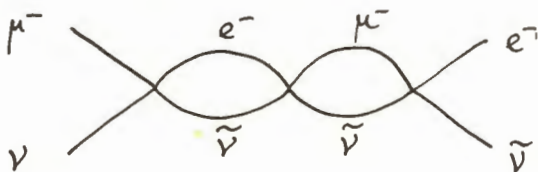


Рис.20

К сожалению, различия в константах настолько мало, что принимая даже, что оно целиком обусловлено ролью сильных взаимодействий, как оказывается <sup>24</sup>, это предположение не ведет к заключению, что промежуточные импульсы в эффекте  $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}$  должны быть обрезаны на значениях далеких от  $K_{crit} = 300$  Бэв.

Хочется еще раз подчеркнуть, что и в четырехфермионных взаимодействиях  $(np)(e\nu)$  пока нет экспериментальных оснований считать, что импульсы промежуточных состояний  $(p_\mu^2 \neq m^2)$  должны быть обязательно обрезаны на значениях  $K_{max} \ll K_{crit} = 300$  Бэв.

Утверждение это связано существенным образом с предположением  $\nu_\mu \neq \nu_e$ . Именно, это предположение пока оставляет свободу для теоретических построений, основанных на существовании истинно четырехфермионных взаимодействий вплоть до импульсов сталкивающихся фермионов, достигающих в системе центра инерции значений, близких к значению  $K_{crit} = 300$  Бэв (по крайней мере в виртуальных состояниях).

### §8. Слабые взаимодействия типа $(\alpha\beta)(\alpha\beta); (\alpha\alpha)(\alpha\alpha)$

Все известные слабые четырехфермионные взаимодействия протекают с существенным изменением природы первичных частиц. В настоящее время неизвестно ни одного случая слабых взаимодействий, которое бы сводилось к простому рассеянию сталкивающихся частиц, без существенного изменения их природы. Если это позволяют законы сохранения, то все известные случаи слабых взаимодействий интерпретируются как распад частицы наибольшей массы, участвующей в этом взаимодействии. Может быть это свойство и является характерной чертой слабых взаимодействий. Может быть имеются глубокие основания, почему подобные изменения внутренних структур частиц не могут происходить быстро. А может быть естественный отбор случаев слабых взаимодействий пока ограничил оферу наблюдаемых явлений.



Действительно, слабые взаимодействия, не сводящиеся к распаду частиц, могут наблюдаться лишь в эффектах слабого рассеяния. Физика только приступает к исследованию этой области явлений. Естественно, возникает вопрос, имеются ли в природе взаимодействия типа  $(\alpha\beta)(\alpha\beta)$ , которые сводятся только к "слабому" рассеянию двух частиц природы  $\alpha$  и  $\beta$  в частицы той же природы. В принципе могли бы существовать эффекты слабого рассеяния нейтронов на протонах  $(n p)$   $(\bar{n} p)$  слабого рассеяния протонов на протонах  $(p p)$   $(\bar{p} p)$  нейтрино на протонах  $(\nu p)$   $(\bar{\nu} p)$ , нейтрино на электронах  $(\nu e)$   $(\bar{\nu} e)$ , электрона на электроне  $(e e)$   $(\bar{e} e)$  и т.д. Пока все эти вопросы приходится задавать природе, а не теории слабых взаимодействий, которой в строгом смысле этого слова пока не существует. Но в теоретическом резерве имеется много схем слабых взаимодействий, различной эвристической ценности, которые время от времени целесообразно перебирать и, сравнивая с экспериментом, испытывать "на прочность" в различных условиях. С этой точки зрения в условиях предположения  $\gamma_\mu \equiv \gamma_e$  заслуживает внимания схема, предложенная несколько лет тому назад S.A. Bludman<sup>81,82</sup>. Оказывается, расширяя схему M.S.<sup>6</sup> и F.G.<sup>7</sup>, можно ввести в теорию и симметричные нейтральные токи типа  $\nu\nu$ ,  $ee$ ,  $nn$  и т.д., и главное — заставить их "работать" против эффектов типа  $(e\nu)(e\nu)$ , ведущих в диаграммах (рис.2,4) к появлению, как стали давно говорить, "нежелательных процессов" ( $\mu \rightarrow e + \gamma$ ,  $\mu \rightarrow 3e$ ).

Действительно, в диаграммах типа рис.2,4 именно взаимодействие типа  $(e\nu)(e\nu)$ , допускаемое концепцией M.S.<sup>6</sup>, F.G.<sup>7</sup>, ведет к низкому предельному значению промежуточного импульса.

В схеме Bludman'a, допускающей в отличие от схемы<sup>6,7</sup> наряду с заряженными токами (например,  $e\nu$ ) нейтральные токи  $(ee)(\nu\nu)$  их взаимное действие, как оказывается<sup>82</sup>, ведет к погашению эффектов типа  $(e\nu)(e\nu)$ .

Это значит, что в такой теории нет эффектов  $\mu \rightarrow e + \gamma$ ,  $\mu \rightarrow 3e$ , описываемых диаграммами типа 2 или 4, соответствующих второму приближению теории возмущения по слабой константе.

Правда, это не запрещает<sup>25</sup> эффект  $\mu \rightarrow 3e$ , протекающий согласно диаграмме 3, на основе известных  $(\mu\nu)(e\nu)$  взаимодействий. Но этот эффект уже более высокого порядка.

Итак, нейтральные токи были изгнаны из теории для того, чтобы избежать "нежелательных" распадов ( $\mu \rightarrow 3e$  и т.д.). Затем нейтральные токи вводятся в теорию, чтобы избежать те же нежелательные процессы в рамках именно теории с одним видом нейтрино. И подобная интерпретация слабых взаимодействий<sup>82</sup> возникает буквально перед появлением экспериментальных результатов, свидетельствующих в пользу идеи двух нейтрино. Типичные зигзаги в судьбе теории слабых взаимодействий.

#### Нейтральные токи

Конечно, очень желательно расширить экспериментальную базу для возможности тех или иных суждений о роли нейтральных токов в эффектах слабых взаимодействий. В существующих экспериментальных условиях (ускорители) наибольшие сечения возможных слабых взаимодействий следует ожидать в различных эффектах с участием нуклонов. Так, при допущении нейтральных барионных токов в лагранжиан четырехфермионных взаимодействий (с тем же значением универсальной константы) следует ожидать сечений  $10^{-38} \text{ см}^2$ , при энергии падающей на нуклон частицы  $\sim 1$  Бэв. Так, если ввести взаимодействие, ведущее к эффектам  $p + p \rightarrow p + \Sigma^+$ ,  $n + n \rightarrow n + \Lambda$ , то первый порядок теории возмущения дает для этих процессов сечение<sup>83</sup>.

$$\sigma \sim 4 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$$

(104)

Если лагранжиан не содержит непосредственных взаимодействий между нейтральными барионными токами, то процессы  $n+n \rightarrow n+\Lambda^0$  могли бы идти через различные промежуточные состояния. В этих случаях очень вероятны более низкие значения сечения. Одна очень грубая оценка 83 такого непрямого перехода дает значение сечения, на два порядка меньшее. Во всяком случае, если сечение или его верхняя граница для процесса, например,  $n+n \rightarrow n+\Lambda^0$  окажется, уверенно ниже (104), то этот результат мог бы свидетельствовать в пользу запрета часто налагаемого в теории слабых взаимодействий на введение в лагранжиан нейтральных токов. Современные ускорители, дающие протонные пучки с  $E_p \leq 1 \text{ Бэв}$  достаточно интенсивны для получения разумного счета событий в эффектах типа  $p+p \rightarrow p+\Sigma^+$  или  $n+n \rightarrow n+\Lambda^0$ . К сожалению, трудности фона сильно осложняют практическую возможность осуществления подобного эксперимента. Особый интерес представляют поиски возможного  $(\nu N)$   $(\bar{\nu} N)$  взаимодействия 84. При введении в лагранжиан взаимодействия членов типа

$$L' = \frac{G}{\sqrt{2}} \tilde{\nu} \gamma_\mu (1+\gamma_5) \nu \tilde{N} \gamma_\mu (1+\gamma_5) \tau_3 N + \text{h.c.} \quad (105)$$

как это предположено, например, в работах Бладмана 81 и Зельдовича 85, можно ожидать эффектов типа

$$\nu + N \rightarrow N' + \nu' \quad (106)$$

с сечениями  $\sim 10^{-38} \text{ см}^2$  при энергии нейтрино  $\sim 1 \text{ Бэв}$ .

Если в природе действительно реализуется взаимодействие типа (105), то в нейтринном пучке могли бы наблюдаться звезды, для которых было бы характерно отсутствие заряженных лептонов. Авторами 84 предложен также эксперимент в области нейтрино (антинейтрино) низких энергий. Антинейтрино небольших энергий (например, от реактора) могло бы возбудить ядро

$$\tilde{\nu} + Z \rightarrow \tilde{\nu} + Z^* \quad (107)$$

и повести в дальнейшем к характерному излучению

$$Z^* \rightarrow Z + \gamma \quad (108)$$

Для конкретного случая, именно, нейтринного возбуждения  ${}^7\text{Li}$  - авторы приводят сечения

$$\sigma_{Li}^7 \geq 2 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2 \quad (109)$$

Эффект в принципе может быть выделен из фона, например, по специфическим свойствам данного  $\gamma$  - излучения (энергия, поляризация).

По данным индийских физиков 86 относительно интенсивности проникающих заряженных частиц на больших глубинах нетрудно сделать верхнюю оценку возможного эффекта рассеяния нейтрино на нуклонах 118. Предполагая, что все заряженные частицы, наблюдаемые на глубине 6,388 метров водного эквивалента, представляют собой протоны отдачи в эффекте рассеяния нейтрино на протоне ( $E_\nu > 1 \text{ Бэв}$ ), принимая для нейтрино спектр и угловое распределение по работе Зацепина и Кузьмина 71, можно получить оценку

$$I \sigma_{\nu N} N R_{\text{нас}} \leq 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стп}^{-1} \quad (110)$$

где  $I = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стп}^{-1}$  - вертикальная интенсивность нейтрино, возникших в земной атмосфере 71.  $R_{\text{нас}}$  - поглощаемость протона ( $\sim 150 \text{ г/см}^2$ )  $N$  - число нуклонов в 1 грамме вещества. Отсюда:

$$\sigma_{\nu N} < 10^{-34} \text{ см}^2 \quad (111)$$

${}^7\text{Li}$  :  $J = \frac{3}{2}^- \rightarrow J = \frac{1}{2}^-$ ,  $\Delta E = 480 \text{ КэВ}$ .

<sup>7</sup>Первый возбужденный уровень

Таким образом, возникает оценка верхней границы для эффективной константы четырехфермионных взаимодействий данного типа

$$F \leq \frac{3 \cdot 10^{-3}}{m^2} \quad (II2)$$

что лишь на два порядка больше величины константы слабых взаимодействий.

Любопытно отметить, что данные космических лучей здесь эффективно конкурируют с соответствующими данными, полученными на ускорителе<sup>87</sup>, где верхняя граница для того же сечения дается на два порядка выше. Если учесть относительно элементарную организацию космических экспериментов по сравнению с экспериментами на ускорителях – следует подчеркнуть, что космические лучи тают в себе еще значительные возможности.

Что касается до более сильных гипотетических взаимодействий мюонных нейтрино с нуклонами<sup>88</sup>, которыми в принципе можно было бы объяснить различие масс  $\mu$ -мезона и электрона, то эта возможность, видимо, закрывается подземными экспериментами<sup>86</sup>, которые дают различие между слабой и гипотетической константой взаимодействия уже меньше, чем на два порядка.

Но, конечно, вопрос о существовании  $\nu N$  рассеяния ( $\nu + N \rightarrow N' + \nu'$ ) со слабой константой взаимодействия остается открытым и эксперимент, регистрирующий взаимодействия нейтрино по нуклонам отдачи в области сечений  $10^{-38} \text{ см}^2$  конечно очень желателен.

Очень желательно исследовать процесс  $\nu + N \rightarrow N' + \nu'$  и в области еще меньших сечений. Если нет прямых ( $\nu N$ ) ( $\bar{\nu} N$ ) взаимодействий, то он должен существовать как эффект второго порядка, согласно, например, диаграмме

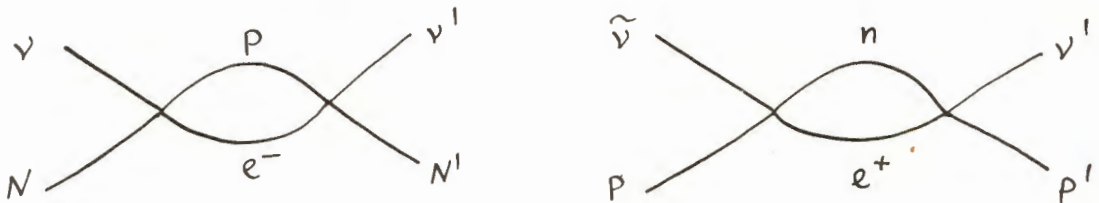


Рис.20

В отличие от всех эффектов второго приближения, обсуждающихся нами на предыдущих страницах – этот эффект не может быть запрещен ничем, кроме как низким верхним значением промежуточного импульса.

Грубая оценка отношения сечений эффектов первого и второго порядков дается тем же соотношением

$$\frac{\sigma_{(\nu N)(\nu'N')}}{\sigma_{(\nu N)(p+e^-)}} \sim \frac{G^2 K_{\max}^4}{16 \pi^4}$$

При  $K_{\max} \rightarrow K_{\text{crit}} = 300$  Бэв это соотношение стремится к единице.

В ближайшие годы, видимо, возникнет возможность проверить обсуждаемые сечения в области  $10^{-40} \text{ см}^2$ , а может быть и ниже. Не исключено, что именно этот эксперимент окажется тем экспериментом, который дает ответ на многие вопросы, которые мы здесь обсуждаем.

Возможность слабых взаимодействий типа  $(nn)$  ( $pn$ ),  $(ee)$  ( $pe$ ) в принципе не исключена, но детектирование этих эффектов на фоне сильных и электромагнитных взаимодействий отодвигает эти экспериментальные проблемы в неблизкое будущее.

Существование или отсутствие лептонных взаимодействий типа  $(e\nu)$  ( $e\nu$ ) представляет собой может быть одну из наиболее интересных проблем из области слабых взаимодействий и она заслуживает специального рассмотрения.

### §9. Безнадежен ли нейтринный аспект слабых взаимодействий?

В настоящее время есть основания полагать, что современная формулировка теории слабых взаимодействий может быть в дальнейшем подвергнута существенной эволюции. Развитие теории слабых взаимодействий может идти в различных направлениях (включение в теорию нейтральных токов, до десятка промежуточных мезонов и т.д.), но в конце концов должен быть получен ответ на фундаментальный вопрос: почему для слабых взаимодействий в отличие от сильных, характерно несохранение четности.

Было бы очень заманчиво связать специфичность слабых взаимодействий с участием в них такой своеобразной частицы, как нейтрино, и на этом пути попытаться найти ключ к пониманию места слабых взаимодействий в ряду сильных ("Почему бог слабый левша?").

Феноменологическое описание слабых взаимодействий как контактного взаимодействия между четырьмя фермионами оказывается в своем общем виде слишком широким — оно допускает ряд возможностей, которые по неизвестным причинам не все реализуются в природе. Поэтому четырехфермионная формулировка теории ограничивается рядом постулятивных требований. Одно из таких требований — это запись лагранжиана взаимодействия через заряженные токи<sup>7</sup>. Эта идея эвристически оказалась ценной. Во всяком случае попытка придать этому ограничению физический смысл привела к идее заряженного промежуточного мезона и к постановке соответствующих интересных экспериментов. Может оказаться эвристически ценными анализ возможностей и других постулятивных ограничений четырехфермионных взаимодействий.

Рассмотрим одну из таких возможностей<sup>89</sup>. Экспериментальные данные о слабых взаимодействиях между фермионами пока укладываются в следующие ограничивающие определения.

I. Лагранжиан слабых четырехфермионных взаимодействий образуется из четырех различных функций:

$$L = \dots \bar{\Psi}_1 \dots \bar{\Psi}_2 \dots \bar{\Psi}_3 \dots \bar{\Psi}_4 + h.c. \quad (118)$$

На языке частиц это значит, что во взаимодействии участвуют четыре непременно различных по своей природе частицы. На языке диаграмм Фейнмана соответствующая вершина изображается четырьмя различными линиями, например,

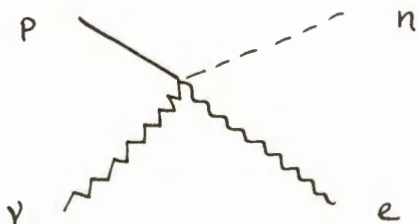


Рис.21

Частицы и античастицы изображаются одной и той же линией. Следствия:

а) Определение I запрещает распады типа:

$$\begin{aligned} \Lambda &\rightarrow n + e^+ + e^- \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + e^- + e^+ \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \gamma \end{aligned} \quad (II4)$$

в) Определением I требуется нетождественность мюонного и электронного нейтрино

$$\nu_\mu \neq \nu_e, \quad \mu \rightarrow e + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu \quad (II5)$$

с) Запрещены взаимодействия типа

$$(e\nu)(e\nu), (\mu\nu)(\mu\nu), (p\nu)(p\nu), (\Lambda p)(\Lambda p), \quad (II6)$$

разрешаемые <sup>6</sup> M.S. и <sup>7</sup> F.G. формулировками слабых взаимодействий.

Второе ограничивающее определение можно записать в виде:

2. Мюонные и электронные числа сохраняются по отдельности.

На основании двух определений в лагранжиан взаимодействия должны входить только заряженные электронные и мюонные токи

$$j_e^\delta = \bar{\Psi}_e \gamma (1 + \gamma_5) \Psi_e^\nu; \quad j_\mu^\delta = \bar{\Psi}_\mu \gamma (1 + \gamma_5) \Psi_\mu^\nu \quad (II7)$$

Вторым определением запрещаются распады типа

$$\Lambda \rightarrow n + \mu^- + e^+ \quad (II8)$$

### Сильные взаимодействия

Возникает вопрос, существуют ли какие-либо надежды, хотя бы типа намеков, понять колоссальное различие в значениях констант сильных и слабых взаимодействий.

Есть в природе одно специфическое явление, способное увеличивать эффекты на много порядков, оно возникает, когда реализуются резонансные ситуации.

Имеются некоторые соображения, дающие известную надежду ожидать возникновения таких "резонансных" ситуаций в четырехфермионных взаимодействиях, когда эти взаимодействия могли бы проявляться эффективно, как обычные сильные взаимодействия.

Если действительно, взять для примера четырехфермионное взаимодействие в виде контактного взаимодействия двух полей с лагранжианом вида

$$L(x) = G \bar{\Psi} \gamma_\mu \Psi \bar{\Psi} \gamma_\mu \Psi + h.c. \quad (II9)$$

и вычислить сечение рассеяния, решая соответствующее уравнение Бете-Солпитера в цепном приближении <sup>19</sup>, то в полученном сечении действительно возникает "резонансного" характера знаменатели в выражении "эффективной константы" взаимодействия.

Сечение рассеяния частиц, обязанное четырехфермионному взаимодействию в этом приближении имеет сложный вид: Кроме зависимости от импульса падающей частицы ( $p$ ) сечение содержит факторы, зависящие от максимальных импульсов виртуальных состояний ( $K_{max}$ ). Структура характерного члена сечения приведена в формуле (I20):

$$d\sigma \sim \frac{f(p^2)}{1 - \beta K_{\max}^2 + \text{малые члены}} \quad (120)$$

Знаменатель выражения (120) имеет типичную "резонансную" структуру.

Заслуживают внимания два обстоятельства:

1) В случае векторного взаимодействия при значениях максимального импульса промежуточных состояний, близких к критическим, сечение (120) на восемь порядков больше сечений, вычисленных по теории возмущения. Таким образом, из "слабого" <sup>x)</sup> - возникает сильное взаимодействие.

2) В V-A варианте взаимодействия, появляющееся в знаменателе выражение для соответствующего сечения (Полубаринов) таково, что главная зависимость от  $K_{\max}$  выпадает, остается лишь логарифмический член ( $\ln \frac{K_{\max}^2}{m^2}$ ) и знаменатель обращается в нуль (резонанс) только при  $K_{\max} \gg K_{\text{crit}} = 300 \text{ эВ}$ . Другими словами, четырехфермионное V-A - взаимодействие типа<sup>xx</sup> (II9) при параметрах обрезания  $K_{\max} \leq K_{\text{crit}}$  ведет к сечениям рассеяния, не отличающимся от первого приближения теории возмущения по слабой константе.

Таким образом, не исключено, что даже при том же значении затравочной константы  $G$ , и при том же максимальном импульсе промежуточных состояний ( $K_{\max}$ ) контактное взаимодействие четырех фермионов при учете бесконечных цепочек высоких приближений существенно усиливается, если среди этих фермионов отсутствует нейтрино; вернее, если вместо V-A варианта взаимодействий остается лишь, например, A-вариант или какой-либо другой вариант (T, S, V) или даже комбинация их, обеспечивающая сохранение пространственной четности. Существенным может оказаться и то обстоятельство, что среди барионов, участвующих в четырехфермионном взаимодействии, ведущим к эффективному сильному, могут быть (допустим, в отличие от слабых) и тождественные. С этой точки зрения более естественна схема четырехфермионных взаимодействий, близкая к схеме Бладмана<sup>71</sup>. Близкая в том смысле, что в ней, как и в схеме Бладмана, предполагаются, в частности, взаимодействия типа (pp) (nn); (ee) (ee); (ee) (μμ) и т.д., с той же затравочной константой  $G$ . С точки зрения нейтринного аспекта слабых взаимодействий, четырехфермионные взаимодействия подобного типа могут вообще не проявляться как слабые взаимодействия, т.е. вести к взаимодействиям сильным и электромагнитным. К сожалению, существование нелептонных распадов является существенным аргументом против такой точки зрения. Однако, принимая во внимание заманчивость гипотезы нейтринной природы слабых взаимодействий, вряд ли целесообразно спешить с отрицательными суждениями и не обсуждать других даже малейших возможностей.

Рассмотрим ситуацию с нелептонными распадами более внимательно.

#### Слабые нелептонные распады

Слабые нелептонные распады частиц, казалось бы, естественно объяснить взаимодействием барионных токов  $j_n^\gamma$ ,  $j_p^\gamma$ , где

$$j_n^\gamma = \bar{\Psi}_p \gamma(1+\gamma_5) \Psi_n ; \quad j_p^\gamma = \bar{\Psi}_n \gamma(1+\gamma_5) \Psi_p \quad (121)$$

и распад, например,  $\Lambda^0$  - частицы представлять графиком 2 2.

<sup>x)</sup> Т.е. со слабой затравочной константой.

<sup>xx)</sup> Т.е. для двух фермионных полей  $\Psi$  и  $\Psi$ .

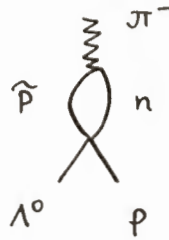


Рис.22

Но, строго говоря, у нас в сущности нет теории нелептонных распадов, так как картина гр.22 имеет пока чисто иллюстративный характер. Дело даже не в том, что сильные взаимодействия не дают возможности сделать конкретных вычислений.

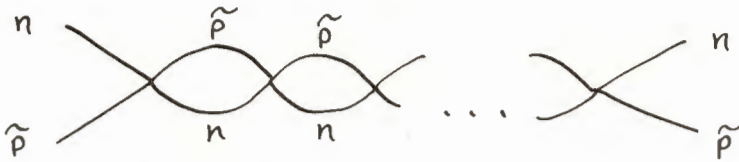


Рис.23

Представляется желательным диаграммы типа 23 резервировать для будущей теории сильных взаимодействий 18,19,20,90. Эта идея еще не исчерпала себя. В настоящее время нельзя с определенностью сказать, что диаграммы типа 24 или .25, усложненные сильными взаимодействиями, не могут интерпретировать нелептонные слабые распады:

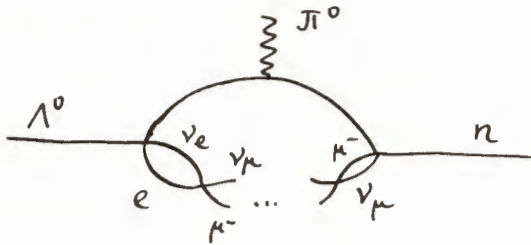


Рис.24

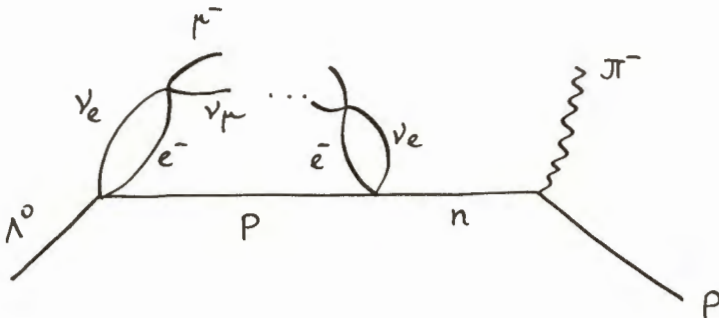


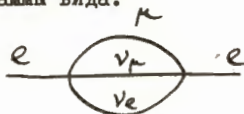
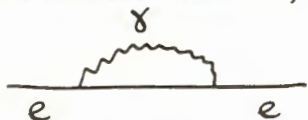
Рис.25

Суммирование бесконечных цепочек вида (24) и (25) также ведет к выражениям типа (120), к появлению эффективной константы в функции  $K_{\max}$ .

При универсальном  $K_{\max}$  - эффективная константа существенно зависит от характера суммируемых цепочек диаграмм. Не исключено, что суммирование бесконечных цепочек взаимодействий типа (24), (25), модифицируясь включенным сильным взаимодействием, изменит знаменатель выражения типа (120) настолько, что все выражение окажется существенно отличным от первого приближения теории возмущения. Но это изменение окажется не настолько катастрофически отличным, чтобы повести к сильным взаимодействиям. При интерпретации диаграммы типа 24 и 25 возникают вопросы, которые пока не могут быть решены в рамках современной теории. Пока неизвестны величины допустимых импульсов промежуточных состояний в этих процессах (факторы типа  $Gk^2_{\max}$ ); пока нет методов вычисления вероятностей эффектов при больших значениях этих факторов, когда теория возмущения уже не применима; пока не ясны вопросы затравочных зарядовых констант слабых взаимодействий, т.е. неперенормируемых теорий. Пока не исключено, что в аспекте четырехфермионных взаимодействий удастся в будущем понять "почему бог слабый левша".

Можно указать еще одно соображение в пользу допущения нейтральных токов в четырехфермионные взаимодействия. По-видимому, единственная пока теоретическая возможность понять различия в массах  $\mu$ -мезона и электрона (§3) на основе допустимых экспериментом взаимодействий - это введение нейтральных токов, ведущих к взаимодействиям типа  $(ee)(\mu\mu)$  или  $(ee)(\nu\nu)$  - последнее для затравочной массы нейтрино, отличной от нуля.

Действительно, предварительное рассмотрение показывает, что собственно энергетические диаграммы квадратичные в константе связи  $(G, e)$ , т.е. диаграммы вида:



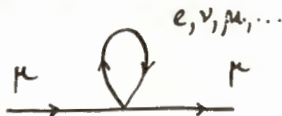
не приводят к снятию вырождения по массам в исходном электрон- $\mu$ -мезонном уравнении Дирака (§3) с равными затравочными массами для электрона и  $\mu$ -мезона.

Несмотря на различные исходные уравнения для электронных и  $\mu$ -мезонных функций

$$(i\hat{p} + m_e)\Psi^e = 0 \quad \text{и} \quad (i\hat{p} - m_\mu)\Psi^\mu = 0$$

возникающие добавки от массового оператора оказываются фатально тех же знаков, что и константы  $m_e$  и  $m_\mu$  в этих уравнениях.

Если допустить взаимодействия типа  $(\mu\mu)(ee)$ ,  $(ee)(\nu\nu)$  и т.д., то в первом порядке по слабой константе возникают добавки  $4I$  к массам частиц от диаграмм вида



Поскольку  $\mu^-$  рассматривается как античастица, а  $e^-$  - как частица, то при векторном взаимодействии, например, знаки и слабой константы для  $\mu^-$  и  $e^-$  - будут противоположными <sup>89'</sup>.

Конечно, приведенные соображения в пользу единой картины слабых и сильных взаимодействий не являются в какой-либо мере решающими или даже убедительными. Они лишь говорят о том, что в рамках четырехфермионных взаимодействий имеется известный простор для дальнейших теоретических исследований и не исключено, что на этом направлении могут быть получены существенные результаты для понимания взаимоотношения сильных и слабых взаимодействий.



В более конкретном аспекте предыдущие соображения обостряют интерес к возможности экспериментальной проверки существования "истинно" слабых взаимодействий типа  $(\nu\rho)(\nu\rho)^x$ ,  $(e\nu)(e\nu)$ .

### §10. $(e\nu)(e\nu)$ - взаимодействие

Из всех "пока неоткрытых" слабых взаимодействий  $(e\nu)(e\nu)$  - взаимодействие пользуется наибольшей популярностью. Многочисленные эффекты, возможные при таком взаимодействии так часто и с таким разнообразием обсуждаются, что возникает почти реальное убеждение в существовании  $(e\nu)(e\nu)$  - взаимодействия. Причиной популярности этого взаимодействия явилось то обстоятельство, что оно не запрещено м.с.<sup>6</sup> ф.с.<sup>7</sup> - теорией. Оно несколько выделено и тем обстоятельством, что взаимодействие  $(\nu\rho)(\nu\rho)$  оказывается в этой теории запрещенным.

Но главное  $(e\nu)(e\nu)$  - взаимодействие очень напоминает привычную электродинамику - электроны взаимодействуют с некоторым векторным (псевдовекторным) полем, составленным из нейтринно-антинейтринного полей. Возникает круг явлений, аналогичных явлениям электродинамики. Нейтрино, рассеиваясь на электроны, способно дать своеобразный "комpton электрон". Электрон в возбужденном атоме может перескочить на другую орбиту, испустив вместо фотона нейтринно-антинейтринную пару. Нейтрино способно вызвать возбуждение контура. Тормозясь в кулонном поле, электрон способен испустить нейтринно-антинейтринное тормозное излучение. Это своеобразное взаимодействие могло бы оказать решающее влияние на течение многих астрофизических процессов. Хотя подробный анализ возможностей, открываемых существованием  $(e\nu)(e\nu)$  взаимодействия очень напоминает дележ шкуры убитого медведя, все же обсуждение различных порождаемых взаимодействием эффектов эвристически очень ценно. Оно может вызвать к жизни существенную экспериментальную идею, которая в конце концов поможет подтвердить или опровергнуть существование прямого электронно-нейтринного взаимодействия.

В общем аспекте теории слабых взаимодействий эта возможное взаимодействие оказалось настолько своеобразно и важно, что стало прямой необходимостью экспериментально разобраться в ситуации.

Хотим мы этого или не хотим, но тенденция в развитии физики слабых взаимодействий привели к тому, что детектирование пока выдуманного  $(e\nu)(e\nu)$  - взаимодействия становится экспериментальной проблемой фундаментальной важности.

### Рассеяние нейтрино на электроны

Сечений рассеяния нейтрино на электроны в наиболее общем виде дано И.Полубариновым<sup>51</sup>.

Оно справедливо в любой области энергии, в любой системе координат и для нейтрино с массой, отличной от нуля.

Последнее обстоятельство может быть существенно для мюонного нейтрино, верхний предел экспериментального значения массы которого пока еще высок ( $\sim 1\text{Мэв}$ )

$$\sigma_{\nu+e \rightarrow \nu+e'} = \frac{G^2}{4\pi^4} \frac{M^4 c^4}{\epsilon_e \epsilon_\nu \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_\nu^2 + m_e^2)}{M^2} + \frac{(m_\nu^2 - m_e^2)^2}{M^4}} \left(1 - \frac{m_e^2 + m_\nu^2}{M^2}\right)^2 \quad (122)$$

<sup>x</sup> В аспекте нейтринной концепции слабых взаимодействий решающее значение имело бы установление слабого взаимодействия типа  $(\nu\rho)(\nu\rho)$  или  $(\nu\rho)(\Lambda\rho)$ , нарушающее сохранение четности.

$$\sigma_{\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e} = \frac{G^2}{12\pi\hbar^4} \frac{M^4 c^4}{\varepsilon_e \varepsilon_{\bar{\nu}_e} \beta_0} \sqrt{1 - \frac{2(m_e^2 + m_{\bar{\nu}_e}^2)}{M^2} + \frac{(m_e^2 - m_{\bar{\nu}_e}^2)^2}{M^4}} \cdot \left\{ 1 - \frac{m_e^2 + m_{\bar{\nu}_e}^2}{M^2} + \frac{4m_e^2 m_{\bar{\nu}_e}^2}{M^4} - \frac{(m_e^2 + m_{\bar{\nu}_e}^2)(m_e^2 - m_{\bar{\nu}_e}^2)^2}{M^6} + \frac{(m_e^2 - m_{\bar{\nu}_e}^2)^4}{M^8} \right\} \quad (I23)$$

Здесь  $M^2$  - инвариант:

$$M^2 = \frac{(\varepsilon_e + \varepsilon_{\bar{\nu}_e})^2}{c^4} - (\vec{p}_e + \vec{p}_{\bar{\nu}_e})^2 / c^2 \quad (I24)$$

$\varepsilon_{\bar{\nu}_e}, \varepsilon_e, p_{\bar{\nu}_e}, p_e$  - энергии и импульсы сталкивающихся частиц,  $\beta_0$  - относительная скорость сталкивающихся частиц, деленная на скорость света.

В области предельно больших энергий сечения эффекта принимают тот же аналитический вид (92) (97) с конкретным значением коэффициента, даваемым (I25):

$$\sigma_{\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e} = \frac{G^2}{\pi\hbar^4} m_e^2 \frac{p_{\bar{\nu}_e}}{m_e c} \approx 4 \cdot 10^{-45} \frac{p_{\bar{\nu}_e}}{m_e c} \text{ см}^2 \quad (I25)$$

$$p_{\bar{\nu}_e} \gg m_e c^2$$

В области предельно малых энергий нейтрино, в случае  $m_{\bar{\nu}_e} = 0$  выражения для сечения (I23) также сильно упрощаются

$$\sigma_{\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e} = \frac{2G^2}{\pi\hbar^4} m_e^2 \frac{p_{\bar{\nu}_e}^2}{(m_e c)^2} \approx 8 \cdot 10^{-45} \left( \frac{p_{\bar{\nu}_e}}{m_e c} \right)^2 \quad (I26)$$

В отличие от эффекта рассеяния фотона на электроны здесь нет специфического томсонского предела: при  $p_{\bar{\nu}_e} \rightarrow 0$  сечение (I26) стремится к нулю, а не к константе. Квадратичная зависимость от энергии нейтрино  $\sim (\varepsilon_{\bar{\nu}_e} / m_e c^2)^2$  делает неоправданной попытку искать эффект в области нейтрино очень малых энергий даже (как это будет видно из дальнейшего) при условии реализации нейтринных потоков значительной плотности. Несколько иная ситуация создается при массе нейтрино, отличной от нуля.

$$\sigma_{\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e} = \frac{2G^2 m_e^4}{\pi\hbar^4 \beta_0} \frac{m_{\bar{\nu}_e}}{m_e + m_{\bar{\nu}_e}} \frac{p_{\bar{\nu}_e}}{(m_e + m_{\bar{\nu}_e})c}, \quad p_{\bar{\nu}_e} < m_e c \quad (I27)$$

Имея в виду, что  $\beta_0 = \frac{v_{\bar{\nu}_e}}{c} = \frac{p_{\bar{\nu}_e}}{m_{\bar{\nu}_e} c}$ , сечение (I27) становится константой

$$\sigma_{\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e} = \frac{2G^2 m_e^2}{\pi\hbar^4} \frac{m_{\bar{\nu}_e}^2}{(m_e + m_{\bar{\nu}_e})^2}, \quad p_{\bar{\nu}_e} < m_e c \quad (I28)$$

Если мюонное нейтрино обладает массой  $m_{\bar{\nu}_e} > m_e$  и способно рассеиваться на электроны (?), то сечение оказывается равным

$$\approx \frac{2G^2 m_e^2}{\pi\hbar^4} \approx 8 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2, \quad (I29)$$

Независимо от энергии нейтрино в области  $p_{\bar{\nu}_e} < m_e c$

#### Взаимодействие нейтрино с атомом

Возбуждение водородоподобного атома нейтрино с энергией  $E_{\bar{\nu}_e} \gg |\varepsilon_f - \varepsilon_i|$ , где  $f$  и  $i$  - конечные и начальные состояния электрона в атоме для  $K$  и  $L$  - переходов согласно А. Комару описывается сечением

$$\sigma = \frac{7 \cdot 10^{-36}}{Z^4} \left( \frac{E_\nu}{m_e} \right)^6 \quad (I30)$$

Рассеяние нейтрино на атоме с переходом электрона в непрерывный спектр ( для небольших энергий нейтрино) дается по А.Комару выражением

$$\sigma = \frac{5 \cdot 10^{-36}}{Z^4} \left( \frac{E_\nu - E_j}{m_e} \right)^3 \left( \frac{E_\nu}{m_e} \right)^2 \left( 1 - \frac{3E_j}{4E_\nu} + \frac{3E_j^2}{8E_\nu^2} \right) \quad (I31)$$

$E_\nu \geq E_j$  - энергия ионизации. В этом случае импульс электрона  $p_e \ll Z m_e$ . Сечение (I30) написано для переходов с K-оболочек. При  $E_\nu = 2E_j$ ,  $Z = 1$

$$\sigma \approx 3,5 \cdot 10^{-58} \text{ см}^2 \quad (I32)$$

При больших энергиях нейтрино соответствующее сечение стремится естественно к выражению (I25).

Таким образом, сечение взаимодействия нейтрино с атомом в области малых энергий катастрофически уменьшается. Структура приведенных формул такова, что в добавление к тем неприятностям, которые несет малость констант слабого взаимодействия, появляются высокие степени ( $E_\nu/m_e$ ), которые резко уменьшают сечения при малых энергиях ( $E_\nu \ll m_e$ ) и даже  $Z$  в высокой степени уходят в знаменатель ...

Можно напомнить, что сечение ионизации атома фотоном ( фото эффект) содержит энергию фотона в высокой степени именно в знаменателе.

$$\phi = \phi_0 Z^5 \alpha^4 \sqrt{2} \left( \frac{m_e}{E} \right)^{\frac{7}{2}}$$

и в числителе  $Z$  в пятой степени.

Кажется, что природа ревниво оберегает тайну слабых взаимодействий. Более того, в тех случаях, когда сечение принимает благоприятную структуру, высокая степень  $Z$  появляется в числителе, когда возможно и создание специальных условий на много порядков повышающее счет событий- события, оказывается, носят такой характер, что они в сущности пока не регистрируемы. Имеется в виду высвечивание парой  $\nu\bar{\nu}$  резонансно возбужденного атома.

Сечение (А.Комар) здесь выражается в виде:

$$\sigma(E_\nu) = 2 \cdot 10^{-53} Z^4 \text{ см}^2 \quad (I33)$$

Формула выведена при предположении  $Z\alpha < 1$  для переходов  $1s \rightarrow 2p$ . Здесь сечение растет с ростом  $Z$ , количество возбужденных атомов в условиях лазаров колоссально. Число событий в единицу времени по сравнению с другими нейтринными эффектами возрастает на десятки порядков. Но как детектировать излучение атомом нейтрино антинейтринной пары?

Если было бы возможно обратить эффект: наблюдать резонансное поглощение нейтрино - анти-нейтринных пар с последующим испусканием фотона, но подобные случайные корреляции  $\nu\bar{\nu}$  маловероятны даже в очень плотном нейтринно- антинейтринном потоке. Такой эффект окажется возможным, если существует в природе сильная корреляция  $\nu\bar{\nu}$  пары при испускании их электроном при торможении на кулоновом центре. Каких-либо реальных указаний на такую возможность нет, кроме общих соображений на возможность на основе четырехфермионных взаимодействий получать связанные состояния в духе идей Ферми-Янга.

Если в случае нуклонов можно ожидать возникновения  $\pi$ -мезонов, как связанных состояний нуклонов, можно ожидать, допустим, фотонов в случае  $e^-e^+$ -взаимодействий, но тогда можно ожидать и сильных корреляций или "скалярного света" в случае  $\nu\bar{\nu}$  пар.

Если уже речь зашла о скалярном свете, то может быть не лишнее пожаловаться на природу или на наше знание о ней: в природе имеется безмассовая частица со спином 1, со спином 1/2, имеются их аналоги с массами, отличными от нуля. Но среди последних имеются и псевдоскалярные частицы, как заряженные, так и нейтральные ( $\eta^0$ -мезон). Возникает вопрос, действительно ли в природе отсутствует псевдоскалярная нейтральная частица с массой, равной нулю, или просто в нашем знании имеется серьезный пробел? И здесь в духе известной фразы Дирака можно сказать, что было бы странно, если природа не использует эту возможность. Кстати, в последние годы появилось в литературе несколько соображений в пользу существования "псевдоскалярного света" <sup>91</sup>. Не исключено, что последовательное проведение идеи возникновения частиц из  $\psi$ -поля с исходным лагранжианом, обладающим  $e^{i\alpha\gamma_5}$ -инвариантностью, возможно только тогда, когда наряду с возникновением частиц с  $m \neq 0$ , нарушающих эту инвариантность, возникает "псевдоскалярный свет", компенсирующий это нарушение <sup>91,92</sup>. Эффективная константа взаимодействия этого света с веществом может и не приводить к заметным эффектам в космическом масштабе <sup>x</sup>.

#### § II. Возможные макроскопические проявления слабых взаимодействий

Предполагаемое, согласно теории универсального взаимодействия - взаимодействие вида  $(e\nu)(e\nu)$  может оказаться играющим существенную роль в астрофизике, как на это впервые было обращено внимание работами Б.Понтекорво <sup>93</sup>. Нейтринное тормозное излучение  $e + Z \rightarrow e + Z + \nu + \bar{\nu}$  т.е. испускание электроном в кулоновом поле ядра заряда  $Z$  нейтринно-антинейтринной пары, мало по сравнению с фотонным тормозным излучением  $e + Z \rightarrow Z + \gamma$ . Если, во всяком случае, речь идет об электронах с энергией значительно меньшей критической энергии слабых взаимодействий ( $E \ll 300$  Бэв в системе центра инерции). Грубая оценка отношений соответствующих вероятностей приводит к выражению:

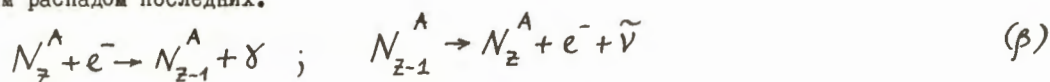
$$\frac{W_\nu}{W_{\nu\bar{\nu}}} \approx \frac{\left(\frac{e^2 Z}{\hbar c}\right)^2 \frac{e^2}{\hbar c}}{\left(\frac{e^2 Z}{\hbar c}\right)^2 G^2 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^4} = \frac{1}{\alpha} \quad (134)$$

<sup>x</sup>) Если считать, что вычисление эффективных констант <sup>18</sup> взаимодействия сложного Ферми-янговского поля в цепном приближении уравнения Бете-Сальпетера имеет какой-то наводящий смысл, то следует сказать, что эффективная константа вычисленная таким образом в своем приближенном выражении содержит массу квантов полей образующих данную частицу таким образом, что при стремлении этих масс к нулю (например,  $\nu\bar{\nu}$ ) стремится к нулю и эффективная константа взаимодействия сложного поля, например,  $G_{\pi\pi} = 2\lambda / (\log \frac{\lambda^2}{\mu^2} - 2)^{1/2}$ , где  $\lambda$  - значение предельного импульса в четырехфермионных взаимодействиях,  $\mu = \frac{m_\nu}{c}$ . Эти соображения не имеют силу доказательства, но они дают возможность продолжать разговор на тему о возможном существовании псевдоскалярного (скалярного) света с малой константой взаимодействия.

где  $G = \frac{g m^2 c}{\hbar^3}$  - безразмерная константа слабых взаимодействий,  $g = 1,4 \cdot 10^{-49}$  эрг см<sup>3</sup>,  $m$  - масса электрона.

При температурах звезд, о которых идет речь в астрофизике, рассматриваемый параметр  $\alpha$  очень мал. Но большое различие в проникающей способности нейтрино по сравнению с проникающей способностью фотона может в известных условиях привести к таким ситуациям, когда излучение звездной энергии во вне будет в существенной части определяться нейтринным излучением. Эти соображения были подтверждены количественными вычислениями в работе Г.М.Гандельмана и В.С.Пинаева<sup>94</sup>. Ими показано, что в области температур  $kT > 30$  Кэв при плотности звезды  $> 10^5$  г/см<sup>3</sup> энергия, уносимая нейтрино из звезд ( $Z \sim 10$ ) может превышать энергию, излучаемую в виде  $\gamma$ -квантов. Нейтринное излучение звезд обсуждалось и ранее. Еще много лет тому назад Гамовым и Шенбергом<sup>95</sup> была указана одна возможность для нейтринного излучения, которая может реализоваться ядерными реакциями в недрах звезд при высоких плотностях вещества и высокой температуре.

Именно в подходящих условиях может происходить процесс захвата электронов ядрами с последующим распадом последних.



Конечно, сечение этого процесса очень мало, но этот процесс тем не менее может играть существенную роль в энергетических потерях звезд. И более того, в известных условиях, энергетические потери в форме нейтринного излучения, сопровождающего рассматриваемые ядерные реакции может также превышать фотонное излучение. Фотоны, имея малый пробег в звездном веществе, фактически излучаются лишь внешней оболочкой звезды. Однако, механизм нейтринного излучения, указанный Понтекорво, существенно отличается от процесса, рассмотренного Гамовым и Шенбергом тем, что процесс нейтринного торможения электрона является беспороговым процессом<sup>x</sup>. Правда, следует помнить, что эффект Гамова и Шенберга основан на установленном взаимодействии - существование  $(e\nu)(e\bar{\nu})$  взаимодействия еще "предстоит открыть".

Недавно В.И.Ритусом<sup>96</sup> был указан еще один важный механизм для нейтринного излучения звезд именно - фоторождение нейтрино на электроны:  $\gamma + e \rightarrow e' + \nu + \tilde{\nu}$ . Этот процесс является

процессом первого порядка по константе слабого взаимодействия и по константе взаимодействия электромагнитного. В работе<sup>96</sup> вычисляются сечение фоторождения пары нейтрино-антинейтрино на электроны и мощность фотонейтринного излучения электронного газа (как вырожденного так и невырожденного) в зависимости от температуры и плотности. Показано, что мощность фотонейтринного излучения электронного газа при температурах  $kT \geq 40$  Кэв на два порядка превышает мощность тормозного нейтринного излучения, взятого при тех же условиях. Такое резкое различие определяется в частности, тем, что сечение фоторождения нейтринных пар более сильно растет с энергией фотонов по сравнению с ростом тормозного нейтринного излучения в зависимости от энергии тормозящихся электронов. Существенно, что энергетический спектр фотонов сдвинут в сторону больших энергий по сравнению со спектром электронов, взятых при той же температуре. Автором дается выражение для мощности фотонейтринного излучения электронного газа в случае отсутствия вырождения в виде:

$$Q_\nu = 3,32 \cdot 10^{-8} T^8 \frac{\rho}{\mu_e} \text{ эрг сек}^{-1} \text{ см}^{-3} \quad (134^*)$$

<sup>x</sup> Процесс типа  $(\beta^-)$  зависит от наличия ядер с низким энергетическим порогом.

где  $T$  - температура вещества ( $T$  в Кэв),  $\rho$  - плотность вещества. Предполагается вещество полностью ионизованным так, что плотность электронов связана с плотностью вещества соотношением

$$n_e = 6 \cdot 10^{23} \rho / \mu_e$$

Здесь  $\mu_e = \sum \frac{c_i Z_i}{A_i}$ ,  $c_i$  - весовая концентрация элемента с атомным номером  $A_i$  и зарядом  $Z_i$ .

Для сильно вырожденного электронного газа, выражение (134) принимает вид:

$$Q_\nu = 1,5 \cdot 10^{-7} T^9 (\rho / \mu_e)^{2/3} \text{ эрг сек}^{-1} \text{ см}^{-3} \quad (135)$$

В таблице VI приводятся мощности фотонейтринного излучения как вырожденного, так и невырожденного электронного газа в зависимости от температуры для данной плотности  $\rho = 10^5 \text{ г.см}^{-3}$  в  $\text{эрг сек}^{-1} \text{ см}^{-3}$ . В последнем столбце приведены соответствующие значения мощности  $Q_\nu$  тормозного нейтринного излучения, вычисленные по формулам, даваемым в работе Гандельмана и Пинаева<sup>94</sup>.

Таблица VI

|                   | $T, \text{кэв}$ | $Q_\nu$              | $Q_\nu$              |
|-------------------|-----------------|----------------------|----------------------|
| Вырожденный газ   | 1               | $2,08 \cdot 10^{-4}$ | $1,44 \cdot 10^{-1}$ |
|                   | 5               | $4,06 \cdot 10^2$    | $1,17 \cdot 10^3$    |
|                   | 10              | $2,08 \cdot 10^5$    | $4,66 \cdot 10^4$    |
|                   | 20              | $1,06 \cdot 10^8$    | $1,20 \cdot 10^6$    |
| Невырожденный газ | 30              | $1,09 \cdot 10^9$    | $3,05 \cdot 10^7$    |
|                   | 40              | $1,08 \cdot 10^{10}$ | $1,10 \cdot 10^8$    |
|                   | 50              | $6,50 \cdot 10^{10}$ | $3,05 \cdot 10^8$    |
|                   | 70              | $9,55 \cdot 10^{11}$ | $1,38 \cdot 10^9$    |
|                   | 180             | $1,66 \cdot 10^{13}$ | $6,87 \cdot 10^9$    |

Оценки фотонейтринного и фотонного излучения в условиях близких к реальным условиям состояния вещества в новых звездах и в звездах, эволюционирующих в белые карлики подтверждают существенное значение фотонейтринного механизма энергетических потерь в энергетическом балансе звезд.

Формулы (134) и (135) позволяют оценить энергию уносимую потоком нейтрино из звезды, если, конечно известны распределения плотности и температуры в зависимости от радиуса звезды. В случае невырожденного состояния электронного газа в звезде фотонная светимость  $L_\nu$  может быть связана с ее температурой  $T_c$  и плотностью  $\rho_c$  в центре звезды соотношением<sup>98</sup>

$$L_\nu = C \mu^{-0,5} \rho_c^{-2,5} \nu T_c^8,$$

$\nu$  - постоянная в формуле Крамерса для пробега фотона

$$\nu = \nu \rho^{-2} T^{3,5}$$

$$\mu^{-1} = \sum c_i (Z_i + 1) / A_i$$

Значение постоянной  $C$  и распределения температуры и плотности в звезде можно получить, например, численным интегрированием уравнения равновесия, предполагая какую-либо модель распределения источников, выделяющих энергию.

Для модели с точечным источником энергии, когда предполагается, что вся энергия звезды выделяется в ее центре, Коулингом<sup>99</sup> найдены распределения температуры  $T(r)$  и плотности  $\rho(r)$ . Ввиду быстрого изменения температуры и плотности в зависимости от расстояния от центра звезды целесообразно для дальнейших оценок ввести их средние значения, так как эти средние значения лучше характеризуют температуру и плотность основной массы звезды, нежели их значения в центре.

$$\bar{T} = \frac{1}{M} \int \rho T dv \quad ; \quad \bar{\rho} = \frac{1}{V} \int \rho dv.$$

Используя выражения для  $\rho(r)$  и  $T(r)$ , вычисленные Коулингом, можно получить<sup>96</sup> соотношения между значениями плотности, взятой в центре звезды и ее средней плотностью, а также выразить величину этого значения через радиус ( $R$ ) и массу ( $M$ ) звезды

$$\rho_c = 37.0 \bar{\rho} = 8.84 M R^{-3}. \quad (I36)$$

Аналогичные соотношения существуют и для  $T_c$

$$T_c = 1.85 \bar{T} = 6.28 \cdot 10^{-23} \mu M R^{-1}. \quad (I37)$$

Здесь плотности выражены в единицах  $г см^{-3}$ , а температура в Кэв.

Автор, используя значения постоянных, найденных Коулингом, находит выражение для  $L_v$  в виде:

$$L_v = 7.22 \cdot 10^{35} \mu^{-9.5} \rho_c^{-2.5} T_c^8 = 1.19 \cdot 10^{34} \mu^{-9.5} \bar{\rho}^{-2.5} \bar{T}^8.$$

Интегрируя  $Q_v$  по объему звезды, используя  $\rho(r)$  и  $T(r)$  для той же модели и соотношения (I37), автор получает:

$$\begin{aligned} L_v &= 1.45 \cdot 10^{25} \mu_c^{-1} \mu^{-1.5} \rho_c^{-0.5} T_c^{9.5} = \\ &= 0.822 \cdot 10^{27} \mu_c^{-1} \mu^{-1.5} \bar{\rho}^{-0.5} \bar{T}^{9.5}. \end{aligned}$$

Отношение фотонейтринной и фотонной светимостей дается выражением

$$\frac{L_v}{L_\gamma} = 2.01 \cdot 10^{-11} T_c^{1.5} \rho_c^2 / \nu \mu_e \mu = 0.69 \cdot 10^{-7} \bar{T}^{1.5} \bar{\rho}^2 / \nu \mu_e \mu.$$

Для звезд с параметрами  $T_c \approx 40$  Кэв и  $\rho_c \sim 5 \cdot 10^4 г см^{-3}$ ,  $L_v/L_\gamma \sim 10$ . Эти параметры, видимо, характерны для звезд, эволюционирующих в белые карлики<sup>100</sup>.

Соотношение  $L_v/L_\gamma$  приближается к единице при  $\bar{\rho} = 3 \cdot 10^2 г см^{-3}$  и  $\bar{T} = 10$  Кэв - эти параметры соответствуют субкарликам, которые иногда вспыхивают как новые звезды<sup>101</sup>. В случае вырожденного состояния электронного газа звезды, фотонейтринная светимость звезды оценивается автором выражением:

$$L_v = 1.29 \cdot 10^{-7} M T^9 / \mu_c^{\frac{3}{2}} \bar{\rho}^{\frac{1}{2}} \quad (I38)$$

Фотонная светимость в этом случае, согласно Шацману<sup>102</sup>, записывается в виде:

$$L_\gamma = 2.88 \cdot 10^{-3} M T^{\frac{7}{2}} \quad (I39)$$

Следовательно,

$$\beta' = \frac{L_v}{L_\gamma} = 4.48 \cdot 10^{-5} T^{5.5} / \mu_c^{\frac{2}{3}} \bar{\rho}^{\frac{1}{2}}$$

Для  $\bar{\rho} = 10^5 \text{ г.см}^{-3}$  и  $T \sim 20$  Кэв это соотношение становится порядка единицы.

На рис.26 иллюстрируется графическая зависимость величины  $\beta'$  от температуры и плотности

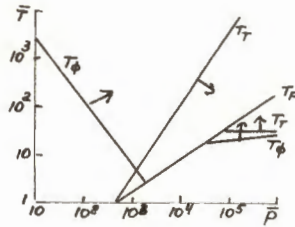


Рис.26

На рис.26 линией  $T_\tau$  разделяются области вырожденного газа (ниже линии  $T_\tau$ ) от областей невырожденного газа (выше  $T_\tau$ ). Линии  $T_\phi$  как в вырожденной, так и в невырожденной областях соответствуют тем средним температурам и плотностям, для которых фотонейтринная светимость равна фотонной светимости. Линии  $T_\tau$  на этом рисунке соответствуют температурам и плотностям, для которых тормозная нейтринная светимость равна фотонной светимости. Стрелки, поставленные на линиях  $T_\phi$  и  $T_\tau$ , указывают направления роста отношений  $\frac{L_{\nu \text{ фото}}}{L_\gamma}$  и  $\frac{L_{\nu \text{ торм}}}{L_\gamma}$ , т.е. области температур и плотностей, в которых эти отношения больше единицы. Как это можно усмотреть из рис.26, область температур и плотностей звезд, для которых фотонейтринная светимость превышает фотонную или равна ей, существенно больше области, в которой тормозная нейтринная светимость больше фотонной.

Видимо, наибольший интерес рассматриваемый механизм нейтринного излучения представляет при рассмотрении энергетического баланса новых звезд. Им, повидимому, соответствуют значения плотностей, близких к  $\rho \sim 5 \cdot 10^2 \text{ г.см}^{-3}$  и температур  $T \sim 10$  Кэв. Оценки показывают, что в случае вспышек Сверхновых звезд, хотя нейтринное излучение по абсолютной величине и достигает наибольших значений нейтринных светимостей, однако, в общем балансе энергетических потерь звезды, потери в канале нейтринного излучения, видимо, достигает лишь доли процента от общих энергетических потерь. Источником нейтринно-антинейтринных пар может явиться <sup>X</sup> и процесс <sup>103</sup>



Процесс  $\gamma + \gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$  оказывается запрещенным в принятом в настоящее время (V-A) варианте слабых ( $e\nu$ ) ( $e\nu$ ) взаимодействиях <sup>104</sup>. При очень высоких температурах существует процесс <sup>103</sup>  $e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ . Следует еще раз напомнить, что рассмотренные процессы потерь на нейтринное излучение предполагает существование взаимодействия ( $e\nu$ ) ( $e\nu$ ). Пока нет ни одного экспериментального факта, свидетельствующего в пользу существования такого взаимодействия. Поэтому представляется крайне важным обсуждение различных возможностей экспериментального обнаружения подобного взаимодействия, а в дальнейшем и предпринимать конкретные экспериментальные исследования.

<sup>X</sup>) В работе <sup>103</sup> даны сильно завышенные оценки эффекта см. <sup>103'</sup>. Согласно <sup>103'</sup> этот процесс не может играть существенной роли в нейтринном излучении звезд.

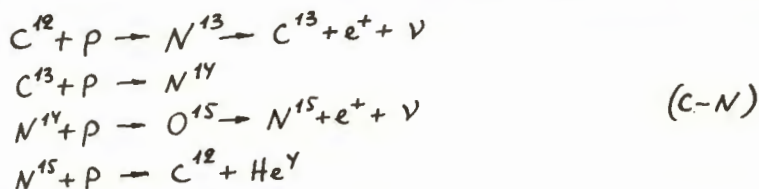


## § 12. Естественные нейтринные потоки

## I. Небесные тела как источники нейтринного излучения.

С о л н ц е

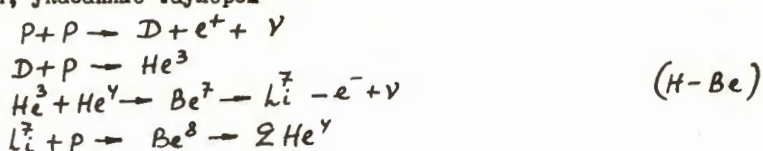
Широко распространено мнение, что энергетический баланс звезд типа Солнца поддерживается ядерными реакциями, протекающими в глубинах небесного тела. Хотя гипотеза выглядит очень правдоподобной, все же существование подобных процессов на Солнце пока не подтверждено экспериментом и в принципе здесь возможны сюрпризы с далеко идущими последствиями. В настоящее время становится реальной задачей экспериментальная попытка, здесь на Земле проверить эту гипотезу и в принципе даже тип возможных ядерных реакций. Различные термоядерные реакции, предложенные многими авторами, как возможные источники внутризвездной энергии звезд типа Солнца, обладают очень своеобразной особенностью - они все сопровождаются нейтринным, а не антинейтринным излучением. Это обстоятельство неизбежно вытекает из того факта, что образование тяжелых элементов ядра, которых содержат нейтроны, из водорода возможно лишь с испусканием нейтрино: Таким свойством обладают так называемый C - N цикл, предложенный Бете <sup>105</sup>



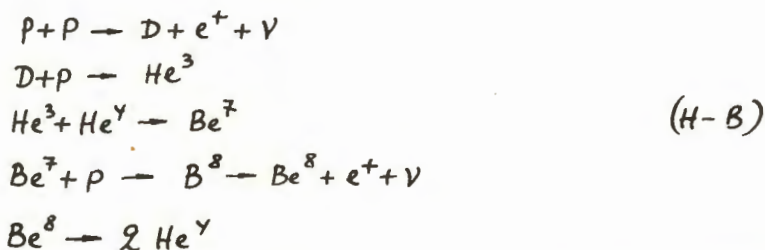
Синтез Н-Д обсуждаемый Сальпетером <sup>106</sup>



Очень интересные возможности, указанные Фаулером <sup>107</sup>



Наконец, реакции



Н.Туген и Р.А.Роув сообщили экспериментальные данные о возможном существовании нестабильного изотопа  $Li^7$  со временем жизни 0,4 сек. В заметке Reeves'a <sup>109</sup> обращено внимание на важность этой реакции для энергетического баланса звезд, ибо в распаде  $Li^7 (e^+ + \nu) He^4$  выделялась бы энергия  $\sim 20$  Мэв. Видимо, последняя реакция, если она существует <sup>x)</sup>, дает нейтрино наибольших энергий из всех известных ядерных реакций. Ниже дается таблица нейтринной активности Солнца (табл.УП), составленная В.А.Кузьминым. В третьей колонке таблицы приведены максимальные энергии нейтрино для рассматриваемых реакций. Максимальные значения энергий, предполагаемых солнечных нейтрино лежат в энергетических границах  $0,42 \text{ Мэв} \leq E_{\nu}^{\text{max}} < 1,73 \text{ Мэв}$ . И только в случае цикла Н-В возникают нейтрино с энергией  $E_{\nu}^{\text{max}} \sim 14,1$  Мэв.

<sup>x)</sup> Хотелось бы очень увеличить степень достоверности этой реакции. С теоретической точки зрения существование (оучек)  $Li^7$  казалось бы еще менее вероятно, чем существование например  $H^2$  (кулоновское отталкивание).

Для регистрации солнечных нейтрино необходимы детекторы с очень низким энергетическим порогом. В этой связи обычно обсуждается реакция, предложенная Б.Понтекорво II2:  $\nu + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37} + \beta$ . Порог реакции  $E_0 = 0,81$  Мэв. К сожалению, даже эта реакция с ее относительно низким энергетическим порогом оказывается бесполезной для регистрации нейтрино от циклов H-D и H-Be.

Кузьминым указана детектирующая реакция с еще более низким порогом ( $E_0 = 0,24$  Мэв)  $\text{Ga}^{71} \rightarrow \text{Ge}^{71}$  II. Но известно, насколько "технична" эта реакция, насколько реально ее использование при проведении эксперимента с чудовищно большими детектирующими массами ( $\sim 1000$  тонн). В таблице УП даны оценки средних сечений в областях применимости детектирующих реакций. Средние сечения ( $\bar{\sigma}$ ) нейтрино от соответствующих циклов почти все близки к  $\sim 10^{-46}$  см<sup>2</sup>. Редкое исключение составляет цикл H-B ( $\sim 4,8 \cdot 10^{-44}$  см<sup>2</sup>), но зато в последнем случае ожидаемый поток нейтрино  $\bar{N}$  оценивается величиной на три порядка меньшей. Оценки возможных нейтринных потоков от звезд содержат известный произвол. Но, видимо, по порядку величины они достаточно надежны. Нейтринная активность Солнца по различным оценкам может достигать на поверхности Земли значений  $10^9 - 10^{11}$  нейтрино на см<sup>-2</sup> сек<sup>-1</sup>.

В статье Зельдовича, Лукьянова и Смородинского II4 потоки солнечных нейтрино на поверхности Земли со средней энергией  $2 \cdot 10^{-6}$  эрг оцениваются числом  $5 \cdot 10^{10}$  частиц на см<sup>2</sup> в секунду. Число нейтрино, испускаемых Солнцем за секунду в работе II2 дается, например, цифрой  $10^{38}$  частиц. Оценки нейтринного излучения Солнца получаются на основе следующих соображений. Предполагается, что термоядерные реакции существенным образом регулируют энергетический баланс Солнца. Все предложенные реакции такого рода (таблица УП) сводятся в конце концов к энерговыделению при преобразовании четырех протонов в  $\text{He}^4 + 2e + 2\nu$ . Энергия, выделяемая в этой реакции (27,7 Мэв) распределяется различным образом между частицами, участвующими в данной реакции и двумя нейтринами. Полная энергия, теряемая Солнцем на излучение, делится на энергию, освобожденную в реакции  $4p \rightarrow \text{He}^4$ . Таким образом, грубо оценивается число ядер гелия, возникающих в секунду, удвоенное число которых и дает искомое число нейтрино ( $N$ ). Более детальная характеристика нейтрино должна включать оценки доли числа нейтрино, обязанных тому или иному циклу XX ( $\delta_i$  - в таблице УП). Нейтринная активность Солнца на поверхности Земли дается выражением  $n = \frac{N}{4\pi R^2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ , где  $R$  - расстояние от Земли до Солнца.

### Земля

111

По оценкам G. Marx и N. Meuthard, антинейтринная активность Земли определяется радиоактивными элементами  $\text{U}^{238}$ ,  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{U}^{235}$  и продуктами распада, находящимися с ними в равновесии и такими долгоживущими радиоактивными изотопами, как  $\text{K}^{40}$ ,  $\text{Rb}^{87}$ ,  $\text{La}^{138}$ ,  $\text{Lu}^{176}$ . Обращает на себя внимание то обстоятельство, что во всех перечисленных случаях испускаются антинейтрино, а не нейтрино, как это имеет место при образовании более тяжелых элементов в возможных процессах внутри звезд типа Солнца. Это различие связано с тем, что во всех реакциях синтеза идет образование нейтронов, а в радиоактивных распадах, перечисленных выше, распадаются именно нейтроны, излучая  $e^-$  - вместе с антинейтрино ( $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ ). Авторами III оценивается антинейтринная активность  $W$  поверхностного слоя Земли числом  $1,7 \cdot 10^6$  частиц в секунду на тонну вещества. Это число складывается из активностей, приведенных в таблице УIII.

X) Неясно, насколько надежны экстраполяции на очень малые энергии сечений типа  $\text{Be}^{7} + p \rightarrow \text{B}^8$ .

XX) Энергия, уносимая нейтрино, не вносит вклада в световую активность Солнца.

Таблица УП

| Цикл          | Распад  | $E_{\gamma}^{\text{max}}$ = Мэв | Поток нейтрино от Солнца (в скобках - регистрируемый, F)                | Детектор   | $\bar{\sigma}$   | $F \bar{\sigma}$ , сек <sup>-1</sup>  |
|---------------|---|---------------------------------|---|--|--|---|
| H-D           | $p+p, \beta^+$  | 0,42                            | $6,5 \cdot 10^{10} \delta_{HD}$<br>( $4,3 \cdot 10^{10} \delta_{HD}$ )  | $Ge^{71} \rightarrow Ge^{71}$                                  | $7,26 \cdot 10^{-46} \text{ см}^2$   | $3,14 \cdot 10^{-35} \text{ сек}^{-1} \delta_{HD}$  |
| H-Be          | Be <sup>7</sup> , K   | 0,86 (88%)                      | 0,8<br>$3,3 \cdot 10^{10} \delta_{HBe}$                                 | $Ge^{71} \rightarrow Ge^{71}$<br>$Al^{37} \rightarrow Al^{37}$ | $\left\{ \begin{array}{l} 5,0 \cdot 10^{-45} \\ 1,0 \cdot 10^{-45} \end{array} \right\}$ | $4,5 \cdot 10^{-45} 1,5 \cdot 10^{-34} \delta_{HBe}$<br>$3,3 \cdot 10^{-36} \delta_{HBe}$ |
|               |   | 0,38 (12%)                      |   |  |  |   |
| H-B           | B <sup>7</sup> , $\beta^+$  | 14,1                            | $10^7 \times$   | $Al^{37} \rightarrow Al^{37}$                                  | $4,8 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$  | $4,8 \cdot 10^{-37}$  |
| C-N           | $\left\{ \begin{array}{l} N^{13}, \beta^+ \\ O^{15}, \beta^+ \end{array} \right.$ | 1,185                           | $3,4 \cdot 10^{10} \delta_{CN}$<br>( $1,33 \cdot 10^{10} \delta_{CN}$ ) | $Al^{37} \rightarrow Al^{37}$                                  | $2,3 \cdot 10^{-46} \text{ см}^2$  | $1,8 \cdot 10^{-35} \delta_{CN}$  |
|               |   | 1,73                            | $3,4 \cdot 10^{10} \delta_{CN}$<br>( $2,36 \cdot 10^{10} \delta_{CN}$ ) |  |  |   |
| $p+p+e^-+d+v$ |   | 1,43                            | $7,2 \cdot 10^{10} \delta_{2p}$   | $Al^{37} \rightarrow Al^{37}$                                  | $2,7 \cdot 10^{-46} \text{ см}^2$  | $5,8 \cdot 10^{-37} \delta_{2p}$  |

x) Оценка Фаулера ( W.Fowler ).

F - регистрируемый поток.

$\delta_i$  - доля энергии выделяемой i-тым циклом от полного энерговыделения Солнца.

Таблица УШ

Антинейтринная активность поверхностного слоя Земли

| Изотоп            | Время<br>полураспада<br>(сек) | Максимальная энергия<br>(Мэв) | Концентрация<br>гр/тонну | Активность<br>$\bar{Y}$ /сек тонну |
|-------------------|-------------------------------|-------------------------------|--------------------------|------------------------------------|
| U <sup>238</sup>  | 1,41.10 <sup>16</sup>         | $\alpha$ - излучение          | 3,97                     | -                                  |
| Th <sup>234</sup> | 2,08.10 <sup>6</sup>          | 0,19                          |                          | 5,0.10 <sup>4</sup>                |
| Pa <sup>234</sup> | 6,96.10 <sup>1</sup>          | 2,32                          | равновесная              | 4,9.10 <sup>4</sup>                |
| Pb <sup>214</sup> | 1,61.10 <sup>3</sup>          | 0,65                          | "-                       | 4,5.10 <sup>4</sup>                |
| Bi <sup>214</sup> | 1,18.10 <sup>3</sup>          | 2,03                          | "-                       | 4,5.10 <sup>4</sup>                |
| Tl <sup>210</sup> | 7,92.10 <sup>1</sup>          | 1,95                          | "-                       | 10 <sup>-18</sup>                  |
| Pb <sup>210</sup> | 6,93.10 <sup>8</sup>          | 0,02                          | "-                       | 4,5.10 <sup>-4</sup>               |
| Bi <sup>210</sup> | 4,32.10 <sup>5</sup>          | 1,17                          | "-                       | 4,5.10 <sup>-4</sup>               |
| Tl <sup>206</sup> | 2,54.10 <sup>2</sup>          | 1,65                          | "-                       | 0,05                               |
| Th <sup>232</sup> | 4,38.10 <sup>17</sup>         | $\alpha$ -излучение           | 11,28                    | -                                  |
| Ra <sup>228</sup> | 2,11.10 <sup>8</sup>          | 0,05                          | равновесная              | 7,4.10 <sup>4</sup>                |
| Ac <sup>228</sup> | 2,21.10 <sup>4</sup>          | 1,55                          | "-                       | 7,4.10 <sup>4</sup>                |
| Pb <sup>212</sup> | 3,82.10 <sup>4</sup>          | 0,59                          | "-                       | 7,0.10 <sup>4</sup>                |
| Bi <sup>212</sup> | 3,63.10 <sup>3</sup>          | 2,5                           | "-                       | 6,9.10 <sup>4</sup>                |
| Tl <sup>208</sup> | 1,86.10 <sup>2</sup>          | 1,79                          | "-                       | 2,3.10 <sup>4</sup>                |
| U <sup>235</sup>  | 2,24.10 <sup>16</sup>         | $\alpha$ -излучение           | 0,03                     | -                                  |
| Th <sup>231</sup> | 9,18.10 <sup>4</sup>          | 0,20                          | равновесная              | 3,7.10 <sup>4</sup>                |
| Ac <sup>227</sup> | 6,84.10 <sup>8</sup>          | 0,04                          | "-                       | 3,7.10 <sup>4</sup>                |
| Fr <sup>223</sup> | 1,26.10 <sup>3</sup>          | 1,2                           | "-                       | 4,4.10 <sup>-1</sup>               |
| Pb <sup>211</sup> | 2,17.10 <sup>3</sup>          | 1,21                          | "-                       | 3,4.10 <sup>1</sup>                |
| Tl <sup>207</sup> | 2,86.10 <sup>2</sup>          | 1,47                          | "-                       | 3,3.10 <sup>1</sup>                |
| K <sup>40</sup>   | 4,1.10 <sup>16</sup>          | 1,33                          | 3,08                     | 7,8. 10 <sup>5</sup>               |
| Rb <sup>87</sup>  | 1,57.10 <sup>18</sup>         | 0,27                          | 94,48                    | 3,0.10 <sup>5</sup>                |
| La <sup>138</sup> | 3,15.10 <sup>18</sup>         | 0,21                          | 0,02                     | 2,0.10 <sup>1</sup>                |
| Lu <sup>176</sup> | 7,6.10 <sup>17</sup>          | 0,43                          | 0,02                     | 6,0.10 <sup>1</sup>                |

Радиоактивность внутренних слоев Земли неизвестна. Из предположения, что таблица УШ правильно отображает распределения радиоактивных элементов в поверхностном слое Земли глубиной 15 километров, примерно  $M=2 \cdot 10^{19}$  тонн, авторы получают оценку антинейтринной активности Земли в виде:

$$I_0 = \frac{\omega M}{4\pi R^2} = \sim 6,7 \cdot 10^6 \tilde{\nu} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \quad - \text{ частиц.}$$

Для детектирования антинейтрино, указанных в таблице УШ, требуются реакции с очень низким энергетическим порогом. Для реакции  $\tilde{\nu} + p \rightarrow n + e^+$  энергетический порог  $E_0 = 1,8$  Мэв. В этом случае число активных нейтрино падает до  $10^5$  частиц в сек. на  $\text{см}^{-2}$ . Если предположить, что таблицей УШ характеризуется распределение радиоактивных веществ на любых глубинах слоев земли, то соответствующая антинейтринная активность на поверхности земли оценивается в виде:  $I_0 = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . В далекой перспективе целесообразен эксперимент, уточняющий верхнюю границу антинейтринной активности земли <sup>x</sup>. Эта, видимо, единственная возможность получения соответствующей информации о составе вещества в глубинных слоях земли. Следует подчеркнуть, что большой нейтринный фон Солнца в принципе не мешает этим измерениям, так как нейтрино ведут к другим реакциям чем антинейтрино. Видимо, в настоящее время детектирование интенсивностей  $10^{10} - 10^{11}$  нейтрино на  $\text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  в области энергии  $\sim 1$  Мэв находится пока на границе возможного эксперимента. Эксперимент по детектированию нейтрино, излучаемых Солнцем, реально обсуждается многими авторами. Так зарождается экспериментальная нейтринная астрофизика. Видимо, исследование возможных термоядерных реакций на Солнце путем детектирования на Земле потока солнечных нейтрино - это первоочередные экспериментальные работы астрофизического нейтринного цикла.

Видимо, в ближайшие годы будет осуществлена попытка установить факт существования нейтринных потоков, идущих от Солнца, способных вызывать определенные ядерные реакции с низким энергетическим порогом. Затем <sup>xx</sup>, выбирая детектирующие реакции с более высоким энергетическим порогом, выделяющие, например, нейтринное излучение в районе 10-14 Мэв, можно подтвердить или опровергнуть существование на Солнце реакции Н-В (w. Fowler). Обнаружение в солнечном нейтринном спектре нейтрино с энергией 15-20 Мэв могло бы свидетельствовать в пользу литиевого цикла. Обнаружение в солнечном излучении нейтрино в области энергии близким к 1,7 Мэв свидетельствовало бы о протекании в условиях Солнца известного С- N цикла. Следует напомнить, что в области малых энергий нейтрино сечения  $\nu + p \rightarrow p + e$  растут квадратично с энергией нейтрино. С этой точки зрения детектирование нейтрино литиевой реакции ( $E_\nu \sim 15$  Мэв) было бы раз в 100 эффективнее; чем детектирование нейтрино С- N цикла ( $E_\nu \approx 1,7$  Мэв).

Не исключено, что в области нейтринных энергий 10-20 Мэв можно найти адекватные и поэтому более эффективные методы детектирования, специфичные для этих относительно высоких энергий <sup>xxx</sup>.

<sup>x</sup> Согласно данным нейтринных опытов вблизи реактора II6 - верхняя оценка антинейтринного излучения Земли  $< 10^8$  частиц  $\text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . По температурному режиму Земли верхняя оценка значительно уменьшается.

<sup>xx</sup> Такое планирование очередности носит чисто условный характер: регистрирование меньшего потока нейтрино (таблица УП), но с энергией  $\sim 14,1$  Мэв может оказаться экспериментально легче осуществимым. По оценкам Кузьмина детектирующая реакция  $\text{Ce}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37}$  чувствительна к фону космических лучей и за километровыми глубинами укритий.

<sup>xxx</sup> Если бы можно было использовать идеи В.Б.Беляева о возможности "резонансного" поглощения нейтрино в ядрах I3I.

Можно полагать, что в будущем космические корабли дадут возможность ставить нейтринные эксперименты в условиях более интенсивных естественных потоков нейтрино. Правда, на Меркурии, например, нейтринное излучение Солнца лишь на порядок интенсивнее, чем на Земле. Космический корабль, пролетая по солнечной орбите на расстоянии I миллиона километров от Солнца, может облучиться нейтринным потоком примерно в  $10^4$  раз большим по интенсивности, чем соответственные объекты на поверхности Земли. При больших температурах, которые, по видимому, имеют место в возникающих Сверхновых звездах ( $T \sim 5 \cdot 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$ ), нейтринные потоки оцениваются  $10^{58}$  частиц  $\text{II}^5$  в секунду — нейтрино со средней энергией  $\sim 1$  Мэв. На расстоянии 100 световых лет от источника поток оценивается числом  $\sim 10^{13} \text{ см}^2/\text{сек}$ .

Авторы  $\text{II}^5$  обращают внимание на то, что такие потоки нейтрино детектируемы и они высказывают мысль, что в будущем соответствующие лаборатории, детектируя возникновение такого нейтринного излучения могли бы предсказывать появление сверхновых звезд, так как бурное развитие высоких температур внутри таких звезд, ведет к возникновению проникающего нейтринного излучения ранее того момента, когда поверхность звезды испускает вспыхнувшее мощное световое излучение. Так зарождаются идеи нейтринной астрономии.

#### Космические лучи

Оценки возможных максимальных плотностей нейтринных потоков в космических лучах можно получить на основании опытов Рейниса-Коуэна  $\text{II}^6$  и Дэвиса <sup>4</sup>, выполненных на реакторе. Установка Рейниса и Коуэна способна регистрировать антинейтрино в участке спектра 3-10 Мэв. Предполагая, что наблюдавшийся фон (при выключенном реакторе) целиком обусловлен космическими антинейтрино, можно получить верхнюю оценку  $\text{II}^7$  для верхнего возможного значения антинейтринного потока космических лучей в данном участке энергетического спектра, равную примерно  $10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . Предполагая излучение изотропным, можно получить максимальное значение плотности нейтринной энергии во Вселенной, равной  $10^3$  Мэв/см<sup>3</sup>. Это примерно в  $10^5$  раз больше средней плотности энергии, даваемой астрономическими оценками и соответствует (по энергии) примерно одному протону в см<sup>3</sup>. В опытах Дэвиса изучалась реакция  $\nu + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37} + e^-$ . Из измерений Дэвиса следует, что  $\int_0^\infty \rho(E) \sigma(E) dE \leq 10^{-33} \text{ сек}^{-1}$ . Здесь  $\rho(E)$  — плотность космических нейтрино ( $\text{Мэв}^{-1} \text{ см}^{-3}$ ),  $\sigma(E)$  — сечение рассматриваемой реакции. Следует заметить, что установка Дэвиса не эффективна для детектирования нейтрино с энергией  $\sim 1$  Бэв, т.е. таких нейтрино, которые способны производить расщепления ядра хлора. Оценку верхней границ для возможной плотности нейтрино с энергией 100 Мэв можно получить из опытов Дэвиса, предполагая, что детектор Дэвиса был облучен моноэнергетическим нейтрино данной энергии<sup>X</sup>.

Оценки  $\text{II}^7$  приводят к числам:  $\sim 1$  Мэв в см<sup>3</sup>. Верхние оценки нейтринных потоков с энергией нейтрино  $\sim 1$  Бэв можно получить, анализируя пока очень грубые эксперименты по регистрации  $\mu$ -мезонов под землей. Уже в настоящее время можно утверждать, что плотность нейтринной энергии во Вселенной в области нейтринного спектра  $\sim 1$  Бэв по крайней мере на три порядка меньше плотности энергии, обязанной усредненной плотности нуклонов  $\text{II}^8$ . Именно, данные подземных измерений вертикальной интенсивности заряженных частиц <sup>86</sup> позволяют сделать эту оценку. Эти измерения показали, что заряженные частицы, способные проникать через 5 см свинца на глубинах 816, 1812, 3410, 4280 и 6380 метров водного эквивалента обладают соответственно интенсивностями:  $2,47 \cdot 10^{-6}$ ,  $1,78 \cdot 10^{-6}$ ,  $1,31 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стp}^{-1}$ ,  $2,85 \cdot 10^{-9}$  и  $1,62 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стp}^{-1}$ .

<sup>X</sup>Например,  $E \sim 70$  Мэв. Отдача нуклона не мешает образованию  $\text{Ar}^{37}$ .

Приведенные интенсивности практически совпадают с оценками потоков  $\mu$ -мезонов, обязанных распаду  $\pi$ -мезонов, возникающих в атмосфере. Верхнюю оценку плотности нейтрино с энергией  $E \gg 1$  Бэв можно получить, предполагая, что все  $\mu$ -мезоны под землей, регистрируемые в <sup>86</sup>, возникли в результате эффектов  $\gamma + n \rightarrow \mu^+ + p$ ;  $\nu + p \rightarrow \mu^+ + n$  с сечениями  $\sigma_{\mu} \sim 10^{-38}$  см<sup>2</sup>. Из оценок следует, что плотность нейтрино с  $E \gg 1$  Бэв меньше, чем  $10^{-8}$  см<sup>-3</sup>, что соответствует плотности нейтринной энергии в этом участке спектра меньше  $10^{-5}$  Мэв см<sup>-3</sup>, что уже на три порядка меньше нуклонной плотности ( $10^{-2}$  Мэв см<sup>-3</sup>).

### §13. Космологические проблемы

С нейтринной физикой оказались связанными некоторые важные проблемы космологии. Но здесь сами проблемы носят крайне спекулятивный характер и пожалуй пока часто близки к тематике фантастических романов. В связи с зарядовой асимметрией нашего мира возникают идеи о возможном существовании так называемых антимиров, которые обеспечивали бы зарядовую симметрию Вселенной в целом. Локальная зарядовая асимметрия нашего участка Вселенной могла бы возникнуть в результате флуктуации в зарядово-асимметричном мире <sup>117</sup>. Естественно думать, что флуктуационная гипотеза предполагает существование, во всяком случае в прошлом <sup>x</sup>, большого зарядово-симметричного "фона". Такой фон мог бы быть образован нейтрино и антинейтрино одинаковой плотности.

Согласно флуктуационной гипотезе плотность энергии этого фона должна быть выше плотности энергии зарядово-асимметричной компоненты мира, т.е. плотности энергии, заключенной в веществе, которая оценивается по астрономическим данным, равной примерно  $\sim 10^{-2}$  Мэв/см<sup>3</sup> или  $10^{-5}$  протона в см<sup>3</sup>. Можно предполагать, что энергетический спектр симметричного нейтриноного фона определяется нуклонно-антинуклонной аннигиляцией, которая приводит к рождению  $\pi$ -мезонов. Распад последних образует симметричный нейтрино-антинейтринный фон с энергией нейтрино (антинейтрино), распределенной вокруг максимума интенсивности, лежащего вблизи  $\sim 100$  Мэв. Эти добавочные соображения о возможной области спектра с преимущественной локализацией нейтринной энергии и в настоящее время, конечно, не носят характера доказательства. Они лишь фиксируют внимание именно на том участке спектра, экспериментальные данные относительно которого (взяты сами по себе) пока не противоречат относительно большой плотности нейтрино-антинейтринной энергии. Жесткие оценки верхних значений плотности энергии нейтринного поля в пространстве можно получить в рамках определенных теоретических представлений о Вселенной. Рассматривая, например, гравитационное действие нейтринного поля на расширяющуюся Вселенную можно установить <sup>132</sup> верхнюю границу для плотности нейтринной энергии <sup>xx</sup> в виде  $2 \cdot 10^{-28}$  г/см<sup>3</sup> =  $2 \cdot 10^{-7}$  эрг/см<sup>3</sup>.

<sup>x</sup>

Слово "в прошлом" означает принятие определенной модели Вселенной согласно которой кривизна пространства падает со временем. В "прошлом", когда произошла флуктуация предполагается, что при колоссальных плотностях энергии того состояния Вселенной (плотность энергии тем больше, чем больше кривизна) - плотность энергии нейтрино-антинейтринного фона намного превышала плотность вещества.

В настоящее время плотность тепловой и фотонной энергии ("симметричной") можно считать на много меньшей, чем плотность энергии, связанной с массой покоя частиц вещества.

Если окажется, что в настоящее время и плотность энергии  $\nu \bar{\nu}$  на много меньше плотности вещества, то это будет значить, что обсуждаемая гипотеза требует специальных дальнейших гипотез о развитии Вселенной, о превращении первичной симметричной компоненты энергии в какие-то новые формы, которые могут представлять предмет специальных обсуждений.

<sup>xx</sup>

В сущности рассмотрение относится к плотности энергии, обязанной любым видам слабовзаимодействующих частиц.

С этой точки зрения средняя плотность энергии  $\nu\bar{\nu}$  лишь на порядок превышает плотность энергии вещества. Для космологии очень существенно знание такого параметра, как плотность энергии во Вселенной. Если окажется, что нейтрино вносят подавляющий вклад в величину этого параметра, то нейтринная природа Вселенной проявилась бы своеобразным образом в различных аспектах космологии. Ясно, что эксперименты по детектированию космических нейтрино в различных энергетических участках спектра представляют значительный интерес. Ниже были приведены соображения (§6), согласно которым представляется фундаментальной важности результаты экспериментов по взаимодействию нейтрино очень высоких энергий ( $10^{11}$  эв) с нуклонами и электронами. Согласно соображениям, развитым в работе II7, представляется важным исследование участка энергетического спектра космических нейтрино в области 50–100 Мэв. Можно указать и другие интересные с разных точек зрения энергетические участки спектра космического нейтрино.

В настоящее время наши сведения о происхождении и развитии Вселенной пока очень скудны и здесь пока возможны самые разнообразные идеи, в обсуждении которых нейтринная физика может играть существенную роль. Слабое взаимодействие нейтрино с веществом, которое в настоящее время является досадным обстоятельством при обсуждении различных попыток детектирования нейтрино, в будущем с развитием экспериментальных возможностей станет его огромным преимуществом, как орудия исследования, может быть наиболее сокровенных особенностей Вселенной и ее эволюции. Нейтрино способно проходить без поглощения огромные толщи вещества. Вселенная практически прозрачна для нейтрино. Действительно, нейтрино (антинейтрино) в области энергетического спектра  $\sim 1$  Мэв взаимодействует с нуклоном с сечением  $< 10^{-43}$  см<sup>2</sup>. Принимая плотность вещества во Вселенной  $10^{-5}$  протона в см<sup>3</sup>, получаем одно взаимодействие для антинейтрино с протоном ( $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ ), на пути  $10^{30}$  световых лет.

Не исключено, что исследование нейтринных потоков космических нейтрино обогатит в дальнейшем наши знания о самых отдаленных в пространстве участках Вселенной и даст возможность получить ценные сведения о самых древних временах ее существования. Если предположить, что Вселенная возникла из первоначального нейтронного облака, то распад нейтронов (плотностью  $10^{-5}$  на см<sup>3</sup>) мог бы привести к потоку антинейтрино III, II9  $10^5$  см<sup>2</sup> сек<sup>-1</sup> в энергетическом участке спектра нейтрино 0,5–1 Мэв. Эта оценка возможного потока антинейтрино дает нижнюю границу. Она учитывает только превращение первичных нейтронов в протоны, пренебрегая возможностью за время существования Вселенной повторных актов распадов нейтронов, вернее  $\beta^-$ -распадов сложных ядер, возникших в процессе эволюции звездного вещества. Интерес представляет и обсуждение гипотезы о происхождении Вселенной по своему характеру прямо противоположной предыдущей. Именно, если предположить, что первичная материя состояла из протонов и электронов, то последующие времена с возникновением нейтронов должен был возникнуть такой же плотности нейтринный поток III, т.е. равный по меньшей мере  $10^5$  см<sup>2</sup> сек<sup>-1</sup>. Согласно Я.Б.Зельдовичу I34 Вселенная на ранней стадии своего развития состояла из протонов, электронов и нейтрино. По представлениям Зельдовича нейтрино, занимая плотно соответствующие энергетические уровни, делают реакцию  $p + e \rightarrow n + \nu$  запрещенной. На ранней стадии развития Вселенной затрудняется таким образом образование сложных ядер. В последней модели Вселенной еще более усугубляется асимметрия по лептонному заряду. Не входя в детали сравнений различных представлений о развитии Вселенной, можно полагать, что во всяком случае соотношение интенсивностей потоков нейтрино и антинейтрино в свободном космическом пространстве могло бы быть параметром, характеризующим важную информацию о Вселенной.

Несколько лет тому назад М.Гольдгабер<sup>I2I</sup> предложил другой тоже фантастический механизм для процесса разделения Вселенной на миры и антимир.



Согласно гипотезе Гольдгабера с самого начала существовала одна частица "Универсон" ( *Universon* ), равная по массе - массе всей Вселенной. Этот "Универсон" обладал зарядовой симметрией. В дальнейшем в какой-то момент  $t = t_0$  этот "Универсон" делится на частицу и античастицу, по терминологии Гольдгабера на Космон ( *Cosmon* ) и Антикосмон ( *Anticosmon* ), с соответствующими нуклонными и антинуклонными зарядами. Это спонтанное деление Универсона в какой-то степени можно иллюстрировать аналогией в распаде какой-то гипотетической зарядовой симметричности частицы  $X$  на две частицы, на нейтрон и антинейтрон  $n$  и  $\bar{n}$  :  $X \rightarrow n + \bar{n}$  с большими относительными кинетическими энергиями. Большие относительные скорости Космона и Антикосмона приводят к пространственному разделению частиц на большие относительные расстояния. Каждый из Космонов в процессе эволюции превращается в нуклонное, соответственно антинуклонное вещество миров и антимиров .

В последние годы открыт целый ряд частиц- фермионов с массами, превышающими массы нуклонов, и бозонов с массами, превышающими массы  $\pi$ -мезонов . Неизвестно, имеется ли какая-либо верхняя граница для массы "элементарной" частицы  $I^{22}$  . В самое последнее время открыты короткоживущие состояния частиц еще больших масс ( т.н. "резонансные состояния"). Если мы уже вступили здесь на путь безудержной фантазии, то можно высказать гипотезу, что возникновение т.н. "файерболов" при столкновениях космических нуклонов колоссальных энергий с нуклонами вещества это ничто иное, как уже "фактическое" рождение одной или двух "элементарных" частиц ( частицы и античастицы) с относительно большими массами, вещество которых затем деградирует в ливни  $\pi$ -мезонов  $I^{22}$  . Может быть космоны Гольдгабера и представляют собой предельный случай таких частиц ...

Пока наши представления о развитии Вселенной настолько спекулятивны, что в действительности не исключены самые неожиданные возможности. Не исключено, что механизм, разделяющий миры от антимиров вообще не необходим, что возможно, например, возникновение первичных "частиц" типа космонов в зарядово- асимметричном состоянии даже из зарядово симметричного состояния. В физике элементарных частиц известны симметричные состояния, ведущие к состояниям зарядово асимметричным, например,  $\pi^+ + \pi^- \rightarrow K^0$  или  $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \bar{K}^0$  . Правда, в этом случае оказывается возможным со временем переход частиц в античастицы  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$  . Но кто знает, не превращается ли Вселенная в Анти-вселенную и обратно, другими словами, не являются ли, например, массы электрона и протона функциями, медленно меняющимися со временем. Может быть, Миры и Антимирры настолько и так разделены, что нуклонно- антинуклонная аннигиляция практически не дает вклада в симметричный энергетический фон. Но далекие антисолнца излучали бы в характерном энергетическом диапазоне в отличие от нашего Солнца антинейтрино. И когда-нибудь ... Здесь, пожалуй, целесообразно прекратить обсуждение такого рода "возможностей".

#### Нейтринное "море"

В природе непрерывно происходят реакции с излучением нейтрино и антинейтрино. Нейтринно и антинейтринным излучением сопровождается синтез и распад элементов. Эти основные процессы в эволюции материи небесных тел, поставляют нейтрино и антинейтрино с энергией  $\sim 1$  Мэв. Если схема слабых взаимодействий M.S. и F.G. угадана правильно, если действительно существует прямое  $(e\nu)$   $(e\nu)$  взаимодействие, то нейтринное ( антинейтринное) излучение длинноволнового участка спектра ( аналог оптического радиоизлучения и т.д.) генерируется именно электронами.

Тормозное излучение электроном в кулоновом поле ядра нейтринно- антинейтринной пары  $(e + Z \rightarrow e' + Z' + \nu + \bar{\nu})$  , рождение нейтринно- антинейтринной пары от  $\gamma$ -кванта на электроном  $(\gamma + e \rightarrow e' + \nu + \bar{\nu})$  и другие подобные эффекты  $(e\nu)$   $(e\nu)$  взаимодействия способны вызвать длинноволновое нейтринное излучение. Так как согласно теории M.S. и F.G. прямое нуклонно- нейтринное взаимодействие должно отсутствовать, то небесные тела, состоящие из нуклонов и электронов по отношению к нейтринно- антинейтринному полю не нейтральны.

Как электрон, двигаясь по замкнутой орбите в синхротроне, должен излучать  $\gamma$ -кванты и нейтрино-антинейтринные пары, так и небесные тела в своем движении по орбите представляют собой источники излучения нейтрино-антинейтринных пар с колоссальным „G-зарядом“.

Все бесчисленные реакции, в которых возникают нейтрино и антинейтрино, наполняют Вселенную нейтрино-антинейтринным излучением. Так как сечения поглощения нейтрино (антинейтрино) очень малы и эти частицы, странствуя по Вселенной, за астрономические времена ( $10^9$  лет) практически не поглощаются, то в настоящей фазе развития Вселенной можно полагать идет накопление нейтринного излучения.

Принцип Паули ограничивает максимальную плотность числа нейтрино в  $\text{см}^3$  с энергиями, лежащими между значениями  $E$  и  $E + dE$ . Максимальное значение этой плотности дается выражением

$$n(E)dE = \frac{1}{(2\pi)^2(\hbar c)^3} E^2 dE \quad (I40)$$

Таким образом максимальное число нейтрино с энергией  $E < E_0$  ограничено

$$N_{\max} = \int_0^{E_0} n(E)dE = \frac{1}{(2\pi)^2(\hbar c)^3} \frac{E_0^3}{3} \quad (I41)$$

Для энергии Ферми  $\sim 1$  эв, например, число нейтрино в  $\text{см}^3$  равно

$$N_{E \leq E_0} = \frac{1}{(2\pi)^2} \left(\frac{m_e c}{\hbar}\right)^3 \frac{10^{-18}}{3} \cong 10^{11} \quad (I42)$$

Если земля при своем движении вокруг Солнца испускает нейтринное излучение с длиной волны  $\lambda \sim R$ , где  $R \sim 10^{13}$  см - радиус Земной орбиты, то соответствующая энергия этих нейтрино будет равной:

$$E_\nu \sim m_e c^2 10^{-22} \sim 10^{-22} \text{ мэв}. \quad (I43)$$

Максимальное число нейтрино с энергией  $E \leq E_\nu$  в  $\text{см}^3$  выражается согласно (I41) числом

$$N_{E < E_\nu} \cong 10^{-36} \frac{\text{нейтрино}}{\text{см}^3} \quad (I44)$$

Если для фотонов в ньютоновской космологии парадокс Ольберса<sup>I23</sup> имеет смысл в любой области энергетического спектра фотонов, то нейтрино, подчиняясь принципу Паули, заселив все соответствующие уровни с  $E \leq E_0$  делают невозможными дальнейшие процессы с испусканием нейтрино с  $E \leq E_0$ . Если  $E_F \sim 1 \text{ эв}$ , то число нейтрино в  $\text{см}^3$  в сущности еще очень невелико. Невелико в том смысле, что такой фон нейтрино в такой области энергетического спектра, видимо, не может проявиться в элементарных процессах типа  $\nu + n \rightarrow p + e$ . Энергия, заключенная в нейтринном "море" с энергией Ферми  $E_F$ , дается выражением

$$W = \int_0^{E_0} E n(E) dE = \frac{1}{(2\pi)^2(\hbar c)^3} \frac{E_F^4}{4} \quad (I45)$$

При  $E_F \sim 1 \text{ эВ}$ , точнее  $E_F = m_e c^2 10^{-6}$

$$W = \frac{1}{(2\pi)^{24}} \left( \frac{m_e c}{\hbar} \right)^3 10^{-24} m_e c^2 \sim 10^5 m_e c^2 \text{ см}^{-3} \sim 10^5 \text{ МэВ см}^{-3}. \quad (I46)$$

Это значило бы, что вся материя Вселенной сосредоточена в нейтринном излучении. Средняя плотность вещества во Вселенной оценивается числом  $10^{-5}$  протона в  $\text{см}^3$ , т.е.  $10^{-2}$  МэВ/ $\text{см}^3$ . Таким образом, даже при  $E_F \sim 1 \text{ эВ}$  масса, заключенная в нейтринном излучении в  $10^7$  раз была больше масс Галактик, массами которых можно было просто пренебречь в соответствующих космологических оценках.

Вопрос о плотности материи во Вселенной важен для выбора модели мира. Величина средней плотности<sup>I24</sup>, отвечающей плоской Вселенной (переход от закрытой модели к открытой), составляет  $5 \cdot 10^{-29}$  гр/ $\text{см}^3$ , что недалеко от того, что дает учет вещества Галактик. Конечно, большая плотность нейтринного излучения могла бы быть решающим обстоятельством при обсуждении модели Вселенной.

Weinberg, развивая соображения содержащиеся в его статье, посвященной нейтринным проблемам космологии<sup>I23</sup>, обсуждает связи между верхней границей энергии Ферми, заполненного нейтринного моря ( $E_F$ ) и различными моделями Вселенной<sup>I25</sup>.

Согласно Weinberg<sup>у</sup> в модели эволюционирующей Вселенной и в стационарной модели (the steady state cosmology) заселенность нейтринных уровней очень низка. Соответствующая энергия Ферми  $E_F$  оценивается как

$$E_F \approx \exp^{-10^{36}} \text{ МэВ} \quad (\text{эвол. мод.})$$

$$E_F \approx 10^{-36} \text{ или } 10^{-24} \text{ МэВ} \quad (\text{стац. модель})$$

Это значит, что в таких моделях небесные тела могли бы излучать и нейтрино в характерном для них диапазоне частот (I43). Так как константа слабых взаимодействий намного больше гравитационной константы, а излучение гравитационных волн за космические времена по оценкам<sup>I20</sup> может составлять 0,1% от массы небесных тел, то на первый взгляд энергетические потери небесных тел через нейтринно-антинейтринное излучение могло бы быть катастрофическим<sup>х</sup>.

В осциллирующей модели Вселенной, где, согласно Вейнбергу, заселенность нейтринных уровней настолько велика ( $\sim 2 \cdot 10^{-3}$  эВ), обсуждаемый диапазон частот оказывается просто запрещенным. Конкретные оценки населенности нейтринных уровней в различных моделях Вселенной могут перетерпеть при дальнейших анализах и уточнениях серьезные изменения, но остается факт: возникла идея нейтринного моря Вселенной с некоторой возможной энергией Ферми  $E_F$ , которая для осциллирующей модели не так уже низка. И естественным следствием этих идей возникнут экспериментальные попытки снизить верхний предел для возможного значения  $E_F$ .

В препринте Вейнберга обсуждаются и, в принципе, интересные экспериментальные возможности. Если нейтринные (антинейтринные) уровни действительно заполнены до  $E_\nu = E_F$ , то в принципе должны наблюдаться своеобразные отклонения у верхней границы графика Кюри от его поведения, вычисленного без учета заполненных уровней нейтрино.

<sup>х</sup> Но простые аналогии полей Бозе (гравитационные волны) и Ферми (нейтрино) в области малых частот и больших интенсивностей более, чем рискованны, так как для поля Ферми нет классического аналога. "Море" нейтрино такой энергии (I44) приводит к несущественному изменению средней энергетической плотности Вселенной.

Если, например, для антинейтрино имеется "фон" с  $E_\nu = E_F$ , то при  $\beta^-$ -распадах будут запрещены все распады с энергиями электронов, большими чем  $E_e = W_0 - E_F$ , где  $W_0$  - "максимальное" возможное значение энергии электрона. График Кюри резко изменит свое направление вблизи значения энергии электрона  $E_e = W_0 - E_F$ .

Ход графика Кюри вблизи верхней границы электронного спектра будет таков, как если бы антинейтрино, испускаемое в этом распаде, имело бы массу покоя  $m_\nu = \frac{E_F}{c^2}$  (рис.27)

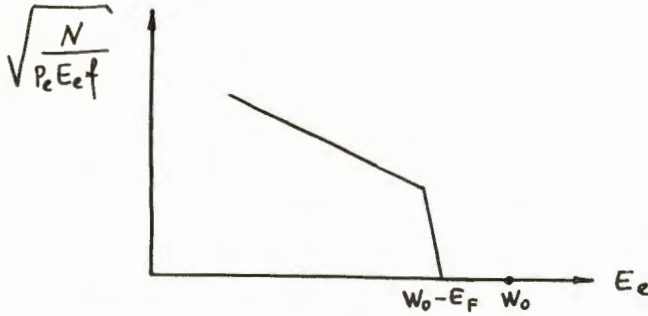


Рис.27

На графике (27) по оси абсцисс отложена энергия электрона распада, а по ординат - известная величина в графике Кюри, связанная с числом электронов ( $N$ ) распада,  $f$  - кулоновский фактор.

В случае заполненного фона нейтрино, граница спектра электронного распада получит характерное продолжение за энергию  $W_0$  (рис.28)

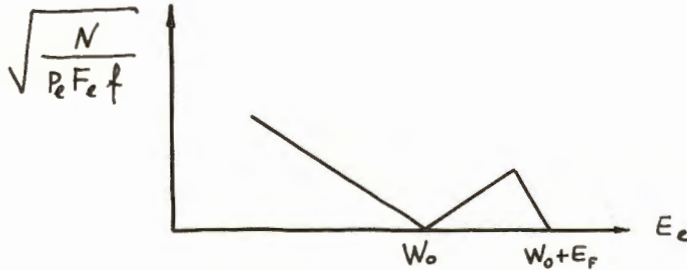


Рис.28

Это значило бы, что какое-то количество электронов распада возникало бы с энергией  $E_e > W_0$  т.е. с кажущимся нарушением закона сохранения.

Наиболее точные экспериментальные данные об энергетическом спектре электронов распада получены на тритии. Ими дается для  $E_F$  антинейтрино верхняя граница  $E_F^{\bar{\nu}} < 200$  эв.

Для нейтрино ( $\beta^+$ -распады) эта граница раз в пять выше. Что касается до мюонных нейтрино, то для них верхняя граница  $E_F^{\nu\mu}$ , оцениваемая по данным  $\mu^+$ -распадов лежит еще очень высоко  $E_F^{\nu\mu} < 4$  мэв.

<sup>x</sup> Напомним, что согласно 132 средняя плотность нейтринной энергии во Вселенной не может быть столь высокой.

По Вайнбергу  $E_F$  связано с максимальным ( $R_e$ ) радиусом Вселенной, выраженным в единицах радиуса Вселенной в ее настоящем состоянии соотношением  $E_F \approx 5 R_e$ . Естественно, что в ближайшие годы в результате ряда экспериментальных попыток сильно снизится верхняя граница  $E_F$ . Вайнберг сообщает об одной такой начавшейся работе с тритием в Глазго. Перед нами один из первых примеров в истории физики, когда обращаясь к исследованию событий микромира надеются получить ответы на вопросы фундаментального значения для будущей теории Вселенной. Не надо быть пророком для того, чтобы сказать, что в будущем примеры подобной связи проблем микро- и ультра макро мира будут все более и более частыми.

Надо сказать, что предыдущие рассуждения базируются на строгом выполнении закона сохранения энергии. Это относится даже к модели стационарной Вселенной, где по мысли самих авторов модели нарушается этот закон: за миллиард лет возникает примерно одна пара электрон-позитрон в пространстве объемом  $1 \text{ см}^3$ . Этим числом характеризуется лишь масштаб возможного нарушения  $\chi$  закона сохранения энергии. Оно ничего не говорит о конкретных формах возникновения подобных нарушений во взаимодействиях. Такое слабое нарушение закона сохранения энергии могло быть связано с теми же слабыми взаимодействиями. Слабые взаимодействия и в этом отношении могут оказаться оригинальными. Закон сохранения энергии в слабых взаимодействиях превращается с той же точностью как и верхняя граница энергии Ферми  $E_F$ , в сущности, очень грубо. В электромагнитных взаимодействиях эффект Мессбауэра видимо позволяет далеко продвинуться в проверке этого закона.

Наличие двух видов нейтрино существенно меняет многие ситуации в космологических проблемах. Свообразные макроскопические явления могут возникнуть, если масса покоя (допустим мюонного) нейтрино отлична от нуля. Тогда нерелятивистские нейтрино, испытывая чисто гравитационное притяжение небесных тел, будут образовывать связанные системы макроскопических размеров.

Действительно, для нейтрино массой  $m_\nu$  в гравитационное поле небесного тела массы  $M$ , радиус соответствующей "боровской" орбиты

$$r \approx \frac{\hbar^2}{\chi m_\nu^2 M}$$

где  $\chi$  - гравитационная постоянная.

Для массы нейтрино  $m_\nu = 10^{-4} m_e$  радиус "боровской" орбиты порядка киломеров, если размеры небесного тела примерно таких же размеров и больше. "Боровская" орбита нейтрино массы равной например  $m_\nu = 10^{-12} m_e$ , должна уместиться внутри нашей планеты. Здесь идет речь о стационарных нейтринных орбитах внутри небесных тел. Естественно, что нейтрино больших скоростей могут образовать вокруг небесных тел нейтринную атмосферу, в частности сильно вырожденного нейтринного газа. В этом случае интерпретация экспериментальных результатов типа рис.27 и 28. (Скажем, для физиков будущих поколений) может и не быть однозначной. Вследствие взаимного гравитационного притяжения нейтрино с  $m_\nu \neq 0$  могли бы образовывать скопления и чисто нейтринной материи в различных областях Вселенной. Кроме известных альтернативных возможностей равновесного состояния больших масс (электронно-протонное и нейтринное) в принципе можно обсуждать и чисто нейтринное равновесное  $\chi$  Оставляя в стороне серьезную критику модели стационарной Вселенной с точки зрения известных экспериментальных данных, следует заметить, что в стационарной модели Вселенной может идти речь не о действительном нарушении законов сохранения, а о другой форме этих законов.

В работе <sup>134</sup> сделана попытка именно такого толкования законов сохранения в стационарной модели Вселенной: возникновение энергии, связанной с веществом, компенсируется уменьшением гравитационной потенциальной энергии.

состояние, фантазировать о нейтринных "звездах" ...

Хотя верхний предел для массы мюонного нейтрино пока очень высок следует помнить, что в известное соотношение между массой вырожденного нерелятивистского, например, нейтронного газа и размерами системы входит масса элементарной частицы в восьмой степени  $135 : MR^3 = 91,9 \frac{A^6}{\mu^3 m_n^3}$ . Но, вообще, мир был бы проще, и изучать его, видимо, легче, если нейтрино не имело бы покоящейся массы. Это не очень сильный аргумент, но и он играет свою роль в формировании научного общественного мнения в пользу идеи двухкомпонентного нейтрино.

#### §14. Дальнейшие возможности нейтринной физики

##### Встречные пучки

Если справедлива гипотеза Понтекорво-Смородинского, если в пространстве существуют интенсивные потоки нейтрино (antineйтрино) с энергией 100 Мэв, то в результате возникновения электронного пучка в любом ускорителе естественным образом реализуются электронно-нейтринные встречные пучки. Если промежуточный мезон действительно существует и масса его не больше массы нуклона, то в электронных пучках ускорителей, вообще говоря, можно было бы ожидать своеобразных эффектов.

Будущий линейный ускоритель Паноффского должен давать пучек электронов с энергией  $4 \cdot 10^{10}$  эв. Электроны такой энергии со встречным антинейтрино с энергией  $\sim 100$  Мэв могут образовывать промежуточный мезон. При массе промежуточного мезона, равной массе нуклона, резонансная энергия  $9 \cdot 10^{11}$  эв в системе, где электрон покоится. Хотя сечение образования промежуточного мезона равно и велико, оно  $\sim 10^{-32}$  см<sup>2</sup> (случай резонанса), для наблюдаемого эффекта (один  $\mu$ -мезон в сутки) требуется очень большая плотность нейтрино  $\sim 10^{10}$  см<sup>-3</sup>. Плотность энергии от таких нейтрино в  $10^{12}$  раз превышала бы среднюю плотность вещества во Вселенной ( $10^{-2}$  Мэв) — жаль, что такая фантастическая возможность исключена.

Тем не менее, встречные пучки могут оказать существенное влияние на дальнейшее развитие теории слабых взаимодействий, с которой столь тесно связана физика нейтрино. Сечение образования пары векторных мезонов в реакции со встречными электронно-позитронными пучками:  $e^- + e^+ \rightarrow W^+ + W^-$  обладает рядом специфических черт, позволяющих считать этот эффект весьма пригодным для решения проблемы промежуточного мезона.

Сечение этой реакции дается I27, I28 выражением:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{32 M_W^2} \left(1 - \frac{M^2}{\varepsilon^2}\right)^{3/2} \left[4 - \left(2 - \frac{3M^2}{\varepsilon^2}\right) \sin^2 \theta\right], \quad (I47)$$

которое быстро стремится к пределу, независящему от энергии ( $\varepsilon$ ):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\varepsilon \rightarrow \infty} = \frac{\alpha^2}{16 M_W^2} (1 + \cos^2 \theta). \quad (I48)$$

Здесь  $M_W$  — масса промежуточного бозона. Таким образом, спин 1 ведет, в отличие от спина 0 и 1/2, к независящему от энергии сечению. Соответствующие сечения для частиц спина 0 и 1/2 падают с энергией квадратично. Постоянный предел в (I47) достигается довольно быстро (при  $\varepsilon = 4M_W$ ) и может отвечать довольно заметным сечениям. Так при  $M_W = 560$  Мэв,  $\sigma \sim 7 \cdot 10^{-32}$  см<sup>2</sup>, что на порядок больше сечений для частиц спина 0 и 1/2 при этих же энергиях. В случае рождения промежуточного мезона, который распадается практически мгновенно — эффект должен регистрироваться как рождение в процессе  $e^+, e^-$  — столкновения ( $\mu, e$ ) пары с общей энергией, меньшей, чем  $2\varepsilon$ .

Но, конечно, особый интерес встречных лептонных пучков ( $e^-, e^-$ ;  $e^-, e^+$ ) заключается в возможности проверить электродинамику на расстояниях  $10^{-16}$  см. Отклонение от электродинамики на

этих расстояниях <sup>x</sup> свидетельствовало бы в пользу того, что четырехфермионное взаимодействие в его современной форме применимо до критических энергий или до длины, характеризующей слабые взаимодействия. Таким образом, эта длина  $\sqrt{\frac{G}{\hbar c}} = 7 \cdot 10^{-17}$  см могла бы претендовать на фундаментальную роль в современной теории, как единственная длина органически в ней содержащаяся, возможно определяющая и структуру нашего пространства <sup>133</sup>. Так чисто электродинамический опыт мог бы оказать решающее влияние на развитие теории слабых взаимодействий. Что касается до фундаментальной проблемы экспериментальной проверки возможности прямого  $(e\nu)(e\nu)$  взаимодействия, то пока наиболее реальным остается тот же, уже раз испытанный, но в  $10^3$  раз более трудный, подвижнический эксперимент вблизи реакторов. Правда, может оказаться экспериментально более удобной колоссальная импульсная нейтринная интенсивность, возникающая в результате термоядерного взрыва. По оценке (видимо, завышенной) Райниса <sup>129</sup> при 20 килотонном взрыве в одной тонне детектора можно надеяться получить 10 отсчетов обсуждаемых событий.

Что касается до детектирования потоков нейтрино (антинейтрино) свободного пространства с интенсивностями  $10^5$  частиц /  $\text{см}^2$  сек, то пока нет методов детектирования столь слабых интенсивностей. Следует помнить, что нейтринная физика только начинается, что пока еще вероятно не найдены экспериментальные возможности, адекватные задачам слабых взаимодействий.

Сами же проблемы детектирования слабых потоков нейтрино (антинейтрино) небольших энергий столь заманчивы (нейтринная астрономия, антимир и т.д.), что творческая мысль неизбежно будет искать оригинальных решений. Недавно в одном Дубненском препринте <sup>131</sup> В.Б.Беляев рассматривал возможность накопления оптических нейтрино в замкнутых полостях, основанную на явлении полного внутреннего отражения в тонком поверхностном слое при учете  $(e\nu)(e\nu)$  взаимодействия для длинноволновых (оптических) нейтрино. Правда, автором даны слишком оптимистические цифры. На самом деле поверхностный слой, видимо, слишком тонкий для осуществления реального накопления нейтрино, но известная неожиданность идеи и оригинальность направления поисков дает некоторую уверенность в том, что, вероятно, есть нехоженые пути, на которых в будущем найдут возможности детектирования нейтрино и слабой интенсивности, м.б. создав своеобразные их накопители.

Современнику трудно гадать, какое истинное место займет нейтрино в физике будущего. Но свойства этой частицы столь элементарны и своеобразны, что как-то естественно думать, что природа создала нейтрино с какими-то глубокими, пока для нас не всегда ясными, "целями". В этом смысле понятен тот, почти религиозный, гимн нейтрино, который звучит в книге Дж.Уилера <sup>2</sup> - "Гравитация нейтрино и Вселенная", написанный на божественной "латыни" (математике) современной теоретической физики.

Рукопись поступила в издательский  
отдел 25 апреля 1963 года.

<sup>x</sup> Отклонение от электродинамики возможно в результате радиационных поправок и всяких влияний сильных взаимодействий, которые трудно учесть теоретически. Здесь идет речь о существенных отклонениях от электродинамики, именно, в области длин и характерных для слабых взаимодействий. Было бы маловероятным совпадением и трудно объяснимым, если бы существенные отклонения от электродинамики в результате влияния, например, сильных взаимодействий возникали бы на параметрах  $\sim 10^{-16}$  см.

1. B.Touschek, The theory of the neutrino, p.40, Rendiconti della scuola internazionale di fisica " Enrico Fermi", corso XI, Varenna, 1959.
2. J.A.Wheeler, Neutrino Gravitation and Geometry <sup>1</sup>, p.67.
3. F.Reines and C.L.Cowan. Phys.Rev.90, 492 (1953).
4. T.D.Lee, C.N.Yang, Phys.Rev.105 1671 (1957).  
A.Salam, Nuovo Cim. 5, 299 (1957).  
L.Landau. Nucl.Phys. 3, 127 (1957).
5. E.Fermi. Zeits.f.Physik 88, 161 (1934).
6. E.C.G.Sudarshan and R.E.Marshak, Proc. of the Padua-Venice Conf. on Mesons and Newly Discovered Particles, 1957.
7. R.P.Feynman and M.Gell-Mann, Phys.Rev.109, 193 (1958).
8. Например, , I.J.Sakurai, Annals of Physics, 11, 1 (1960).
9. Д.И.Блохинцев. ЖЭТФ XII, 381 (1957), 35, 254 (1958).
10. Ван Жун, Я.Фишер, И.Чулли, С.Чулли. Препринт Д-577, Дубна, 1960, стр.57.
11. W.Heisenberg, Zs.f.Phys. 101 533 (1936).
12. Е.Тамм, Д.Д.Иваненко. Nature, 133, 981 (1936).
13. E.Fermi and C.Yang, Phys.Rev.76, 1739 (1949).
14. N.Levy and R.Marshak, Nuovo Cim. Suppl. Mo.2, 253 (1954).
15. М.А.Марков. ДАН 101, №1, 51 (1955).
16. S.Sakata, Progr. Theor.Phys. 16, 686 (1956).
17. М.Марков. О систематике элементарных частиц, Изд. АН СССР, 1955.
18. Z.Maki, Progr.Theor.Phys. 16, 667 (1956).
19. I.V.Polubarinov, Nucl.Phys. 8, 444 (1958).
20. М.Марков, VI High Energy Conference, Rochester
21. М.Марков. Гипероны и К-мезоны. ГИФМЛ, Москва, 1958.
22. М.Марков, Hyperon und K-Mesonen, 1960, Berlin, S. 292.
23. Б.Понтекорво. ЖЭТФ 33, 549 (1957).
24. Р.А.Асанов, Б.Н.Валуев, Препринт ОИЯИ, Д-577, Дубна, 1960, стр.83.
25. Б.Л.Иоффе. ЖЭТФ 38, 1608 (1960).
26. M.Conversi, L. di Lella, G.Tense and M.Toller, Phys.Rev.Lett 8, 125 (1962).
27. N.Cabbibo and R.Gatto, Nuovo Cim. 15, 304 (1960).
28. T.O.Lee and C.N.Yang. Phys.Rev.Lett. 4, 307 (1960).
29. М.А.Марков. Препринт Д-577, Дубна, 1960.
30. R.Hofstadter, F.Bumiller and M.Croissiaux, Phys.Rev.Lett. 5, 263 (1960).  
C. de Vries, R.Hofstadter and R.Herman, Phys.Rev.Lett. 8, 381 (1962).



31. J.Nilsson, Nuovo Cim. XXI, 135 (1961).
33. R.R.Cristenden and W.C.Walker ( preprint).
34. S.Frankel, J.Halpern, L.Holloway, W.Wales, M.Yearian, O.Chamberlain, L.Lemonick and F.M. Pipkin, Phys.Rev.Lett. 8, 123 (1962).
35. J.Schwinger, Annals of Phys. 2, 407 (1957).
36. N.Nishijima, Phys.Rev. 108, 907 (1957).
37. М.А.Марков. Гипероны и К-мезоны. Москва, 1957. Лекции в Московском Университете ( препринт) см.также 21 .
38. Б.Зельдович. ЖЭТФ 36, 964 (1959).
39. E.Konopiski and H.Mahmoud, Phys.Rev.92, 1045 (1953).
40. I.Kawakami, Progr. of Theor. Phys. 19, 459 (1958).
41. M.Markov, Physikalische Zeitschrift der Sow. 11, 284 (1937).  
М.А.Марков. ЖЭТФ 7, 603 (1937).  
М.А.Марков. О двух типах полей Дирака, Дубна, 1963.
42. M.Goldhaber, Phys.Rev. 101433 (1956).
43. Б.С.Неганов. ЖЭТФ 33, 261 (1957).
44. H.Yakawa, Proc. Phys.Math.Soc.Japan, 17 48 (1935).
45. T.O.Lee and C.M.Yang. Phys.Rev.119, 1410 (1960).
46. B.O'Espagnat, Nuovo Cim. XVIII, 287 (1960).
47. L.B.Okun and B.M.Pontecorvo.
47. см.также - S.Glashaw, Phys.Rev. Lett. 6, 196 (1961).
48. R.P.Ely et al. Phys.Rev.Lett. 8, 132 (1962).
49. A.Barbare-Galtieri, W.H.Barkas, H.H.Heckman, J.W.Patrick and F.M.Smith, Phys.Rev.Lett. 2, 26 (1962).
50. G.Feinberg, Phys.Rev.110, 1482 (1958).
51. И.Полубаринов. Препринт ОИЯИ Д-577, стр.67, Дубна, 1960.
52. Б.Понтекорво. ЖЭТФ 37, 175 (1959), Дубна.
53. Б.Понтекорво. Препринт, Дубна Д-577, стр.39.
54. O.Fakirov, On Spacial Distribution of the Neutrino Beam Generated by High Energy Nucleon Collisions, Faculte des Sciences de Sofia 53 livire 2 (1958).  
Д.Факиров. О возможности исследования взаимодействия нейтрино большой энергии с веществом на ускорителях. Дипломная работа, МГУ, (1958).
55. M.Schartz, Phys.Rev.Lett. 4, 306 (1960).
56. G.Bernardini, Proceedings of the 1960 Annual International Conference on High Energy Physics at Rochester.
57. И.Железных. О возможности нейтринных экспериментов в космических лучах. Дипломная работа, МГУ, 1958.
58. Y.Yamaguchi, Progr. Theor.Phys. 6, 117 (1960). Препринт - CERN, 61-2 (1961).
59. N.Sabibbo, Nuovo Cim. 20 413 (1961).
60. В.С.Барашенков и В.М.Мальцев. Препринт ОИЯИ Д-453, 1959, Дубна.
61. G.Danby, J.M.Gaillard, K.Goulianos, L.M.Lederman, N.Mistry, M.Schwartz and J.Steinberger, Phys.Rev.Lett. 9, 36 (1962).
62. H.A.Bethe and P.E.Backer.  
Физика ядра (1936).

63. T.D.Lee, P.Markstein and C.N.Yang, Phys.Rev.Lett. 7, 429 (1961).
64. N.Cabibbo and G.Da Prato. Nuovo Cim. XXY, 611 (1962).
65. J.Bewcock, V.N.Cottingham and D.Lurie. Nuovo Cim. 16, 918 (1960).
66. Нгуен Ван Хьеу, ЖЭТФ 43, 1297 (1962), 44, 627 (1963). Кандидатская диссертация, стр.100, Дубна, 1963.
67. S.A.Bludman and J.A.Yang. Proc. of 1960 Ann. Conf. on High Energy Physics at Rochester, p.565.  
M.A.Markov, Proc. of 1960 Ann. Conf. on High Energy Phys. at Rochester, p.579.
68. В.С.Барашенков и В.М.Мальцев. Препринт, Дубна, 1961.
69. M.A.Markov and I.M.Zhelernykh, Nuol.Phys. 27 385 (1961).  
K.Greisen, Proc. Intern. Conf. on Intern. for High Energy Phys. 1960, p.209, Berkley.
70. F.Ashton et al. Nature 185, 364 (1960).
71. Г.Т.Зацепин, В.А.Кузьмин. ЖЭТФ 41, 1818 (1961).
72. Г.Т.Зацепин, В.А.Кузьмин. ЖЭТФ 39, 1677 (1960).
73. В.Л.Гинзбург. УФН 51, стр.343 (1953).
74. Л.Т.Заставенко и А.Чиллок. Препринт Дубна, 1962, P-III2, P-III3.
75. S.L.Glashaw, Phys.Rev. 118, 316 (1960).
76. J.C.Barton. Phys.Rev.Lett. 5, 514 (1960).
77. И.Е.Тамм, Д.Д.Иваненко, 133, 981 (1934).
78. Е.П.Шабалин. ЖЭТФ 43. 175 (1962).
79. R.P.Фейнман, High Energy Conference, Rochester, 1960, p.501.
80. Я.А.Сморodinский, Препринт Д-577, стр.88.
81. S.A.Bludman, Nuovo Cim. IX, 433 (1958).
82. В. Pontecorvo, preprint E-980, ЖЭТФ 43, 1521 (1962).
83. М.Марков и Нгуен Ван хьеу. ЖЭТФ 42, 273 (1962).
84. R.A.Eramjan, S.S.Gerstein and Nguyen Van Hieu, Preprint E-1050, ЖЭТФ 43, 1554 (1962).
85. Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ 36, 1964 (1958).
86. S.Miyake, V.S.Narasimhan, P.V.Ramana, Nurthy Journ. of the Phys. Soc. of Japan, 17 Supplem. A- , 1962.
87. I.M.Vasilevsky, V.I.Vexler, V.V.Vishnyakov, B.Pontecorvo, A.A.Туркин, Phys.Lett. 1, 345 (1962).
88. I.Yu.Kobzarev and L.B.Okun. JETF, R 41, 1205 (1961).
89. M.A.Markov, Nuol.Phys. 40, 246 (1963).
90. K.Baumann and W.Thirring, Nuovo Cim. XYIII, 357 (1960).  
K.Baumann, P.Freund and W.Thirring, Nuovo Cim. XYIII, 906 (1960).
91. J.Goldstone, A.Salam and S.Weinberg, Phys.Rev. 127, 965 (1962). 91'. М.А.Марков. ЖЭТФ 21 761 (1951).
92. Y.Nambu and G.Jona-Lasinio. Phys.Rev. 122, 345 (1961).
93. Б.Понтекорво. ЖЭТФ 36, 1615 (1959).
94. Г.М.Гандельман и В.С.Пинаева. ЖЭТФ 37, 1072 (1959).
95. G.Gamow and M.Schneberg. Phys.Rev. 59, 539 (1941).
96. В.И.Ритус. ЖЭТФ 41, 1285 (1961).
97. Hong-Yee Chin and R.Stabler. Phys.Rev. 122, 1317 (1961).
98. S.Chandrasekhar, An Introduction to the Study of Stellar Structure -  
С.Чандрасекар. Введение в учение о строении звезд. ПИД, 1950.

199. T.G.Cowling, Monthly Notices Roy. Astronom. Soc. 96, 42 (1936).
100. Е.И.Эпик. Ядерные процессы в звездах, ИИЛ, 1957.
101. L.H.Aller, Astrophysics, New York, 1954.  
Л.Х.Аллер. Астрофизика, ИИЛ, 1957.
102. E.Schatzman, Ann. d'Astr. 8, 143, 1945; 10, 19, 1947.
103. Hong Yee Chin and P.Morrison. Phys.Rev.Lett. 2, 573 (1960).
103. Нгуен Ван Хьеу и Е.П.Шаоалин. ЖЭТФ - 44, 1003 (1963).
104. Murray Gell-Mann. Phys.Rev.Lett. 6, 70 (1961)
105. H.Bethe, Phys.Rev.55, 434, 1938.
106. E.E.Salpeter, Rev.Mod.Phys. 29, 244 (1957).
107. W.A.Fowler. Astrophys. Journ. 127, 551 (1958).
108. H.Tyger and P.Tove. Phys.Rev.96, 773 (1954).
109. H.Reeves. Phys.Rev.Lett. 2, 423 (1959).
110. R.Devis, Bull.Am.Phys.Soc. 4, 217 (1959). Pergamon Press London 1, 728 (1958).
111. G.Marx and Nora Menyhard. Uber die Perspektiven der Neutrinoastronomie Ungarische Akademie der Wissenschaften, Budapest, 1960.
112. B.Ponteorvo -
113. H.K.Crone, Rev.Mod.Phys. 20, 278 (1949).
114. Б.Я.Зельдович, Лукьянов, Я.А.Сморodinский, Успехи физ.наук, 54, 364 (1954).
115. Hong Yee Chin and P.Morrison. Phys.Rev.Lett. 2, 573 (1960).
116. F.Reines and C.I.Cowan. Intern. Conf. Atomic Energy Geneva 1958. Phys.Rev.117, 159 (1960).
117. Б.Понтекорво, Я.Сморodinский. ЖЭТФ 41, 239 (1961). Препринт, Дубна, Д-668 (1961).
118. Б.Понтекорво, А.Е.Чудаков. Препринт Е-1032, Дубна, 1962. ЖЭТФ 43, 1967 (1962).
119. В.М.Харитон. ДАН СССР, 141, 66 (1961).
120. Л.Ландау, Е.Лифшиц. Теория поля.
121. M.Goldhaber, Science 124, 218 (1956).
122. М.Марков. ЖЭТФ 25, 527 (1958). см.примечание к стр.535, ДАН, 101, 449 (1955).
123. S.Weinberg, Nuovo Cim. X, 15 (1962).
124. Я.А.Сморodinский, Труды УИ совещания по космогонии. Москва, 1957.
125. S.Weinberg, Phys.Rev.128, 1457 (1962).
126. W.Dudziak, R.Sagane and J.Wedder, Phys.Rev.114, 336 (1959).
127. А.Комар. Материалы совещания по слабым взаимодействиям. Дубна, 1961.
128. N.Cabibbo and K.Gatto. Nuovo Cim. 20, 185 (1961).
129. F.Reinis, Annual Rev. of Nucl. Sci. 1960, No.10.
130. В.Б.Беляев, препринт, Дубна, 1962, О возможности накопления оптических нейтрино в замкнутых полостях.
131. В.Б.Беляев. О возможности резонансного поглощения нейтрино в ядрах. Препринт Дубна, 926 (1962).
132. Я.Б.Зельдович, Я.А.Сморodinский, ЖЭТФ 41, 907 (1961).
133. И.С.Шапиро. УФН, 61, 313 (1957).
134. S.Nayakawa and H.Tanaka. Progr. Theor. Phys. 25, 858 (1961).
135. Л.Ландау и Е.Лифшиц. Статистическая физика. стр.351 (1951). ГИИТ Москва