

НЕЙТРИННЫЕ ОПЫТЫ И ВОПРОС О СОХРАНЕНИИ ЛЕПТОННОГО ЗАРЯДА

Б. Понтекорво

Совместимые с экспериментальными данными возможные нарушения сохранения лептонного заряда — большие. В работе обсуждаются разные постановки опытов, позволяющие обнаруживать такие гипотетические нарушения. Показано, что самые чувствительные опыты — поиски процесса $\mu \rightarrow e + \gamma$ и особенно поиски осцилляций $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$, $\nu_e \rightleftharpoons \bar{\nu}_\mu$. Отличная от нуля масса нейтрино могла бы быть связана с нарушением PC и с электрическим (и магнитным) дипольным моментом нейтрино. Обсуждаются астрономические применения осцилляции $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$.

Введение

Данные по сохранению лептонов были получены разными способами для эль-нейтрино (ν_e) и мю-нейтрино (ν_μ). Обзор теоретических и экспериментальных работ можно найти соответственно в [1] и [2].

Заключение о том, что $\nu_e \neq \bar{\nu}_\mu$, следует из результатов работы [3], экспериментов типа $Cl^{37} \rightarrow Ar^{37}$ [4] и особенно из последних исследований по двойному β -распаду в Ca^{48} [5-7]. Вероятность процесса $Ca^{48} \rightarrow 22Ti^{48} + e^- + e^-$ оказывается меньше $10^{-20} \text{ лет}^{-1}$, а расчетная вероятность [4] этого процесса для майорановского нейтрино — $10^{-16 \pm 2} \text{ лет}^{-1}$. Принимая во внимание теоретические трудности по оценке ядерных матричных элементов, а также экспериментальные трудности, которые обсуждаются в [2], я обрисовал бы ситуацию следующим образом: эль-нейтрино и анти-эль-нейтрино — разные частицы; константа F нарушающего соответствующий лептонный заряд взаимодействия меньше одной десятой доли константы G слабого взаимодействия ($F/G < 0,1$, где $G = 10^{-5}/M_p^2$, M_p — масса протона).

Что же касается мюонного лептонного заряда, то самая достоверная информация о различии ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ следует из классического опыта Дж. Бернардини и др. (см., например, [8]), где было показано, что в сложных ядрах реакция $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$ по крайней мере в сто раз менее вероятна, чем реакция $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$.

Заклучение о том, что ν_e и $\bar{\nu}_\mu$ — разные частицы, следует из пионерской работы Брукхейвенской группы [9]. И здесь существенные результаты с количественной точки зрения были получены Дж. Бернардини и др. (см. [8]). Сечение реакции $\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p$ не превышает нескольких процентов сечения реакции $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$.

Таким образом, и в опытах с нейтрино высоких энергий верхний предел константы F гипотетического нарушающего лептонный заряд взаимодействия получился равным $\sim 0,1G$. В опытах же, в которых проводились поиски процесса $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ (см. ниже), верхний предел на порядок лучше ($F/G \leq 10^{-2}$).

Упомянутые выше результаты и совокупность существующей информации по слабым взаимодействиям ставят нас перед несколькими возможно-

стями, которые следующим образом можно суммировать в терминах сохранения лептонного заряда.

1. Имеется два различных аддитивных лептонных заряда — мюонный и электронный.

2. Имеется только один аддитивный лептонный заряд, знаки которого для μ^- и e^- противоположны [10]. Существует только одно (четырёхкомпонентное) нейтрино, левые компоненты которого ассоциируются с электронами, а правые — с мюонами [11].

3. Имеется только один аддитивный лептонный заряд (равный +1 для $\nu_e, \nu_\mu, e^-, \mu^-$ и -1 для $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, e^+, \mu^+$) и одно мультипликативное лептонное число [12] (равное +1 для ν_e, e^-, ν_μ, e^+ и -1 для $\bar{\nu}_\mu, \mu^-, \bar{\nu}_e, \mu^+$).

4. Имеется один аддитивный лептонный заряд, величины которого для e^-, ν_e и для μ^-, ν_μ являются разными (скажем, +1 для e^-, ν_e и +2 для μ^-, ν_μ).

В этой схеме лептонный заряд напоминает другие хорошо известные квантовые числа, такие как странность.

Возможности 1 и 2 нельзя отличить, если масса нейтрино равна нулю. Если масса нейтрино отличается от нуля, возможность 2 является самой экономичной (только один лептонный заряд!). Что же касается возможности 3, то она самая нестрогая, поскольку она позволяет, в принципе, переходы мюонный \rightleftharpoons антимюонный [13], но она представляется мне очень искусственной.

В рамках схем 1, 2, 3 аддитивный лептонный заряд или не меняется (процессы типа $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ и т. д.), или меняется на две единицы (например, гипотетический процесс $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$, обсуждаемые ниже осцилляции $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$ и т. д.). В этих схемах трудно придумать процесс, в котором лептонный заряд изменялся бы только на единицу.

Согласно же возможности 4, во всех наблюдаемых слабых процессах лептонный заряд не меняется, в процессе $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ он меняется на единицу, а в других гипотетических процессах, которые обсуждаются в настоящей статье, он меняется более, чем на единицу. Определение характерных времен переходов $\mu^+ \rightarrow e + \gamma$ и осцилляций $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$ (см. ниже) даст в принципе возможность проверить, осуществляется ли в природе альтернатива 4.

Нарушение сохранения лептонов?

Точность опытов по сохранению лептонного заряда, несмотря на их красоту, оставляет простор для относительно сильных нарушений. Кроме того, экспериментальных данных о сохранении лептонов во взаимодействиях без участия адронов совсем нет. В настоящий период развития физики элементарных частиц, когда такие квантовые числа, как P, C (и PC), оказались не совсем хорошими и когда даже справедливость PCT -теоремы подвергается некоторому сомнению, естественно фантазировать о лептонном заряде как о первом претенденте на роль еще одного несохраняющегося квантового числа.

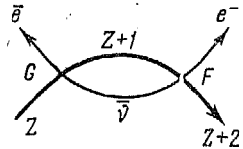
В частности, возникает вопрос (см. например, [14]), будет ли PC -несохраняющее взаимодействие, ответственное за распад $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ [15], сохранять лептонный заряд?

Если предположить, что CP -несохраняющее взаимодействие нарушает также сохранение лептонов, можно оценить интенсивность такого взаимодействия сравнением вероятностей распадов $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ и $K_2^0 \rightarrow 2\pi$. Тогда наивно можно прийти к выводу, что константа F взаимодействия, не сохраняющего лептонный заряд, на три порядка величины меньше, чем константа G слабого взаимодействия.

Двойной β -распад и подобные процессы

При $F/G = 10^{-3}$ вероятность безнейтринного двойного β -распада в Ca^{48} (см. рис. 1), вызванного взаимодействием F , составила бы $(F^2 G^2 / G^4) \cdot 10^{-16} \text{ лет}^{-1} \approx 10^{-22} \text{ лет}^{-1}$, что меньше экспериментально установленного [5, 6] верхнего предела вероятности безнейтринного двойного β -распада в Ca^{48} на два порядка. Здесь вероятность безнейтринного двойного β -распада для майорановского нейтрино взята равной $10^{-16} \text{ лет}^{-1}$ [1], но следует заметить, что возможная ошибка в экспоненте, равная $\pm 2!$

Кстати, опыт, предназначенный для обнаружения безнейтринного двойного β -распада в Ca^{48} [6], позволяет сделать вывод о том, что константа гипотетического взаимодействия с адронным током дважды заряженного тока e^-e^- (дающего двойной β -распад как процесс первого порядка), по крайней мере, на двенадцать порядков меньше константы слабого взаимодействия [16].



Процессы типа $\nu_e + p \rightarrow e^+ + n$ и т. д.

Рис. 1. Диаграмма двойного β -распада

Поиски процессов типа $\nu_e + p \rightarrow e^+ + n$, $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$, $\nu_e + \text{Cl}^{37} \rightarrow e^+ + \text{Ar}^{37}$ также не подходят для обнаружения сечений, приблизительно на шесть порядков величины меньше обычных сечений слабых процессов (см., однако, ниже обсуждение осцилляций в вакууме типа $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$).

Процессы типа $\mu \rightarrow e + \gamma$ и т. д.

Сохранение мюонного заряда запрещает процессы типа $\mu \rightarrow e + \gamma$, $\mu \rightarrow 3e$, $\mu^- + Z \rightarrow e^- + Z$, $\mu^+ e^- \rightleftharpoons \mu^- e^+$. Самым подходящим процессом для получения сведений о сохранении мюонного числа является распад $\mu \rightarrow e + \gamma$. Отношение вероятностей распада по каналам $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow e + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ в случае несохранения мюонного заряда составляло бы $W \approx (\alpha / 2\pi) (F/G)^2$, где α — константа тонкой структуры. Предполагая $F/G = 10^{-3}$, видим, что W оказывается $\approx 10^{-9}$. Эта величина уже не так далека от экспериментально известного верхнего [17] предела ($W_{\text{эксп}} \leq 2 \cdot 10^{-3}$). Очевидна необходимость постановки опытов, в которых делалась бы попытка обнаружить процесс $\mu \rightarrow e + \gamma$ на уровне 10^{-9} или меньше.

Что же касается процесса $\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p$, запрещенного сохранением мюонного заряда, то его вряд ли можно прямо обнаружить, так как соответствующие сечения в миллион раз меньше сечения процесса $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ (однако см. ниже обсуждение осцилляций в вакууме $\nu_\mu \rightleftharpoons \nu_e$).

Процесс $\mu^- + Z \rightarrow (Z-2) + e^+$

Этот процесс, внимание на который обратили А. И. Мухин и Л. Б. Окунь, напоминает безнейтринный двойной распад, но отличается от него важным пунктом: он является «процессом μe », а не «процессом ee ». Согласно одной из возможностей, уже упомянутых во Введении (только один аддитивный лептонный заряд с противоположными знаками для μ^- и e^-), этот процесс, в принципе, не нарушает сохранения лептонов и поэтому мог быть менее подавлен, чем процесс $\mu^- + Z \rightarrow e^- + Z$. Поэтому исследование «двойного мюон-электронного процесса» $\mu^- + Z \rightarrow (Z-2) + e^+$ дает сведения, отличающиеся от сведений, получаемых в

обычном опыте по безнейтринному двойному β -распаду. Из такого опыта, как мы видели, можно получить верхний предел константы гипотетического взаимодействия с адронным током дважды заряженного тока e_e , дающего двойной β -распад как процесс первого порядка. Но это взаимодействие наверняка не сохраняет лептонный заряд. С этой точки зрения экспериментальное исследование процесса $\mu^- + Z \rightarrow (Z-2) + e^+$ дает информацию о константе F' гипотетического взаимодействия первого

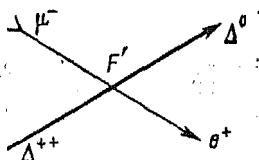


Рис. 2. Возможная диаграмма «двойного мюон-электронного процесса»

ряда, возможно, сохраняющего лептонный заряд (см. рис. 2 для примера такого взаимодействия; Δ — хорошо известный изобар $T = 3/2$, $J = 3/2$).

Что известно о процессе $\mu^- + Z \rightarrow e^+ + (Z-2)$? Соответствующие сведения могут быть о процессе $\mu^- + Z \rightarrow e^- + Z$. Было обнаружено [18], что

$$R = \frac{W(\mu^- + Z \rightarrow e^- + Z)}{W(\mu^- + Z \rightarrow \nu + \dots)} \leq 2,2 \cdot 10^{-7}.$$

Поскольку в этих опытах позитроны не отличались бы от электронов, такой результат имеет прямое отношение и к нашему процессу. Таким образом, мы уже знаем, что

$$R' = \frac{W[(\mu^- + Z \rightarrow e^+ + (Z-2))]}{W(\mu^- + Z \rightarrow \nu + \dots)} \leq 2,2 \cdot 10^{-7},$$

откуда получаем $F'/G \leq 5 \cdot 10^{-4}$. Представляет интерес улучшить этот результат.

Возможности осцилляций $\bar{\nu} \rightleftharpoons \nu$, $\nu_\mu \rightleftharpoons \nu_e$ в вакууме

Если лептонный заряд — не точно сохраняющееся квантовое число (в этом случае масса нейтрино, по-видимому, отличается от нуля), то осцилляции ($\bar{\nu} \rightleftharpoons \nu$, $\nu_\mu \rightleftharpoons \nu_e$), подобные осцилляциям в пучках K^0 -мезонов, становятся возможными в пучках нейтрино [19].

Сначала мы рассмотрим переходы $\bar{\nu} \rightleftharpoons \nu$. Если такие переходы существуют, возникают диагональные состояния ν_1 и ν_2 (майорановские нейтрино), которые имеют такое же отношение к $\bar{\nu}$ и ν , как K_1^0 - и K_2^0 -мезоны к K^0 и \bar{K}^0 . Однако ситуация в этих случаях совсем неодинакова. «Масса μ перехода $\bar{\nu} \rightleftharpoons \nu$ » ($\mu = |m_{\nu_1} - m_{\nu_2}|$) могла бы быть сравнимой с массой m нейтрино, в то время как «масса перехода $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ » ($|m_{K_1^0} - m_{K_2^0}|$)

крайне мала по сравнению с массой K^0 -мезона. Кстати, здесь мы имеем дело с теоретической проблемой при формулировке теории нейтринных осцилляций, которая, по моему мнению, должна представлять интерес для физиков-теоретиков. Трудности можно себе представить, если посмотреть на некоторые фейнмановские диаграммы, возможно, связанные с новым взаимодействием F , и грубо оценить их вклады в разные «массы» (рис. 3).

В формулах, приведенных на рис. 3, m_e — масса электрона, появление которой во вкладах диаграмм более или менее произвольно, и Λ — параметр обрезания [20], который предположительно будет взят равным 100 Гэв во всех случаях, когда взаимодействие имеет место только между лептонами, и равным массе нуклона, когда во взаимодействии участвуют адроны (например, диаграмма f рис. 3). Несмотря на то, что только что

сказанное в самом лучшем случае крайне грубо, а в самом худшем — совсем неправильно, я буду продолжать спекулировать на нейтринных осцилляциях. Здесь можно дополнить, что способ нахождения нарушения лептонного заряда, основанный на осцилляции $\bar{\nu} \rightleftharpoons \nu$, является, в принципе, более чувствительным, чем другие методы. Причина этого в том, что

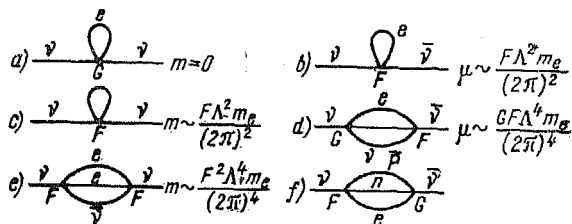


Рис. 3. Некоторые возможные диаграммы и их вклады. $G = 10^{-5} / M_p^2$ — константа слабого взаимодействия, M_p — масса протона, F — константа нового взаимодействия, m — вклад данной диаграммы в массу нейтрино, $\mu = |m_{\nu_1} - m_{\nu_2}|$ — масса перехода $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$, m_e — масса электрона, Λ — параметр обрезания

период осцилляций обратно пропорционален первой степени матричного элемента перехода, в то время, как скорости распадов и реакций пропорциональны его квадрату.

Замечания о способах наблюдения нейтринных осцилляций

Возможность наблюдения осцилляций (уже не говоря о многих вещах, которые будут изложены позднее) зависит от того, какие правила отбора имеют место в природе (см. во Введении разные варианты правил отбора лептонного заряда).

Если имеются два разных лептонных заряда, переходы $\nu_e \rightleftharpoons \bar{\nu}_e$ и $\nu_\mu \rightleftharpoons \bar{\nu}_\mu$ превращают потенциально активные частицы в частицы, которые с точки зрения обычного слабого взаимодействия являются стерильными, т. е. практически ненаблюдаемыми, так как они имеют «неправильную» спиральность. В этом случае единственный способ наблюдения обсуждаемого эффекта состоит в измерении интенсивности (и временной вариации интенсивности) оригинальных частиц (скажем, нейтрино), но не их античастиц (скажем, антинейтрино). Однако иное дело, если имеется только один аддитивный лептонный заряд, знак которого для e^- и μ^- различен. В этом случае правильными обозначениями для четырех нейтральных объектов являются $\nu_{лев}$, $\bar{\nu}_{лев}$, $\nu_{прав}$, $\bar{\nu}_{прав}$. Тогда в переходах $\nu_{лев} \rightleftharpoons \bar{\nu}_{лев}$, $\nu_{прав} \rightleftharpoons \bar{\nu}_{прав}$ возникают нестерильные частицы. Будут иметь место осцилляции эль-нейтрино \rightleftharpoons мю-нейтрино, которые, в принципе, можно наблюдать не только при помощи измерения интенсивности и «временной вариации» оригинальных частиц далеко от их источника, но также и при обнаружении новых частиц. Правда, превращение эль-нейтрино от реактора в мю-нейтрино прямо нельзя наблюдать, так как мю-нейтрино низких энергий (E меньше массы мюона) невозможно зарегистрировать. С другой стороны, мю-нейтрино высоких энергий будут превращаться в нормально активные эль-нейтрино.

Заметим, что формулировка проблемы нейтринных осцилляций в вакууме усложняется наличием большого числа возможностей.

Время и длина осцилляций

Осцилляции $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$, $\nu_\mu \rightleftharpoons \nu_e$ характеризуются периодом или длиной $l = l = E / \mu m$ (где E — нейтринная энергия, $\hbar = c = 1$). Величина μ меньше m , так как ν_1 и ν_2 должны иметь положительную массу, но не известно $\mu \leq m$ (см. диаграммы b и c рис. 3) или $\mu \ll m$.

Рассмотрим типичные нейтринные опыты с реакторами [21] и ускорителями [8, 9] и предположим для оценки, что $m \approx \mu$. Вначале возьмем для величин нейтринной массы экспериментально определенные верхние пределы (для ν_e масса $m = 200$ эв и $E = 1$ Мэв, для ν_μ масса $m = 2$ Мэв и $E = 1$ Гэв). Тогда для характерных длин осцилляций получилось бы соответственно $l = 10^{-3}$ см и $l = 10^{-8}$ см. Конечно, нет ни малейшей причины думать, что масса нейтрино равна ее экспериментально определенному верхнему пределу (как для эль-нейтрино, так и для мю-нейтрино).

В духе настоящей статьи менее произвольную оценку можно сделать на основе вкладов диаграмм рис. 3, например диаграмм b и c . Если взять $F/G = 10^{-3}$ и $\Lambda = 100$ Гэв, то эти диаграммы для m и μ дают ~ 1 эв. Этой величине соответствует характерная длина для мегавольтовых эль-нейтрино (от реактора) порядка 10 см и для гигавольтовых мю-нейтрино (от ускорителей) — 100 м.

Можно ли исключить такие величины уже на основании выполненных опытов?

Что же касается опытов с мю-нейтрино, то расстояние источник — детектор порядка 100 м и, следовательно, характерную длину осцилляций такого же порядка, соответствующую величине $F/G \geq 10^{-3}$, нельзя исключить.

В опытах с эль-нейтрино от реакторов наличие характерной длины осцилляции, определенно меньшей как диаметра реактора, так и расстояния реактор — детектор (около 10 м), привело бы к уменьшению в два раза интенсивности активных частиц, попадающих на детектор, поскольку число анти-эль-нейтрино от реактора и число стерильных частиц одинаково при больших расстояниях. Это привело бы к тому, что сечение реакции $\nu_e + p \rightarrow e^+ + n$, измеренное в опытах Незрика и Рейнса [22], было бы в два раза меньше, чем сечение, рассчитанное для двухкомпонентного нейтрино. По-видимому, такого расхождения нет. Поэтому будем предполагать, что опыты на реакторах исключают величины длин осцилляций меньше 10 см (или исключают величину $F/G \geq 10^{-3}$ согласно диаграмме b рис. 3), хотя полной уверенности в этом нет. Тогда мы могли бы найти верхний предел F/G из требования, чтобы длина осцилляций l была больше, чем расстояние реактор — детектор, равное, скажем, десяти метрам: $l = E(F\Lambda^2 m_e / 4\pi^2)^{-2} > 10$ м. Исходя из диаграммы рис. 3, найдем $F/G \leq 10^{-4}$.

Конечно, все оценки, приведенные здесь, имеют только иллюстративный характер и не должны быть приняты серьезно.

Мы не обсуждаем здесь гипотезу, что во взаимодействии участвуют адроны (см., например, диаграмму f рис. 3). Достаточно отметить, что такое взаимодействие в отсутствие других диаграмм допустимо бы большие величины длин осцилляций ($\geq 10^4$ км) даже для величин $F/G \sim 1$.

Осцилляции $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$ и астрономия

Если длина осцилляций большая (> 10 км), наблюдение переходов $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$, $\nu_\mu \rightleftharpoons \nu_e$ в пучках нейтрино от реакторов и ускорителей будет невозможно. Однако астрофизические эффекты могли бы быть важными.

С точки зрения возможностей наблюдения идеальным объектом является Солнце. Если длина осцилляций много меньше, чем радиус солнечной области, эффективно рождающей нейтрино (скажем, одна десятая доля радиуса Солнца R_{\odot} или $0,1 \cdot 10^6$ км для ν_e от V^8 [23]), которые будут давать главный вклад в планируемые сейчас опыты (см., например, [24]), прямых осцилляций солнечных нейтрино нельзя наблюдать из-за размывания эффекта. Единственный эффект на поверхности Земли заключался бы в том, что поток наблюдаемых солнечных нейтрино должен быть в два раза меньше полного потока солнечных нейтрино. К сожалению, вес разных термоядерных реакций в Солнце и его центральная температура недостаточно хорошо известны для того, чтобы позволить полезное, с нашей точки зрения, сравнение ожидаемых и наблюдаемых интенсивностей солнечных нейтрино¹⁾.

Как заметил И. Я. Померанчук, если длина осцилляций солнечных нейтрино сравнима с радиусом рождающей нейтрино области Солнца или больше него, то могли бы возникнуть временные вариации в интенсивности солнечных нейтрино на поверхности Земли. Эти временные осцилляции связаны с тем, что расстояние Солнце — Земля меняется со временем. Для того чтобы наблюдать обсуждаемые осцилляции, необходимо произвести измерения на относительные расстояния (время), сравнимые с длиной осцилляций (периодом осцилляций). Если длина осцилляций порядка $0,1R_{\odot} = 0,1 \cdot 10^6$ км, то должны возникнуть осцилляции в интенсивности солнечных нейтрино с периодом в несколько дней. Если же длина осцилляций оказывается порядка $5 \cdot 10^6$ км (разность полуосей земной орбиты), то возникнут колебания с периодом порядка ста дней.

В не очень далеком будущем опыты со спутниками могли бы быть выполнены.

Что же касается проблемы сохранения лептонов в области астрономии нейтрино высоких энергий [25], то положение здесь не обнадеживает.

Заключение

Подводя итоги в духе настоящей статьи, предполагаем, что PC -несохраняющее F -взаимодействие является очень общим взаимодействием для всех частиц, Все частицы со спинами, включая нейтрино, тогда будут иметь дипольный электрический момент. Для нейтрино дипольный электрический момент грубо будет составлять

$$d \leq F\Lambda^2 \frac{1}{\Lambda} e \approx 10^{-20} e \cdot \text{см},$$

где Λ — вновь параметр обрезания, характерный для слабого четырехлептонного взаимодействия (см. диаграммы b и c на рис. 3). Магнитный момент будет сравним с электрическим. Если это так, то возникает конечная величина для нейтринной массы, что делает правдоподобными нарушения лептонного заряда. Конечно, несохранение PC не требует автоматически конечной величины нейтринной массы. Вопрос об измерении ионизации нейтрино в веществе, вызванной его электрическим и магнитным моментами, будет обсужден позже.

Однако мне хотелось подчеркнуть, что независимо от теоретических соображений и крайней грубости оценок, сделанных здесь, важность поста-

¹⁾ Если бы мы знали, как зафиксировать стерильные частицы от перехода $\nu_e \rightleftharpoons \nu_e \text{ стер}$, мы могли бы колоссально улучшить ограничения на величину F/G , так как расстояние источник — детектор здесь 10^8 км, а не десятки метров.

новки опытов, в частности поисков процессов $\mu \rightarrow e + \gamma$, $\mu^- + Z \rightarrow e^+ + (Z - 2)$ и экспериментов по исследованию вариации интенсивности солнечных нейтрино, не вызывает сомнения. Кроме того, вопрос о сохранении лептонного заряда имеет большое значение для интерпретации результатов будущих первоочередных опытов с солнечными нейтрино.

Я очень благодарен И. Ю. Кобзареву и Л. Б. Окуню, в сотрудничестве с которыми была выполнена настоящая работа, М. И. Подгорецкому и А. И. Мухину — за критические замечания и полезные советы.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
9 июня 1967

Литература

- [1] S. P. Rosen, H. Primakoff. Alpha, Beta, Gamma-Ray Spectroscopy, North-Holland Publishing House, Amsterdam, 1965, стр. 1499—1516.
- [2] В. Р. Лазаренко. УФН, 90, 601, 1966.
- [3] R. Davis. Intern. Conf. on Radioisotopes in Sci. Res., Paris, 1957.
- [4] B. Pontecorvo. Chalk River, Report P. D.-205, 1946.
- [5] В. Р. Лазаренко, С. Ю. Лукьянов. ЖЭТФ, 49, 751, 1965.
- [6] E. der Mateosian, M. Goldhaber. Phys. Rev., 146, 810, 1966.
- [7] M. H. Shapiro, S. Frenkel, S. Koicki, W. D. Wales, G. T. Wood. Phys. Rev. (to be published).
- [8] G. Bernardini. XII Intern. Conf. on High Energy Physics, Dubna, 1964, 2, Атомиздат, 1966, стр. 37.
- [9] G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger. Phys. Rev. Lett., 9, 36, 1962.
- [10] Я. В. Зельдович ДАН СССР, 86, 505, 1952. E. J. Konopinski, H. M. Mahmoud. Phys. Rev., 92, 1045, 1953.
- [11] I. Kawakami. Prog. Theor. Phys., 19, 459, 1958. Э. М. Лиманов. ЖЭТФ, 37, 1054, 1959. А. А. Sokolov. Phys. Lett., 3, 21, 1963.
- [12] G. Feinberg, S. Weinberg. Phys. Rev. Lett., 6, 381, 1961.
- [13] В. Понтекерво. ЖЭТФ, 33, 549, 1957.
- [14] Л. Б. Окунь. В сб. Школа теоретической и экспериментальной физики, Нор-Амберд, 1966, Изд. АН АрмССР, 1967.
- [15] J. H. Christenson, J. N. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay. Phys. Rev. Lett., 13, 138, 1964.
- [16] G. Feinberg, M. Goldhaber. Proc. Nat. Acad. Sci., 45, 1301, 1959.
- [17] S. Parker, H. L. Anderson, C. Roy. Phys. Rev., 133, B, 768, 1964.
- [18] G. Conforto, M. Conversi, L. di Lella, G. Penso, C. Rubbia, M. Toller. Nuovo Cim., 26, 261, 1962. J. H. Bartley, H. Davies, H. Muirhead, T. Woodhead. XII Int. Conf. on High Energy Phys., Dubna, 1964, стр. 84.
- [19] В. Понтекерво. ЖЭТФ, 34, 247, 1958.
- [20] Б. Л. Иоффе. ЖЭТФ, 38, 1608, 1960.
- [21] F. Reines, C. L. Cowan. Phys. Rev., 113, 173, 1959.
- [22] F. A. Nezrick, F. Reines. Phys. Rev., 142, 852, 1966.
- [23] J. N. Bahcall, W. A. Fowler, I. Iben, R. L. Sears. Astrophys. J., 137, 344, 1963.
- [24] P. Davis, Jr. Phys. Rev. Lett., 12, 303, 1964. J. N. Bahcall. Science, 147, 115, 1965. F. Reines. Sci. J., 2, 84, 1966. В. Понтекерво. УФН, 79, 3, 1963. V. A. Kuzmin, J. I. Zatsepin. Proc. 9-th Conference on Cosmic Rays, London, 1965, 2, стр. 10—23.
- [25] F. Reines, M. F. Crouch, T. L. Jenkins, W. A. Kropp, H. S. Gurr, G. R. Smith, J. P. F. Sellshop, B. Meyer. Phys. Rev. Lett., 15, 429, 1965.

C. A. Achar, M. G. K. Menon, V. S. Narasimhan, P. V. Romana Mutchy, B. V. Sreekanton, K. Hinotani, S. Migake, D. R. Creed, J. L. Osborne, J. B. N. Rattison, A. W. Wolfendale. Phys. Lett., 18, 196, 1965.

NEUTRINO EXPERIMENTS AND THE QUESTION OF LEPTON CHARGE CONSERVATION

B. Pontecorvo

Experiments are compatible with quite large lepton charge violations. In the present paper there are discussed various experiments which would be capable of revealing such hypothetical violations. It is shown that the most sensitive experiments are the search for the process $\mu \rightarrow e + \gamma$ and especially the search for $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$ and $\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu$ oscillations. A finite value of the neutrino mass could be connected with PC violations and with electrical (and magnetic) neutrino dipole moment. Astronomical applications of $\nu \rightleftharpoons \bar{\nu}$ oscillations are indicated.
