

539 123:523.11

**МАССА НЕЙТРИНО В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ
И КОСМОЛОГИИ РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ****Я. Б. Зельдович, М. Ю. Хлопов****СОДЕРЖАНИЕ**

Введение	45
1. Масса нейтрино и фундаментальные свойства элементарных частиц	47
а) Масса частицы и переходы левое — правое (47). б) Несохранение четности и спиральность нейтрино (50). в) Возможность «зеркального» мира? (51). г) Майорановское нейтрино (52). д) Необходимость сверхтяжелых частиц? (55).	
2. Масса нейтрино и эксперимент	56
а) Масса нейтрино в β -распаде (56). б) Лептоны и лептонные заряды (59). в) Нейтринные осцилляции (60).	
3. Астрофизические эффекты массивных нейтрино	62
а) Солнечные нейтрино и осцилляции в лаборатории (62). б) Нестабильность нейтрино (65). в) Нерелятивистские нейтрино? (67).	
4. Нейтрино в горячей Вселенной	68
а) Масса нейтрино и их остаточная концентрация во Вселенной (69). б) Концентрация нейтрино во Вселенной и нейтринные осцилляции (72). в) Масса нейтрино и космологический нуклеосинтез (73).	
Заключение	75
Цитированная литература	75

ВВЕДЕНИЕ

Эта статья посвящена юбилею частицы, история которой тесно переплетена с драматическим процессом познания самых фундаментальных законов природы. 50 лет назад она была рождена на «кончике пера» В. Паули, чтобы спасти законы сохранения энергии и момента количества движения в β -распаде *). Через 25 лет было открыто несохранение четности в слабых взаимодействиях. Было установлено, что явления при β -распаде нарушают фундаментальную симметрию левого и правого в неживой природе. Возникла возможность увязать это нарушение симметрии с тем, что масса нейтрино точно равна нулю. При этом возникла новая фундаментальная симметрия — один из краеугольных камней физики микромира. И вот в канун своего пятидесятилетия нейтрино преподносит нам еще один сюрприз — тонкие измерения спектра β -распада, проведенные группой ИТЭФ, указывают на наличие у нейтрино ненулевой массы покоя ¹.

Если результаты этих опытов подтвердятся, нейтрино снова радикаль, но изменит сложившуюся картину как микро-, так и в особенности макромира, всей Вселенной как целого.

Прошло уже более 30 лет с тех пор, как физики и астрофизики осознали, что нейтрино может играть важную роль в судьбе звезд на поздних

*) В то время искусственная радиоактивность еще не была известна. Наблюдали сплошной спектр излучения электронов ядрами RaE.

стадиях их эволюции: при разогреве недр звезды до высоких температур рождающиеся нейтрино свободно уходят на бесконечность, унося с собой энергию (незаметно для наблюдателя) и обрекая ядро звезды на быстрое сжатие. Читателя, владеющего «тонкостями» русского языка, может впечатлить название «URCA», данное Г. Гамовым этому процессу *). Сегодня физики ряда стран строят установки для обнаружения всплесков нейтрино при взрывах сверхновых звезд.

Нейтрино стало орудием исследования физических условий в недрах Солнца. Предложенный Б. М. Понтекорво ² хлор-аргоновый метод детектирования нейтрино в широко известном эксперименте Дэвиса ^{3, 4} применяется к солнечным нейтрино.

Со времени открытия Пензиасом и Вильсоном (микроволнового) фонового излучения (подтвердившего горячую модель Вселенной Гамова) стало ясно, что нашу Вселенную заполняют не только фотоны, но и нейтрино. Предсказывается, что среднее число таких нейтрино в 1 см³ приблизительно равно числу фотонов — 500 штук в см³, т. е. в 10⁸—10⁹ раз больше среднего числа атомов в см³. Температура реликтовых фотонов 3 К отвечает очень малой средней энергии фотонов (10⁻³ эВ), и соответственно, мала их плотность $\rho = \epsilon/c^2 \approx 10^{-34}$ г/см³. Если масса нейтрино равна нулю, столь же мала и плотность нейтрино. Но если масса нейтрино превышает 10 эВ, то именно они определяют среднюю плотность вещества во Вселенной и возраст Вселенной. В 1966 г. С. С. Герштейн и Я. В. Зельдович ⁵, полагая, что возраст Вселенной превышает возраст Земли и Солнечной системы 4,6 миллиарда лет, установили верхний предел массы нейтрино из космологических соображений: ($m_{\nu_e} < 200$ эВ, $m_{\nu_\mu} < 200$ эВ — последняя из оценок до сих пор лежит намного ниже, чем дает любой эксперимент на ускорителях). В этой работе впервые был использован тот факт, что в теории горячей Вселенной концентрация нейтрино не может быть малой.

Астрофизикам давно известен парадокс «скрытой массы», наблюдаемый в скоплениях галактик. «Массивные» нейтрино могут разрешить этот парадокс.

Имеется ряд доводов в пользу малой плотности обычного вещества во Вселенной $\sim 0,02$ — $0,05$ критической. Из этого следовал бы вывод о гиперболическом мире (что само по себе ничему не противоречит). В гиперболическом мире с малой плотностью вещества возникали большие трудности в теории образования галактик. В теории с массивными нейтрино эти трудности разрешаются на простом качественном уровне, а это вселяет в астрофизиков веру в массу нейтрино ~ 30 эВ.

Если нейтрино имеют массу, то это может самым радикальным образом изменить наши представления о мире в целом: мир может оказаться плоским или замкнутым. Именно с теории замкнутого мира начинали Эйнштейн в 1917 г. и Фридман в 1922 г.

Интересно, что за год до развернувшихся в 1980 г. событий Пиблс ⁶ писал о космологической желательности введения какого-то вещества, не взаимодействующего с обычным веществом и излучением, — «массония». Разумеется, эта мысль возникла у Пиблса не только под влиянием аргументов, основанных на астрономических наблюдениях, но и под влиянием многих работ ⁷⁻¹¹, в которых рассматривалось нейтрино с массой **). И все-таки постановка вопроса о «массонии» показательна.

*) Нейтрино крадут энергию не только у индивидуальных ядер, но и у звезд, Гамов сравнивает их с «уголовниками-рецидивистами».

**) Гравитационно связанные объекты, образованные массивными нейтрино, обсуждались еще в работах Маркова ^{12, 13} и Бладмена ¹⁴.

Итак, масса нейтрино крайне желательна в космологии. Но насколько закономерно ее существование с точки зрения теории элементарных частиц? Какова возможная природа этой массы и как она связана с фундаментальными представлениями физики микромира? Каковы ее возможные экспериментальные или наблюдательные проявления? Этот круг вопросов мы и обсудим в данной статье.

1. МАССА НЕЙТРИНО И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

а) М а с с а ч а с т и ц ы и п е р е х о д ы л е в о е — п р а в о е

Значение наличия у нейтрино массы покоя можно понять, лишь сопоставляя это с картиной, общепринятой совсем недавно. Первая открытая элементарная частица была электроном. Оказалось, что у электрона есть собственный момент количества движения, равный $\hbar/2$, т. е. электрон имеет спин $1/2$.

Теория частиц со спином $1/2$ была создана Дираком. В атомной физике принято писать уравнение Дирака

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \chi_1}{\partial t} &= (\mathbf{p}\boldsymbol{\sigma}) \chi_2 + m\chi_1, \\ i \frac{\partial \chi_2}{\partial t} &= (\mathbf{p}\boldsymbol{\sigma}) \chi_1 - m\chi_2, \end{aligned} \quad (1.1)$$

причем для покоящейся частицы $\chi_2 = 0$ и состояние покоящегося электрона описывает двухкомпонентная волновая функция χ_1 — две компоненты χ_1 отвечают различным спиновым состояниям покоящегося электрона: «спин вверх» и «спин вниз». Две компоненты χ_2 , точнее, χ_2^+ , описывают покоящийся позитрон.

Но возможен и другой вариант, удобный для описания релятивистского электрона. Уравнение Дирака можно записать в таком представлении:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \psi}{\partial t} &= (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}) \psi + m\varphi, \\ i \frac{\partial \varphi}{\partial t} &= -(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}) \varphi + m\psi. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Волновые функции χ_1 , χ_2 и ψ , φ связаны соотношением

$$\chi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi + \varphi), \quad \chi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi - \varphi)$$

и, соответственно,

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_1 + \chi_2), \quad \varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_1 - \chi_2).$$

Для состояния свободного электрона в непрерывном спектре мы имеем дело с суперпозицией обеих функций:

$$\begin{vmatrix} \psi(\mathbf{x}, t) \\ \varphi(\mathbf{x}, t) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \psi_0 \\ \varphi_0 \end{vmatrix} e^{-iEt + i\mathbf{p}\mathbf{x}},$$

так что получаем из (1.2)

$$\begin{aligned} E\psi &= (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}) \psi + m\varphi, \\ E\varphi &= -(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}) \varphi + m\psi. \end{aligned} \quad (1.3)$$

При данных \mathbf{p} и E состояние ψ_0 , так же как и φ_0 , определяется одним (комплексным) числом. В ультрарелятивистском приближении при $m/E \rightarrow 0$ компоненты ψ и φ оказываются независимыми. Такое представление

практически применяется¹⁵ при рассмотрении поведения ультрарелятивистских электронов и позитронов в электрическом и магнитном поле, при рассеянии и т. п. Если испущена частица, начальное состояние которой отвечает $\psi_0 \neq 0$, $\phi_0 = 0$, то с течением времени в ходе эволюции этого состояния оно остается таким же. Если эта частица — ультрарелятивистский электрон, то электромагнитные взаимодействия, так же как и гравитационные, не изменяют этого факта. Функции ϕ и ψ являются собственными функциями квантово-механического оператора спиральности (проекция спина на направление движения $\sigma\mathbf{r}$). Если спин электрона σ направлен по направлению движения \mathbf{r} , то $\sigma\mathbf{r} = |\mathbf{r}|$, т. е. частица движется как правый винт, и этот случай описывается волновой функцией ψ ; если же спин направлен в противоположном направлении $\sigma\mathbf{r} = -|\mathbf{r}|$, как у левого винта, то этому соответствует волновая функция ϕ , а $\psi = 0$. Если $m \neq 0$, то в соответствии с уравнением Дирака можно сказать, что происходят переходы $\phi \leftrightarrow \psi$.

Эти переходы описывает в уравнении Дирака член с массой, т. е. масса частицы определяет в релятивистской квантовой механике частицы спина $1/2$ вероятность перехода левый — правый *). Чем больше энергия частицы, тем меньше вероятность переворота ее спиральности: у релятивистской частицы с энергией $E \gg m$ амплитуда перехода $\phi \leftrightarrow \psi$ пропорциональна m/E , так что спиральность сохраняется с точностью m/E в амплитуде (вероятность перехода пропорциональна $(m/E)^2$).

Функции ϕ и ψ не переходят друг в друга в электромагнитном поле: при изменении направления движения электронов в электромагнитном поле, например, при движении между полюсами магнита соответственно меняется и направление спина. Только наличие малого аномального магнитного момента (отличия от значения, следующего из уравнения Дирака), предсказанного квантовой электродинамикой, вызывает поворот спина электрона, движущегося в поле (например, вращающегося на орбите).

В уравнении Дирака возникали также решения, описывающие состояния электрона с отрицательной энергией ($E < -mc^2$). Анализ этих решений привел к предсказанию существования античастиц. Если бы такие состояния были свободны, то состояния электронов в атомах были бы нестабильны относительно переходов в такие состояния, что, очевидно, противоречило опыту. Дирак предложил считать состояния с отрицательной энергией занятыми. Тогда переходы в них запрещены принципом Паули. Электроны, занимающие состояния с отрицательной энергией, не должны создавать гравитационных или электромагнитных эффектов. Иными словами, решение проблемы состояний с отрицательной энергией

*) Как представить себе наглядно эти переходы? Если движется свободная частица, то ее момент остается постоянным. Можно представить себе^{16, 17}, что она движется со скоростью c большую часть времени ($1 - \kappa$) в одну сторону и малую часть времени κ в противоположную. Именно поэтому средняя ее скорость не равна c . Но отличие скорости от c как раз и связано с тем, что $m \neq 0$; $v = c \sqrt{1 - (m^2/E^2)}$, $\kappa \sim m^2/E^2$ при $m^2/E^2 \ll 1$. Движение свободной релятивистской частицы со спином $1/2$ носит характер «Zitterbewegung» — «дрожательного движения», при котором мгновенная скорость всегда равна c , но средняя скорость равна pc/E . Средняя скорость отличается от мгновенной за счет скачков скорости, частота которых очень велика, так что «дрожательное движение» нельзя, конечно, наблюдать ни в каком реальном эксперименте. Эта терминология возникла в связи с тем, что формальное вычисление собственного значения скорости дираковской частицы дает $|v| = c$; однако скорость не коммутирует с энергией, поэтому возникает наглядное, но не точное представление о скачках скорости. Это представление столь же наглядно и столь же неточно, как и представление об орбитальном движении электронов в атомах. Вследствие фундаментальных принципов квантовой механики ни орбитальное движение электронов в атомах, ни скачки скорости при движении свободного электрона не могут вызывать излучение, как это следовало бы из классических, некантовых представлений.

лежало в новой интерпретации электронного вакуума — возникло представление о вакууме как о «море» полностью заполненных состояний с отрицательной энергией (более подробно о современной картине физического вакуума см. статью Я. В. Зельдовича в УФН¹⁸). При этом появление вакансии с отрицательной энергией $E < -mc^2$ — отсутствие отрицательно заряженного электрона должно проявляться как присутствие положительно заряженного электрона — позитрона — с энергией $E_+ = -E$. Возникало предсказание о существовании новых физических состояний, описываемых «дырками» в «море» электронного вакуума. Наряду с частицами (электронами) теория предсказывала античастицы (позитроны). Последующее открытие позитрона стало блестящим подтверждением теории Дирака.

Аналогичное (1.3) уравнение Дирака для позитронов имеет вид

$$\begin{aligned} E_+ \bar{\psi} &= -(\sigma \mathbf{p}) \bar{\psi} + m \bar{\psi}, \\ E_+ \bar{\varphi} &= (\sigma \mathbf{p}) \bar{\varphi} + m \bar{\varphi}, \end{aligned} \quad (1.4)$$

т. е. у позитрона спиральные состояния $\bar{\psi}$ и $\bar{\varphi}$ поменялись местами: левополяризованный позитрон описывается волновой функцией $\bar{\psi}$, а правополяризованный позитрон — волновой функцией $\bar{\varphi}$. Состояния $\bar{\psi}$ и $\bar{\varphi}$ являются состояниями античастицы, отвечающие состояниям частицы ψ и φ . Если в электромагнитном процессе образуется релятивистская пара электрона и позитрона, то состояние пары описывается либо состоянием $\psi\bar{\psi}$, либо состоянием $\varphi\bar{\varphi}$. В ультрарелятивистском приближении можно сказать, что ψ и φ описывают два разных сорта заряженных частиц (электронов). Соответственно есть и два сорта позитронов $\bar{\psi}$ и $\bar{\varphi}$.

В двухчастичном электромагнитном распаде покоящегося мезона со спином 1, например, в $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$, электрон и позитрон имеют противоположные спиральности и летят в противоположном направлении, при этом вращаются они в ту же сторону, полный момент пары равен 1, что и требуется законами сохранения полного момента. Но в аналогичном распаде частицы со спином 0, например, $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$, сохранение момента требует, чтобы полный момент пары был равен 0, т. е. чтобы летящие в противоположном направлении электрон и позитрон имели одинаковые спиральности. Состояние пары должно описываться либо как $\varphi\bar{\varphi}$, либо как $\bar{\psi}\psi$ — в обоих случаях либо электрон, либо позитрон имеет¹⁹ «неправильную спиральность» относительно родившегося вместе с ним партнера. Если бы масса электрона была равна нулю, сохранение спиральности было бы строгим, и распад был бы запрещен (могли бы образовываться только пары, отвечающие $\psi\bar{\psi}$ или $\varphi\bar{\varphi}$ состояниям). Учет ненулевой массы электрона приводит к тому, что распад может происходить за счет $\varphi \leftrightarrow \psi$ и $\bar{\psi} \leftrightarrow \bar{\varphi}$ переходов, амплитуда которых пропорциональна $m_e/E_+ = m_e/E_- = 2m_e/m_\pi (E_+ + E_- = m_\pi, E_- = E_+)$. Отсюда вероятность распада $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ подавлена фактором $(m_e/m_\pi)^2$.

Точно так же соображения о спиральности позволяют объяснить наблюдаемое подавление двухчастичного слабого лептонного распада $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ по сравнению с $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ распадом. Спин π^\pm равен нулю, и электрон или мюон μ^- (позитрон или μ^+), образующиеся в таких распадах, должны иметь «неправильную спиральность». Поэтому вероятность распадов пропорциональна $(m_e/m_\pi)^2$ и $(m_\mu/m_\pi)^2$ и отношение вероятностей $\pi \rightarrow e\nu$ и $\pi \rightarrow \mu\nu$ распадов $\sim (m_e/m_\mu)^2 \sim 2 \cdot 10^{-4}$. В этом рассуждении использованы свойства слабого взаимодействия (его сходство с электромагнитным), которые будут подробно обсуждаться ниже.

б) Несохранение четности и спиральность нейтрино

Первоначально, до открытия несохранения четности в слабом взаимодействии казалось очевидным, что даже если масса нейтрино строго равна нулю, существуют оба спиральных состояния нейтрино — левое и правое, равновероятно испускаемых в β -распаде. Предполагалось, что теория нейтрино полностью аналогична теории электрона, с той единственной разницей, что $m_\nu = 0$ и переходы левое — правое свободно летящей частицы запрещены полностью. Однако загадка К-распадов (одна и та же частица, а именно K^+ -мезон, распадалась и в 2π - и в 3π -состояния, обладающие противоположной четностью) поставила под сомнение сохранение четности — фундаментальную симметрию левого и правого в неживой природе.

Такая симметрия означает, что при отражении процесса в зеркале он либо совсем не изменяется, либо переходит в другой процесс, также осуществляющийся в природе. При отражении в зеркале, например, β^+ -распада, в котором образуется левополяризованное нейтрино ϕ_ν , получается процесс испускания в β^+ распаде правополяризованного нейтрино ψ_ν . Сохранение четности требовало, чтобы вероятности обоих процессов были равны. Соответственно, с равной вероятностью должны были бы испускаться правополяризованные или левополяризованные позитроны.

Распад К-мезона является частным случаем слабого взаимодействия: хотя К- и π -мезоны — адроны, распад К не может вызываться сильным взаимодействием. В 1956 г. Ли и Янг²⁰ выдвинули гипотезу о несохранении четности в слабом взаимодействии, притом не только в распаде К, но во всех процессах слабого взаимодействия. Следствием этой гипотезы было предсказание, что электрон и нейтрино, испускаемые в β -распаде, должны обладать выделенной спиральностью.

Исследования слабого взаимодействия, вызывающего β -распад, обнаружили, что испускаемый в распаде $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ электрон всегда оказывается левополяризованным, т. е. всегда испускается электрон, обладающий только компонентой ϕ с левой спиральностью (а в позитронном распаде — позитрон, обладающий только компонентой $\bar{\phi}$ с правой спиральностью). В электромагнитном взаимодействии ϕ и ψ равноправны, но при β -распаде компонента ψ появляется у электрона вторично, за счет массы, и вероятность ее появления пропорциональна $(m/E)^2$. Точно так же в β -распаде испускается только один сорт нейтрино: в β^- -распаде образуется только правополяризованные антинейтрино $\bar{\nu}_{eR} (\bar{\psi}_\nu)$, а в β^+ -распаде только левополяризованные нейтрино $\nu_{eL} (\phi_\nu)$.

Соответственно, процесс, обратный β^- -распаду

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+, \quad (1.5)$$

впервые экспериментально наблюдавшийся Рейнесом и Коуэном^{21, 22} более чем 25 лет назад, вызывают лишь правополяризованные нейтрино $\bar{\nu}_{eR} (\bar{\psi}_\nu)$, а процесс

$$\nu + n \rightarrow p + e^-, \quad (1.6)$$

должны вызывать левополяризованные нейтрино $\nu_{eL} (\phi_\nu)$.

Выделение определенной поляризации в β -распаде означает, что в слабом взаимодействии симметрия физических процессов относительно отражений в зеркале нарушается максимальным образом.

Если у нейтрино отсутствует масса покоя, то переходы $\phi_\nu \leftrightarrow \psi_\nu$ отсутствуют и в слабом взаимодействии нет рождения ни прямого, ни

косвенного — за счет массы (и, соответственно, нет поглощения) правых нейтрино ψ_ν или левых антинейтрино $\bar{\psi}_\nu$. Такие состояния безмассовых нейтрино никак не могут проявляться в нашем мире (кроме, впрочем, гравитационного взаимодействия²³). Со всеми явлениями, наблюдаемыми в лаборатории, совместимо предположение, что такие состояния вообще не существуют*). Таблица лептонов приобретала несимметричный вид с тремя типами частиц и тремя типами античастиц

$$\begin{aligned} e_L^- &\equiv \varphi_e, & e_R^- &\equiv \psi_e, & \nu_{eL} &\equiv \varphi_\nu; \\ e_R^+ &\equiv \bar{\varphi}_e, & e_L^+ &\equiv \bar{\psi}_e, & \bar{\nu}_{eR} &\equiv \bar{\varphi}_\nu, \end{aligned}$$

из которых ν_L участвовало в слабом, e_L в слабом и электромагнитном, а e_R только в электромагнитном взаимодействии. Кроме того, у электрона имеется $e_L e_R$ -взаимодействие, обусловленное его массой (за счет массы электрона возможны переходы $\varphi_e \leftrightarrow \psi_e$).

В теории Вайнберга³⁰ — Салама³¹, сосуществование тяжелого нейтрального бозона, обмен которым вызывает взаимодействие слабых нейтральных токов, и фотона, приводит к тому, что e_R может прямо участвовать в слабом взаимодействии, но только во взаимодействии нейтральных токов, а не во взаимодействии заряженных токов, т. е. не в β -распаде! Несимметричный вид таблицы лептонов при этом не изменился. Более того, за счет Z^0 -бозона несимметрия проникла в атомную физику (см. обзоры в УФН^{32, 33}**) и последние работы^{36, 37}). Благодаря обмену Z^0 -бозоном с ядром e_R рассеивается на ядре, но иначе по сравнению с e_L . Взаимодействие электрона с ядром через Z^0 интерферирует с аналогичным взаимодействием через фотон, т. е. с электромагнитным (кулоновским) взаимодействием.

в) Возможность «зеркального» мира ?

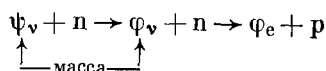
Если $m_\nu \neq 0$, значит, состояния ν_R (ψ_ν) и $\bar{\nu}_L$ ($\bar{\psi}_\nu$) нельзя было отбрасывать, и масса нейтрино связывает $\varphi_\nu \leftrightarrow \psi_\nu$ и $\bar{\psi}_\nu \leftrightarrow \bar{\varphi}_\nu$. Это случай обычного «дираковского нейтрино». Мы как бы возвращаемся к ситуации до 1956 г. — к старым представлениям, господствовавшим до открытия несохранения четности в слабом взаимодействии. Но теперь мы уже знаем, что во всех изученных в лабораториях процессах компоненты ψ_ν и $\bar{\psi}_\nu$ не участвуют. Мы возвращаемся к старым представлениям о наборе частиц, но не об их взаимодействии. Таблица частиц становится симметричной, но остается открытая в 1956 г. несимметрия во взаимодействии.

Итак, масса нейтрино возрождает частицы ν_R (ψ_ν) и $\bar{\nu}_L$ ($\bar{\psi}_\nu$) (правое нейтрино и левое антинейтрино), похороненные было в 1956 г. Эти частицы

*) Было предположено²⁴⁻²⁶ что фундаментальной симметрией природы является CP -симметрия — симметрия относительно одновременной замены частицы на античастицу и зеркального отражения. При таком преобразовании левое нейтрино φ_ν переходит в правое антинейтрино $\bar{\varphi}_\nu$. CP -симметрия делала привлекательной двухкомпонентную теорию нейтрино^{25, 27, 28}: масса нейтрино $m_\nu = 0$ и существуют только φ_ν и $\bar{\varphi}_\nu$ -состояния. Экспериментальное обнаружение в 1964 г.²⁹ нарушения CP -симметрии в распадах нейтральных K -мезонов не поколебало двухкомпонентную теорию. Из CP -нарушения нельзя сделать вывод о равенстве или неравенстве нулю массы нейтрино. Но для космологии нарушение CP -инвариантности играет первостепенную роль: наличие в нашем мире *вещества* (атомов, протонов, нейтронов) без равного количества *антивещества* является, по-видимому, именно следствием того, что законы природы не CP -инвариантны, т. е. следствием асимметрии взаимодействия частиц и античастиц.

**) Качественно, без указания конкретного механизма и величины эффекта, о возможности нарушения четности в атомах за счет слабого взаимодействия электронов с ядром писали Я. Б. Зельдович³⁴ и Бладмен³⁵.

не имеют ни сильного, ни слабого, ни электромагнитного взаимодействия — у них есть только тяготение и маленькая масса, определяющая их переход в ψ_ν и $\bar{\psi}_\nu$, что позволяет им очень слабо (гораздо слабее, чем то, что называется традиционно слабым взаимодействием) взаимодействовать с остальными частицами в нейтринных процессах *):



и т. п.

Вероятность такого процесса составляет малую, пропорциональную $(m_\nu/E_\nu)^2$ долю от вероятности аналогичного процесса для ψ_ν с той же энергией E_ν . Поскольку изучаемые в лаборатории нейтрино — ультрарелятивистские,

$$E_\nu \gg m_\nu,$$

становится понятно, почему ψ_ν и $\bar{\psi}_\nu$ оставались до сих пор ненаблюдаемыми. Что это, тупичок познания или щелочка в новый мир? Каковы свойства этого мира?

Раньше, после 1956 и до 1980 гг., когда считали, что $m_\nu = 0$, обсуждалась ^{20, 38} возможность так называемого «зеркального мира», мира, в котором правые компоненты ψ_ν и $\bar{\psi}_\nu$ участвуют в «зеркальных взаимодействиях» с «зеркальными» электронами и «зеркальными» нуклонами. Предполагалось ³⁸, что обычные частицы не участвуют в «зеркальных» взаимодействиях, а «зеркальные» частицы не имеют обычных слабого, сильного и электромагнитного взаимодействия, т. е. что «зеркальный мир», симметричный нашему, мог бы воздействовать на нас только гравитационно.

Это не другой мир (пространственно), а другой набор фундаментальных частиц. В одном и том же пространстве наряду с окружающими нас объектами, образованными обычными нуклонами и электронами, существовали бы объекты, образованные «зеркальными» частицами.

Л. Б. Окунь ^{39, 40} обсуждал аналогичную ситуацию в связи с вопросом о существовании новых типов дальнего действия (тетоны, Y-частицы). Не является ли малая масса нейтрино тоненькой ниточкой, ведущей в зазеркалье? Кстати, «зеркальный» мир может обладать отличными от нашего мира свойствами (вспомним «Алису в зазеркалье» Л. Кэрролла). Нельзя ли получить какую-либо информацию об этих свойствах? А может быть, уже сейчас имеются астрономические указания на существование «зеркального» мира ⁴¹?

г) Майорановское нейтрино

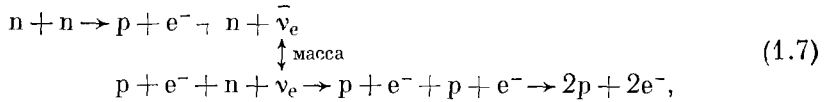
Но есть и другая возможность. Ограничимся только известными частицами. Можно предположить, что нейтрино и антинейтрино одна и та же частица, и при этом правые антинейтрино как раз и есть недостающие правые нейтринные состояния, т. е. вместо перехода $\psi_\nu \leftrightarrow \bar{\psi}_\nu$ масса нейтрино обуславливает переходы $\psi_\nu \leftrightarrow \bar{\psi}_\nu$. В случае электронов такая связь невозможна: в $e^+ \leftrightarrow e^-$ переходе нарушался бы закон сохранения электрического заряда. Но у нейтрино нет электрического заряда, и переходы $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$ просто означают, что у нейтрино нет и специфического лептонного заряда.

* Вообще говоря, прямой процесс $\psi_\nu + n \rightarrow \psi_e + p$ мог бы происходить за счет правых токов, существование которых не доказано. Опыт, однако, дает лишь верхнюю границу для соответствующей константы ($G_R \lesssim 0,1 G_F$).

Остановимся немного подробнее на вопросе о сохранении лептонного заряда (лептонных зарядов). Сохранение электрического заряда имеет два аспекта: 1) во всех процессах элементарных частиц суммы зарядов начальных и конечных частиц равны и 2) динамический аспект. Второй аспект означает, что с электрическим зарядом связано взаимодействие с фотонами. Заряженные частицы являются источником дальнедействующего кулоновского поля. Несохранение электрического заряда требовало бы мгновенной перестройки кулоновского поля, что невозможно^{115, 42, 43}. Но лептонный заряд, так же как и барионный заряд, не имеет второго, динамического аспекта, с такими зарядами не связано безмассовое поле. Сохранение барионного заряда есть просто описание того факта, что на опыте не наблюдается, например, распад $p \rightarrow e^+ + \gamma$. Так как нет и $\mu^+ \rightarrow 2e^+ + e^-$ или $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$, естественно было бы ввести два лептонных заряда (электронный и мюонный). τ -лептону и его нейтрино приписывается собственный 3-й (τ -лептонный) заряд.

Понятие о лептонном заряде (или зарядах)^{44, 45} возникло до несохранения четности, когда ν считалось подобным e , 4-х компонентным; предполагалось, что есть частица, нейтрино, со статистическим весом 2 (2 направления спина) и античастица — антинейтрино — со статистическим весом 2. Понятие о заряде сохранилось и в двухкомпонентной теории Ландау. Опыты, в которых обнаруживали процессы, вызываемые нейтрино, подтверждали представление о зарядах (не об одном, а о двух-, трех-электронном, мюонном, тау-лептонном). Поэтому если у нейтрино есть масса покоя, то можно вернуться к массивным дираковским нейтрино и трем зарядам.

Однако нарушение P -инвариантности во взаимодействии нейтрино позволяет, не вступая в противоречие с опытом, отказаться от понятия заряда. Роль заряда играет спиральность. В теории с $m_\nu = 0$ эквивалентность полная. При $m_\nu \neq 0$ вариант с отказом от сохранения заряда отличается от концепции спиральности: полное число нейтрино не сохраняется — часть нейтрино может переходить в антинейтрино. Тогда возможна, например, такая цепочка процессов:



т. е. в ядрах может происходить так называемый двойной безнейтринный распад $2n \rightarrow 2p + 2e^-$.

Практически рассматривались ядра Se^{82} , Te^{130} , Te^{132} — стабильные относительно обычного β -распада. Процесс двойного β -распада мог бы произойти в таких ядрах либо с прямым участием двух нейтронов (процесс (1.7)) либо вследствие того, что внутри ядра может возбуждаться Δ -резонанс (с массой 1230 МэВ) и возможны процессы (рис. 1)

$$n \rightarrow \Delta^{++} + e^- + e^- \quad (1.8)$$

(с последующим $\Delta^{++} + n \rightarrow 2p$) или (после виртуального $2n \rightarrow \Delta^- + p$)

$$\Delta^- \rightarrow p + e^- + e^-. \quad (1.9)$$

На кварковом языке оба типа процессов (1.7) и (1.8); (1.9) отвечают одному и тому же кварковому процессу (рис. 2).

$$\begin{aligned} d &\rightarrow u + e + \bar{\nu}_e, \\ &\quad \updownarrow \text{масса} \\ d + u + e + \nu_e &\rightarrow 2u + 2e, \end{aligned}$$

только в процессе (1.7) начальные d -кварки принадлежат разным нуклонам, а в процессе (1.8), (1.9) они принадлежат одному и тому же нуклону (Δ -изобаре).

Скорость этих процессов определяется $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \nu_e$ переходом ($\varphi_\nu \leftrightarrow \bar{\varphi}_\nu$), вероятность которого пропорциональна $(m_\nu/E_\nu)^2$.

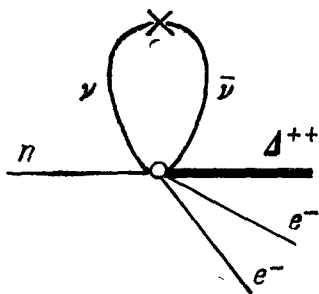


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана для процесса $n \rightarrow \Delta^{++} + e^- + e^- + \bar{\nu}$.

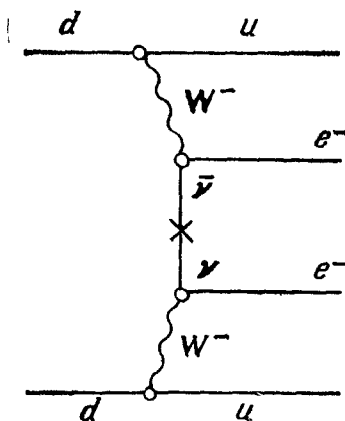


Рис. 2. Диаграмма Фейнмана для кваркового процесса, определяющего двойной β -распад.

Двойной β -распад ядер Se^{82} , Te^{130} и Te^{128} может также сопровождаться испусканием двух нейтрино, т. е. вызываться процессами

$$n + n \rightarrow p + p + e + e + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_e \quad (1.10)$$

или

$$n \rightarrow \Delta^{++} + 2e + 2\bar{\nu}_e. \quad (1.11)$$

В работе ⁴⁶ на основе анализа экспериментальных данных ⁴⁷ по двойному β -распаду Te^{130} и Te^{128} утверждалось, что двойной β -распад Te^{128} преимущественно определяется процессом (1.7).

Период полураспада Te^{128} , определяемый по наблюдаемому избытку Xe^{128} — продукта этого распада — в древних породах *), отвечает согласно ⁴⁶ $m_\nu \approx 30$ эВ.

Частицы, которые в то же время являются античастицами, называются истинно нейтральными. До сего времени были известны только истинно нейтральные бозоны (частицы с целым спином): π^0 -мезон (спин 0), фотон, ω^0 -мезон, ρ^0 -мезон (спин 1), f^0 -мезон (спин 2), гравитон (тоже спин 2, но безмассовый) и др.

Если результаты анализа ⁴⁶ подтвердятся, то нейтрино являются собственными античастицами, и они становятся первым примером истинно нейтральных фермионов (истинно нейтральных частиц с полуцелым спином). Теорию таких фермионов разработал Э. Майорана, поэтому их называют майорановскими частицами. Итак, вторая возможность заключается в том, что нейтрино — майорановские частицы и масса нейтрино характеризует переход $\varphi_\nu \leftrightarrow \bar{\varphi}_\nu$. Открытие массы нейтрино открывает новое свойство уже известных частиц, не изменяя их числа.

*) О прямых экспериментах по поиску двойного β -распада Te^{130} см. ^{120,123}.

При β^- -распаде испускается продольно (право) поляризованная частица « ν » с определенной проекцией спина на импульс. Если масса покоя мала, скорость ее близка к c . Эта частица может вызывать реакцию « ν » + $p \rightarrow n + e^+$. Вероятность того, что она вызывает реакцию « ν » + $p \rightarrow n + e^-$ на покоящемся нейтроне, мала, но не равна нулю. Возьмем, однако, ультрарелятивистский нейтрон (или протон), несущийся вдогонку нейтрино. Для этого нужно $E_n/m_n \gg E_\nu/m_\nu$. Для такого нейтрона (протона) в связанной с ним системе координат « ν » стало левополяризованным, теперь вероятности реакций « ν » $\rightarrow e^-$ и « ν » $\rightarrow e^+$ поменялись местами. Подчеркнем, что если бы скорость была точно равна c , такой мысленный эксперимент был бы невозможен. Понятие спиральности как строго определенной внутренней характеристики частицы связано с $v = c$, т. е. с $m = 0$. В нашем примере спиральность частицы, испускаемой при β -распаде, почти полная, но все же не на 100% полная, именно потому, что $v \neq c$.

д) Н е и з б е ж н о с т ь с в е р х т я ж е л ы х ч а с т и ц ?

Вопрос о природе массы нейтрино, о том, дираковская она или майорановская *), ждет еще своего теоретического и экспериментального разрешения, но есть один вопрос, общий для обоих возможных вариантов массы нейтрино, это: почему величина его массы так мала?

Этот вопрос можно попробовать сопоставить с другим вопросом: почему стабилен протон? Современные теоретические модели «великого объединения», объединяющие сильное, слабое и электромагнитное взаимодействие, отвечают на последний вопрос так: Стабильность протона не абсолютна! Практическая стабильность самого легкого из барионов отражает приближенное сохранение «барионного заряда»: во всех изучавшихся процессах с участием барионов полное число барионов минус полное число антибарионов сохраняется. Но модели единой теории исходят из фундаментальной единой природы всех полей, из предположения, что есть симметрия между частицами (симметрия приближенная, а не точная, поскольку массы частиц различны). В единой теории есть и симметрия взаимодействий, переносимых векторными бозонами. «Взаимодействие» — это не только изменение траектории частиц (например, при движении электрона в магнитном поле), это и «взаимопревращение» $e \leftrightarrow \nu$, $p \leftrightarrow n$. Здесь также симметрия нарушается, количественные различия в вероятности взаимодействий связаны с различием масс промежуточных бозонов. Взаимодействие, вызывающее $\nu \leftrightarrow e$ переходы — «слабое», так как велика масса W -бозона, вызывающего такой переход. Единая теория объединяет кварки и лептоны и, в принципе, можно ожидать, что есть превращения почти всего во все, и, в частности, переходы с несохранением барионного заряда, $2q \rightarrow \bar{q} + l$, вызывающие нестабильность протона $p \rightarrow \pi^0 + e^+ \rightarrow 2\gamma + e^+$. Вероятность распада мала, из-за большой массы промежуточного бозона — X -бозона **), вызывающего такой переход. Масса X -бозона определяется в теории энергетическим масштабом M_X , на котором реализуется полная симметрия сил природы (о единых теориях см. обзор ⁴⁸). На основе экстраполяции современных теоретических представлений о сильном, слабом и электромагнитном взаимодействиях в область

*) Возможен и «смешанный» вариант; см. гл. 2.

**) X -бозоны обладают дробным электрическим зарядом ($4/3$, $1/3$) и цветом. Поэтому квантовая хромодинамика накладывает на них свое извечное проклятие: дробнозаряженные цветные частицы не могут наблюдаться в свободном состоянии. О возможности существования дробнозаряженных составных (белых) частиц — фрактонов — см. ⁴⁹.

сверхвысоких энергий, предсказывается $M_X \approx 10^{14} - 10^{16}$ ГэВ. Идея «великого объединения» естественным образом дает большое время жизни протона: $\geq 10^{30}$ лет.

Модели «великого объединения» развиваются по аналогии с теорией Вайнберга ³⁰ — Салама ³¹ — успешным (Нобелевская премия!) примером калибровочной теории, объединяющей слабое и электромагнитное взаимодействия. В этой теории энергетический масштаб

$$\lambda \sim 300 \text{ ГэВ} \sim 300 m_p \quad (M_W \sim e\lambda \sim 100 \text{ ГэВ})$$

характеризует расстояния, на которых исчезают различия электромагнитного и слабого взаимодействий. Эта же величина становится масштабом масс частиц ($m \sim \alpha M_W \sim e\alpha\lambda$).

В самой теории Вайнберга — Салама масса нейтрино может не задаваться, возникая как отражение более высоких этажей теории: в результате переходов со сверхмассивными виртуальными промежуточными состояниями.

В этом случае

$$m_\nu \sim \frac{\lambda^2}{M_X}. \quad (1.12)$$

Эта оценка *) относится как к случаю майорановской, так и к случаю дираковской массы нейтрино, определяя в обоих случаях энергетический порог перехода $\varphi_\nu \leftrightarrow \bar{\varphi}_\nu$ или $\varphi_\nu \leftrightarrow \psi_\nu$. Речь идет не об энергетическом барьере в пространстве, так что в вероятности перехода нет экспоненциально малых множителей. Подавление вероятности перехода связано с тем, что переход происходит через сверхтяжелое виртуальное промежуточное состояние. То же относится и к вероятности распада протона.

Таким образом, *очень легкое нейтрино* может служить указанием на существование мира *сверхтяжелых частиц*. И один и тот же энергетический порог может лежать на пути распада протона и превращения левого нейтрино в правое.

2. МАССА НЕЙТРИНО И ЭКСПЕРИМЕНТ

а) М а с с а н е й т р и н о в β -р а с п а д е

Идея о возможном влиянии массы нейтрино на спектр электронов в β -распаде высказывалась еще Э. Ферми ⁵⁰ в 1933 г. в его работе, положившей начало теории слабого взаимодействия **).

Прежде всего при ненулевой массе нейтрино $m_\nu \neq 0$ меняется величина граничной энергии β -спектра. Максимальная энергия электронов

*) Численно мы получаем $m_\nu \sim 1$ эВ. Если взять $m_\nu \sim m_W^2/M_X$ с $M_X \sim 10^{15}$ ГэВ, то $m_\nu \sim 10^{-2}$ эВ. В некоторых теориях с правыми токами масса нейтрино связывается с массой соответствующего лептона $m_\nu \sim m_l^2/m_R$, где m_R — масса бозона, отвечающего взаимодействию правых токов. О теоретических оценках массы нейтрино см. ^{48, 122}.

**) Изучение формы β -спектра вблизи верхней границы в экспериментах ⁶¹⁻⁶⁰ (см. также обзоры ^{61, 62}) позволило получить еще в 30-х—40-х годах первые ограничения на массу нейтрино. Ранняя история массы нейтрино в β -распаде весьма драматична. Наблюдавшееся ⁵²⁻⁵⁴ расхождение теоретических предсказаний ⁶³ с экспериментальными данными первоначально интерпретировалось как возможный эффект массы нейтрино. Такая интерпретация экспериментальных данных ^{53, 54} давала различную величину массы нейтрино (0,3 m_e и 0,8 m_e) в распадах различных ядер. В работе ⁵⁵ было показано, что в действительности было неправильно само теоретическое описание β -распада, а экспериментальные данные позволяли получить лишь верхнюю границу массы нейтрино. Последующее ^{56, 57} исследование β -распадов ThC и RaE привело к ограничениям $m_\nu < 1/50 \div 1/100 m_e$, значительно усиленным в измерениях ⁵⁸⁻⁶⁰ спектра β -распада трития: $m_\nu < 1/500 \div 1/1000 m_e$.

в β -распаде равна в этом случае $E_0 - m_\nu c^2$, а не просто E_0 — разности масс начального и конечного ядра — как при $m_\nu = 0$. Выявление этого эффекта требует очень точного, независимого измерения величины E_0 . При $m_\nu \approx 10\text{--}100$ эВ разность масс трития и He^3 должна быть известна с точностью на 1—2 порядка величины лучшей, чем дает современная масс-спектроскопия. Однако задачу измерения разности масс однозарядного иона He^3 и трития нужно считать вполне реальной. Решение этой задачи расширило бы область поиска эффектов массы нейтрино.

При ненулевой массе нейтрино должна меняться форма β -спектра вблизи максимальной энергии электронов $E_0 - m_\nu$. Действительно, кинетическая энергия E_ν нейтрино, испускаемых в β -распаде, связана с кинетической энергией электронов E соотношением $E + E_\nu = E_0 - m_\nu c^2$, и при $E_0 - m_\nu - E \approx E_\nu \sim m_\nu c^2$ испускаемые нейтрино становятся нерелятивистскими. В ультрарелятивистском пределе ($E_\nu \gg m_\nu c^2$) $E_\nu \approx \approx cp_\nu$, и в нерелятивистском пределе ($E_\nu \ll m_\nu c^2$) $E_\nu = p_\nu^2/2m_\nu$. Изменение зависимости кинетической энергии нейтрино от импульса нейтрино, при переходе от $E_0 - E \gg m_\nu c^2$ к области $E_0 - E \sim m_\nu c^2$ должно вызывать в соответствии с законами сохранения энергии и импульса характерное изменение формы спектра электронов как $1 - [m_\nu^2/2 (E_0 - E)^2]$, $E_0 - E \gg \gg m_\nu c^2$ (рис. 3). Если масса нейтрино мала, то изменение формы β спектра происходит в очень малом энергетическом интервале вблизи максимальной энергии *). По закону β -распада вероятность того, что энергия распадаемых электронов окажется вблизи E_0 , мала. Поэтому необходимо добиваться максимального уменьшения фона, чтобы как можно ближе подойти в измерениях к граничной энергии $E_0 - m_\nu$ и расширить интервал измерений, где изменение формы спектра превышало бы статистическую ошибку регистрации, т. е. стало бы заметным. Вот почему потребовалось 50 лет, чтобы в опытах по β -распаду появились экспериментальные указания на ненулевую массу нейтрино.

В эксперименте Любимова, Новикова, Нозика, Третьякова и Козика¹ измерялся спектр β -распада трития $\text{T} \rightarrow \text{He}^3 + e + \bar{\nu}_e$. Для выделения эффектов массы нейтрино желательно, чтобы величина E_0 была как можно меньше, так, чтобы относительная доля β -распадов, в которых энергия электронов лежит в «массочувствительном» интервале спектра, была побольше. С этим и был связан выбор трития, в β -распаде которого величина E_0 минимальна (~ 18 кэВ). Тритий в свободном состоянии газообразен, поэтому для повышения плотности трития в источнике использовалось сложное органическое соединение валин ($\text{C}_5\text{H}_{11}\text{NO}_2$), в молекуле которого в среднем 2 из 11 атомов водорода заменены тритием. Используемый в измерениях β -спектрометр ИТЭФ обладал тем преимуществом, что фон был в 15 раз ниже, чем в лучших предыдущих исследованиях

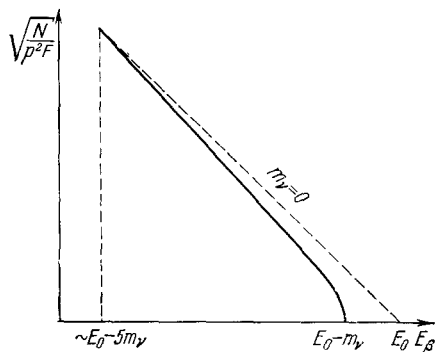


Рис. 3. График Кюри (деализированный) для β -спектра распада $\text{H}^3 \rightarrow \text{He}^3 + e^- + \bar{\nu}_e$.

Сплошная линия — случай $m_\nu \neq 0$, штриховая линия — $m_\nu = 0$.

*) Грубо говоря, при равном разрешении имеет место соотношение $\Delta E \cdot \Delta m = \text{const}$, где ΔE — массочувствительный интервал, Δm — точность в определении массы.

при одинаковой статистике и разрешении. Это привело к расширению «массочувствительного интервала» приблизительно в 2,5 раза, за счет чего авторы надеялись улучшить существовавшую верхнюю границу m_{ν} . Однако, основываясь на проведенном ими анализе, авторы¹ считают, что предположение о нулевой массе нейтрино несовместимо с экспериментальными данными.

При выделении эффектов массы нейтрино возникали неопределенности, связанные со сложной структурой уровней возбужденных состояний валина, с поправками на вид функции разрешения и т. д. Авторы эксперимента¹ на основе полученных данных делают вывод, что, несмотря на все

неопределенности, масса нейтрино должна быть больше, чем 14 эВ. Итак, авторы эксперимента¹ считают, что независимо от гипотез, используемых при обработке наблюдаемых событий, при тех систематических ошибках, которые они (авторы¹) могут допустить, экспериментальные данные¹ свидетельствуют в пользу ненулевой массы покоя нейтрино.

Вопрос о величине массы покоя нейтрино оказывается более сложным. Эта величина определяется из эксперимента¹ неоднозначно и авторы¹ приводят допустимый интервал значений

$$14 < m_{\nu} < 46 \text{ эВ.} \quad (2.1)$$

Имея в виду возможное смешивание различных сортов нейтрино

Рис. 4. График Кюри (идеализированный) для β -распада $N^3 \rightarrow Ne^3 + e^- + \bar{\nu}_e$. В случае нескольких масс нейтрино $m_1 > m_2 > m_3 \neq 0$.

(см. ниже), отметим, что хотя указанные данные были получены из β -распада, в котором образуется электронное (анти) нейтрино ($\bar{\nu}_e$), результаты опыта¹ нельзя интерпретировать как измерение «массы электронного нейтрино».

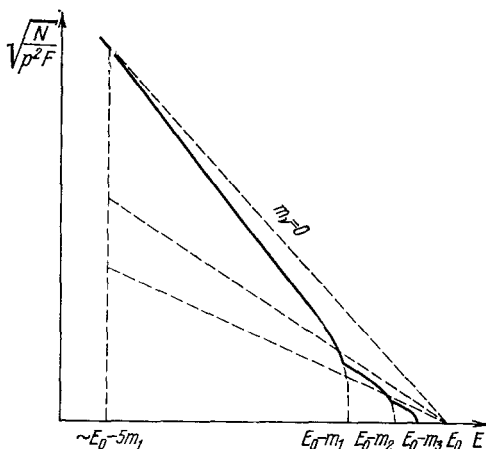
Состояние $\bar{\nu}_e$, обладающее определенным (электронным) лептонным зарядом, может не иметь определенной массы и являться суперпозицией*) нейтринных состояний с различными массами $m_1 > m_2 > m_3$. Как отмечалось в работе^{64, 50}, изменение β -спектра вблизи E_0 должно быть в этом случае более сложным (рис. 4).

Точность измерений в эксперименте¹ недостаточна, чтобы отличить суперпозицию эффектов нескольких масс $\bar{\nu}_e$ от случая, когда изменение спектра вызывается определенной массой $\bar{\nu}_e$ m_{ν_e} .

Однако, как отмечали авторы¹, обработка данных эксперимента¹ в предположении нескольких массовых параметров, например, двух m_1, m_2 , допускает возможность того, что $m_1 \sim 30$ эВ и $m_2 \ll m_1$, причем доля состояния с массой m_1 и $\bar{\nu}_e$ может быть даже меньше 50% **). Как мы увидим ниже, такая возможность может иметь интересные астрофизические следствия.

*) См. об осцилляциях ниже в п. в) гл. 2.

**) Мы благодарны В. А. Любимову и В. З. Нозикку, обратившим наше внимание на это обстоятельство.



б) Лептоны и лептонные заряды

В настоящее время, помимо электрона e и позитрона e^+ , известно еще два других типа лептонов (и их античастиц) μ^\mp и τ^\mp с массами соответственно $m_e = 0,511$ МэВ

$$m_\mu = 105 \text{ МэВ и } m_\tau = 1760 \text{ МэВ } \mu \text{ и } \tau$$

по своим свойствам подобны электрону, и, в общем-то, совершенно непонятно, зачем они существуют. Термин «лептон» происходит от греческого «лептос» — малый, легкий, и если он был уместен для относительно легких e и μ , то, говоря так о τ , неизбежно приходится добавлять прилагательное — тяжелый. Считается, что каждому типу заряженных лептонов соответствует свой тип нейтрино.

Как показывает опыт, нейтрино, образующееся вместе с μ :

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \gamma_\mu \bar{\nu}_\mu \quad (2.2)$$

при взаимодействии с нуклоном дает

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n, \quad \nu_\mu + n \rightarrow \bar{\mu} + p \quad (2.3)$$

но не дает

$$\bar{\nu}_\mu + p \not\rightarrow e^+ + n, \quad \nu_\mu + n \not\rightarrow \bar{e} + p \quad (2.4)$$

так что ν_μ и ν_e — разные частицы.

Прямые экспериментальные доказательства существования τ -нейтрино такие, как $\nu_\tau + n \rightarrow p + \tau^-$ реакция, в настоящее время отсутствуют. О свойствах ν_τ судят пока только косвенно — по уносимой им энергии в распаде τ -лептона. Отсюда же получено ограничение на массы ν_τ : $m_{\nu_\tau} < 250$ МэВ *).

Если бы τ -лептон распадался не на ν_τ , а на ν_e или ν_μ , то это означало бы сильное несохранение лептонного заряда и в пучках ν_e и ν_μ должно было бы происходить образование τ -лептона, например, $\nu_\mu + n \rightarrow \tau + p$. На опыте такие реакции не наблюдаются; отсюда получается ограничение на вероятность слабых процессов, вызываемых ν_μ (ν_e) $\rightarrow \tau$ переходом, и, следовательно, на вероятность распада τ -лептона в ν_e и ν_μ .

Данные о полной вероятности распада τ -лептона пока неопределенны, но их уточнение, по-видимому, позволит исключить указанную возможность. О существующих экспериментальных ограничениях на свойства τ и ν_τ см. обзор ¹¹⁶.

Отсутствие $\nu_\mu \rightarrow e$ или $\nu_e \rightarrow \mu$ процессов имеет несколько различных интерпретаций. Согласно одной из них каждый тип заряженных лептонов и их нейтрино состоит из своего вещества, и существуют сохраняющиеся по отдельности электронный, мюонный и τ заряд. В работах Зельдовича ⁴⁴, Конопинского и Махмуда ⁴⁵ предлагалась иная интерпретация, согласно которой e^- , μ^+ , ν_e и $\bar{\nu}_\mu$ имеют один и тот же общий лептонный заряд, так что ν_μ , обладающий противоположным зарядом, не может перейти в e^- . В такой схеме сохранение лептонного числа не запрещает реакцию $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e + p$, но в отсутствие правых токов эта реакция запрещена — по соображениям спиральности: левые токи не могут переводить правые нейтрино в левый электрон.

*) Существующие данные не исключают, например, возможность того, что $m_{\nu_\tau} \approx 200$ МэВ и что ν_τ нестабильно и имеет, например, время жизни $\sim 10^{-4} - 10^{-2}$ с. Напомним, что наиболее сильные ограничения на массу стабильных ν_μ и ν_τ дает космология ⁵, ⁶³. Однако в случае нестабильных нейтрино космологические ограничения существенно ослабляются (см. обзор ⁶⁵).

Сохранение лептонного числа (лептонных зарядов) проверено с точностью около нескольких процентов, так что нет никаких оснований считать, что соответствующие законы сохранения имеют столь же абсолютный характер, сколь сохранение электрического заряда.

Отметим, что в ряде современных теорий частицы группируются так, что электрон и нейтрино попадают в одну группу (семейство) частиц с той парой кварков, из которой построены протоны и нейтроны; мюоны и мюонные нейтрино объединяются со «странными» и «очарованными» кварками, входящими в состав соответствующих «странных» адронов и «адронов с очарованием».

Наконец, в третьем семействе находятся заряженный тау-мезон и его нейтрино, по предположению, вместе с двумя еще более тяжелыми кварками. Эти кварки, входя в состав адронов, должны давать еще более тяжелые частицы. Сегодня открыты только частицы с «прекрасным» b -кварком, прямых доказательств существования самого тяжелого шестого типа кварков нет.

Частицы второго и третьего семейства тяжелее частиц первого семейства, поэтому они распадаются, превращаясь в частицы первого семейства. Этот распад происходит по законам слабого взаимодействия, что дает время жизни странных частиц и мюона порядка $10^{-10} \div 10^{-6}$ с. Время жизни частиц третьего семейства существенно меньше. Таким образом, вопрос о том, «почему» или «зачем» существуют мюоны и тау-лептоны, заменяется на вопрос о том, почему существуют три семейства частиц *). В первом приближении — в пренебрежении массой нейтрино — три типа нейтрино не превращаются друг в друга, в отличие от превращений тяжелых кварков в легкие. Однако стабильность нейтрино — это не догма!

в) Нейтринные осцилляции

Явление осцилляций хорошо изучено в системе $K^0 - \bar{K}^0$ -мезонов, K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны имеют противоположную странность — специфический заряд, определяемый числом странных s -кварков или анти- s -кварков (\bar{s}), входящих в состав адрона. K^0 состоит из s - и d -кварков, \bar{K}^0 — из s и \bar{d} . В процессах электромагнитного и сильного взаимодействий s -кварки могут исчезать только за счет парной $s\bar{s}$ -аннигиляции, так что число s -кварков минус число анти- s -кварков (\bar{s}) сохраняется. Но в процессах слабого взаимодействия кварки могут исчезать поодиночке, превращаясь в u - и d -кварки в соответствии с сохранением барионного заряда, например, в процессе $\bar{s} + d \rightarrow \bar{u} + u$ или $s + \bar{d} \rightarrow u + \bar{u}$. Таким образом, слабое взаимодействие может вызывать переходы

$$K^0 = (s\bar{d}) \rightarrow (u\bar{u}) \rightarrow (s\bar{d}) = \bar{K}^0. \quad (2.5)$$

Вследствие таких переходов K^0 - и \bar{K}^0 -состояния с определенной странностью не являются состояниями с определенным значением массы. Определенную массу (и время жизни) имеют $K_1 = (K^0 + \bar{K}^0)/\sqrt{2}$ и $K_2 = (K^0 - \bar{K}^0)/\sqrt{2}$ состояния, причем их массы $m_{K_1} \neq m_{K_2}$. Если в каком-то адронном процессе образуется, например, K^0 -мезон с энергией E , т. е.

*) Возможно, ответ на этот вопрос связан с тем, что нарушение CP является общим следствием моделей с тремя семействами кварков⁶⁶. Три семейства кварков нужны, если мы хотим связать барионную асимметрию Вселенной с CP -несимметрией рождения барионов. Космологические ограничения на число семейств см. в⁶⁵ и в гл. 4 нашей статьи.

состояние $K^0 = \frac{K_1 + K_2}{\sqrt{2}}$, где K_1 и K_2 имеют энергию E , и импульсы $p_1 = \sqrt{E^2 - m_{K_1}^2}$ и $p_2 = \sqrt{E^2 - m_{K_2}^2}$, то на расстоянии x от источника мы будем иметь состояние

$$K(x) = \frac{K_1(0)}{\sqrt{2}} e^{ip_1 x} + \frac{K_2(0)}{\sqrt{2}} e^{ip_2 x} = \\ = \frac{1}{2} K^0 (e^{ip_1 x} + e^{ip_2 x}) + \frac{1}{2} \bar{K}^0 (e^{ip_1 x} - e^{ip_2 x}). \quad (2.6)$$

В первоначально чистом K^0 -пучке возникает примесь \bar{K}^0 . Доля \bar{K}^0 зависит от расстояния x от источника:

$$P(\bar{K}^0) = \frac{1}{2} [1 - \cos(p_1 - p_2)x] = \sin^2 \frac{(p_1 - p_2)x}{2} = \sin^2 \frac{\delta m_K^2 x}{4E},$$

где

$$\delta m_K^2 = m_{K_1}^2 - m_{K_2}^2,$$

и мы воспользовались тем, что при $E \gg m_{K_1}, m_{K_2}$, $p_{1,2} \approx E - (m_{K_{1,2}}^2/2E)$. Примесь \bar{K}^0 в пучке K^0 осциллирует с изменением расстояния. Мы намеренно упростили здесь описание осцилляций в системе $K^0 - \bar{K}^0$ (в действительности следует учитывать и различие во времени жизни K_1 и K_2 и эффекты нарушения CP -инвариантности), чтобы подчеркнуть сходство нейтринных осцилляций с осцилляциями в $K^0 - \bar{K}^0$ -системе.

Б. М. Понтекорво ⁶⁷ первым обратил внимание (еще в 1957 г.) на то, что если лептонный заряд *) не сохраняется строго и если у нейтрино есть малая ненулевая масса покоя, то аналогично $K^0 - \bar{K}^0$ -осцилляциям могут возникнуть нейтринные осцилляции. Для возникновения нейтринных осцилляций важно, чтобы одновременно выполнялись оба условия, одного только несохранения электронного или мюонного заряда, которое могло бы вызывать процессы типа $\mu^+ \rightarrow 2e^+ + e^-$, еще недостаточно; для осцилляций необходимо, чтобы собственное время частицы $c^2 \tau^2 = c^2 t^2 - x^2$ было отлично от нуля, т. е. нужна ненулевая масса покоя.

Если у нейтрино есть масса покоя, то нейтринные состояния с определенным лептонным числом (ν_e, ν_μ, ν_τ) не обязательно обладают определенным значением массы.

Пусть квантовые состояния, например, ν_e и ν_μ являются суперпозицией состояний ν_1 и ν_2 с определенными массами m_1 и m_2 :

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \sin \alpha \cdot |\nu_1\rangle + \cos \alpha \cdot |\nu_2\rangle, \\ |\nu_\mu\rangle &= \cos \alpha \cdot |\nu_1\rangle - \sin \alpha \cdot |\nu_2\rangle. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Тогда, если в каком-нибудь процессе, например, в β^+ -распаде, происшедшем в точке $x = 0$, образовалось ν_e , то поскольку энергия распада известна, энергия нейтрино фиксирована, и при $m_1 \neq m_2$ импульсы $p_1 \neq p_2$. Поэтому на расстоянии x от источника мы будем наблюдать суперпозицию плоских волн

$$|\nu(x)\rangle = \sin \alpha e^{ip_1 x} |\nu_1\rangle + \cos \alpha e^{ip_2 x} |\nu_2\rangle. \quad (2.8)$$

При данной энергии $E \gg m_1, m_2$ мы имеем (в системе единиц $\hbar = c = 1$)

$$p_1 = \sqrt{E^2 - m_1^2} \approx E - (m_1^2/2E), \quad p_2 = \sqrt{E^2 - m_2^2} \approx E - (m_2^2/2E),$$

*) В современной формулировке три различных лептонных заряда, электронный, мюонный и тау-заряды, не сохраняются строго ... В последнее время во многих публикациях за рубежом ссылаются на более поздние работы ⁶⁸⁻⁷⁰, забывая про работы ⁶⁷, подтверждающие абсолютный приоритет Б. М. Понтекорво в этом вопросе.

поэтому нейтринное состояние $\nu(x)$ описывается плоской волной $A(x) e^{ip_1 x}$ с осциллирующей амплитудой:

$$A(x) = \sin \alpha \cdot |\nu_1\rangle + \cos \alpha \cdot e^{i(m_1^2 - m_2^2)x/2E} |\nu_2\rangle. \quad (2.9)$$

В случае нейтрино мы умеем регистрировать только состояния с определенным лептонным зарядом (ν_e, ν_μ, \dots), а вероятность зарегистрировать такие состояния зависит от расстояния; например, вероятность зарегистрировать ν_e на расстоянии x от источника ν_e пропорциональна

$$P(\nu_e) = 1 - \sin^2 2\alpha \cdot \sin^2 \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{4E} x \right). \quad (2.10)$$

Возникают наблюдаемые эффекты осцилляций, причем величина $L = 4\pi E / (m_1^2 - m_2^2)$ характеризует длину осцилляций (на этом расстоянии $P(\nu_e)$ минимально, $P(L) = 1 - \sin^2 2\alpha$. Затем $P(2L) = 1$ и т. д.).

Если размеры источника или детектора велики по сравнению с осцилляционной длиной, происходит усреднение вклада осцилляций, так что средний поток оказывается равным $\bar{P} = 1 - (1/2) \sin^2 2\alpha$. При $\alpha = \pi/4$, $P(L) = 0$, $\bar{P} = 1/2$.

Вопрос о том, какие состояния возникают в процессе осцилляций, связан с природой массы нейтрино. Если масса чисто дираковская или чисто майорановская, то происходят осцилляции $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ ($\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$) или $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ ($\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\tau$). Возможные в случае майорановской массы переходы типа $\nu_{eL} \leftrightarrow \bar{\nu}_{\mu R}$, подавлены вследствие приближенного (с точностью $\sim m_\nu/E_\nu$) сохранения спиральности. Если же нейтрино имеет и дираковскую, и майорановскую массу, т. е. существуют $\psi_\nu, \bar{\psi}_\nu$ -состояния правых нейтрино и левых антинейтрино и недиагональные массовые переходы $\Phi \leftrightarrow \bar{\Phi}$ и $\Phi \leftrightarrow \Psi$, то могут дополнительно возникать $\nu - \bar{\nu}$ -переходы^{67, 71, 64, 72, 73} в практически не регистрируемые современными детекторами состояния: $\nu_{eL} \leftrightarrow \bar{\nu}_{\mu L}$ ($\Phi_{\nu_e} \leftrightarrow \bar{\Psi}_{\nu_\mu}$) и т. п.

3. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ МАССИВНЫХ НЕЙТРИНО

а) Солнечные нейтрино и осцилляции в лабораториях

Возможность нейтринных осцилляций оказалась очень актуальной в связи с проблемой нейтрино от Солнца^{3, 4}. В ядерных процессах в недрах Солнца образуются только электронные нейтрино. При наличии нейтринных осцилляций часть электронных нейтрино может превратиться в ν_μ или ν_τ . Нейтринные детекторы на Земле могут регистрировать только ν_e (методика регистрации основывается на реакции $\nu_e + \text{Cl}^{37} \rightarrow e + \text{Ar}^{37}$). Энергии солнечных нейтрино много меньше порога образования μ и τ , ν_μ и ν_τ таких энергий не могут вызывать реакцию $\nu_{\mu(\tau)} + \text{Cl}^{37} \rightarrow \mu(\tau) + \text{Ar}^{37}$. Поэтому вследствие осцилляций регистрируемый поток нейтрино будет меньше, чем предсказываемый теорией*). Следовательно, нейтринные осцилляции могли бы объяснить наблюдаемое^{3, 4} уменьшение потока солнечных нейтрино. Однако тот факт, что поток, по-видимому, меньше рассчитанного, нельзя рассматривать как доказательство осцилляций —

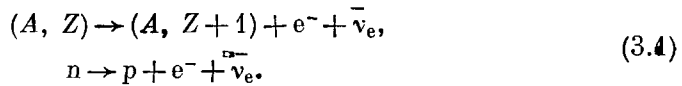
*) При массе и разности масс нейтрино порядка эВ на астрономических расстояниях происходит полное усреднение: дираковская или майорановская масса может вызывать уменьшение потока не более чем в три раза, в смешанном случае дираковской и майорановской массы — не более чем в шесть раз.

это уменьшение могло бы вызываться и другими астрофизическими и экспериментальными причинами. Важно подчеркнуть, что, каковы бы ни были эти причины, нет никаких оснований сомневаться в основной принципиальной правильности наших представлений о физике процессов в Солнце, в том, что основным источником солнечной энергии являются термоядерные процессы в его недрах. Это подтверждается уже самим фактом наблюдения нейтрино от Солнца. Если же лабораторные эксперименты укажут на существования осцилляций — уменьшение нейтринного потока будет естественным следствием осцилляций.

Отметим, что если длина осцилляций велика ($L \sim 10^{10} - 10^{11}$ см, что отвечает $\delta m^2 \sim 10^{-8} - 10^{-9}$ эВ) и превышает размеры Земли, то в наблюдениях солнечных нейтрино может проявляться эффект Померанчука — периодическое изменение сигнала, вызванное эллиптичностью орбиты Земли вокруг Солнца. Чувствительные детекторы солнечных нейтрино могли бы стать в этом случае ценным дополнением лабораторных установок по поискам нейтринных осцилляций. Для поиска эффекта Померанчука в экспериментах с солнечными нейтрино необходимо выделение вклада монохроматических нейтрино от реакций $e^- + \text{Be}^7 \rightarrow \nu_e + \text{Li}^7$ или $p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e$. Согласно ⁷⁴, возможно, уже в наблюдениях ^{3, 4} Дэвиса проявляется эффект Померанчука, обусловленный осцилляциями монохроматических нейтрино с $\delta m^2 \approx 5 \cdot 10^{-10}$ эВ². Однако вряд ли это можно считать в настоящее время сколько-нибудь надежно установленным.

Недавно появились лабораторные указания ^{75, 76} на осцилляции нейтрино. На чем основаны эти указания?

Осколки от деления урана в реакторе (A, Z) являются нейтронно-избыточными изотопами, нестабильными относительно β -распада. Поэтому в реакторе образуются электронные антинейтрино за счет распадов



Поток $\bar{\nu}_e$ от реактора можно зарегистрировать по реакции обратного β -распада



При этом регистрируется и нейтрон по реакции $n + \text{Cd} \rightarrow \gamma + \dots$ и позитрон по черенковскому излучению и последующей аннигиляции $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$. Замечательно, что измерения энергии позитрона однозначно позволяют восстановить энергию регистрируемых антинейтрино:

$$\begin{aligned} \text{энергия } \bar{\nu}_e &= \text{энергия } e^+ + (m_n - m_e - m_p) c^2, \\ &= \text{энергия } e^+ + 2,3 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

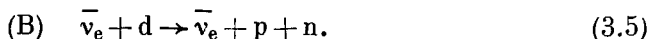
Можно сравнивать измеряемый спектр ν с расчетным. Эксперименты проводились на двух расстояниях от реактора на шесть и 11 м. По мнению авторов ^{75, 76}, зависимость числа событий от E/L имеет осцилляторный характер *) (рис. 5).

В пучках $\bar{\nu}_e$ от реактора может происходить реакция расщепления дейтона d



*) Точнее, авторы усматривают наличие отклонения наблюдаемого спектра от вычисленного и утверждают, что эти отклонения имеют два максимума, причем положение максимума по энергии зависит от расстояния.

Возможно расщепление дейтона без образования e^+ за счет нейтральных токов



Если вследствие осцилляций происходят $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$ или $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\tau$ переходы, то число реакций (А) должно уменьшаться. Реакции (В) происходят для $\bar{\nu}_\mu$ и $\bar{\nu}_\tau$ с той же вероятностью, что и для $\bar{\nu}_e$, поэтому при наличии осцилляций $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\tau$ число реакций (В) не меняется. Это число могло бы уменьшиться, если существуют переходы в зеркальные состояния (см. 1в): $\bar{\nu}_\nu \leftrightarrow \psi_\nu$, поскольку вероятность реакции (В) для зеркальных состояний ничтожна, но соответственно должно уменьшиться и число

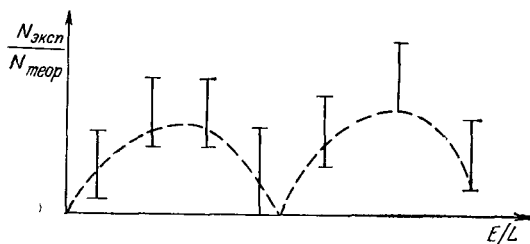


Рис. 5. Осцилляции отношения наблюдаемого и ожидаемого числа событий.

реакций (А), поэтому независимо от деталей осцилляций отношение $R = \text{число реакций (А)} / \text{число реакций (В)}$ может служить индикатором существования осцилляций. Однако точно измерить величину R довольно трудно. Для экспериментального выделения реакции (В) нужно зарегистрировать конечный нейтрон от развала дейтерия, а в случае реакции (А) необходима одновременная регистрация двух нейтронов. Поскольку не все нейтроны регистрируются, в определении числа реакций (А) и отношения R возникает значительная неточность, усугубляемая различием во взаимодействии нуклонов в конечных состояниях реакций (А) и (В). Соответственно затрудняется и выявление эффектов осцилляций. С этой точки зрения данные по осцилляциям ⁷⁵, ⁷⁶, основанные на измерении отношения R критиковались Фейнманом и Фогелем ⁷⁷. Было показано, что в этих данных есть внутренние несогласованности, и на основе независимой обработки данных делался вывод, что существующие указания на наличие осцилляций есть только следствие неточностей в измерениях. Планируемые новые эксперименты, по-видимому, уже в ближайшее время позволят выяснить вопрос о том, существуют ли нейтринные осцилляции.

В этой связи в работах ⁷⁸, ⁷⁹ высказывались интересные предположения поиска эффектов нейтринных осцилляций в νe -рассеянии. Рассеяние электронного нейтрино на электроны происходит как за счет обмена заряженным W^\pm -бозоном, так и за счет обмена нейтральным Z^0 -бозоном. ν_μ и ν_τ могут рассеиваться на электроны только за счет Z^0 -обмена. Предсказывается, что сечение $\nu_e e$ -рассеяния должно приблизительно в шесть раз превосходить сечения рассеяния ν_μ и ν_τ на электроны. Если существуют $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ и $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ осцилляции, то в монохроматических пучках нейтрино должны наблюдаться обусловленные такими превращениями осцилляции сечения рассеяния нейтрино на электроны. Если в источнике образуются электронные нейтрино ν_e , то их осцилляции в ν_μ или ν_τ уменьшают сечение рассеяния на электроны. Наоборот, осцилляции ν_μ или ν_τ в ν_e увеличивают сечение взаимодействия нейтрино с электронами. В немонахроматических пучках эффекты осцилляций усредняются, уменьшая (в пучках ν_e) или увеличивая (в пучках ν_μ или ν_τ) эффективное сечение взаимодействия с электронами.

В отсутствие осцилляций сечения рассеяния антинейтрино $\bar{\nu}_e$ и $\bar{\nu}_\mu$ ($\bar{\nu}_\tau$) отличаются всего в три раза. Поэтому эффекты нейтринных осцилляций

в рассеянии антинейтрино на электронах должны проявляться слабее, нежели в рассеянии нейтрино.

В опытах с нейтрино от Солнца с антинейтрино от реакторов экспериментаторы имеют дело с электронными нейтрино и антинейтрино. Именно с этим сортом нейтрино (антинейтрино) связаны имеющиеся подозрения на нейтринные осцилляции.

В экспериментах на ускорителях главными источниками нейтрино являются распады π - и K -мезонов, в которых преимущественно образуются нейтрино другого сорта — мюонные нейтрино ν_μ и антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$. В опытах с мюонными нейтрино и антинейтрино никаких указаний на существование осцилляций нет, и экспериментальные данные устанавливают ограничения на параметры осцилляций ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$). Отсутствие наблюдаемых эффектов осцилляций мюонных нейтрино и антинейтрино должно означать либо слабое смешивание мюонных нейтрино (антинейтрино) с нейтрино (антинейтрино) остальных сортов — малую величину $\sin 2\alpha$ и, следовательно, малую амплитуду осцилляций, либо малую величину δm^2 и, следовательно, большую длину осцилляций.

Наиболее сильные ограничения на величину δm^2 (в предположении сильного смешивания) можно получить из экспериментов с космическими нейтрино^{80, 81}. Взаимодействие космических протонов в атмосфере вызывает образование заряженных π - и K -мезонов, распады которых являются источниками «атмосферных» мюонов и мюонных нейтрино. Поскольку в таких распадах образование мюонов неизбежно сопровождается образованием мюонных нейтрино, по наблюдаемым потокам «атмосферных» мюонов можно рассчитать⁸² поток образующихся «атмосферных» нейтрино. Нейтрино могут проходить сквозь толщу земного грунта даже с противоположной стороны Земли. В результате взаимодействия таких приходящих снизу мюонных нейтрино образуются быстрые мюоны, регистрируемые в установке Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ АН СССР. Авторы⁸³ на основе наблюдений прохождения быстрого мюона «снизу вверх» делают вывод о соответствии наблюдаемого числа событий расчетному. Если бы существовали осцилляции $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ или $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ с $\delta m^2 > 0,01 \text{ эВ}^2$ (при максимальном смешивании $\sin 2\alpha \sim 1$), то поток ν_μ , приходящих «снизу» в нейтринный телескоп, был бы меньше расчетного (часть ν_μ переходила бы в ν_e или ν_τ) и, соответственно, наблюдалось бы меньше быстрых мюонов. Хорошее согласие ожидаемого и наблюдаемого числа событий позволяет⁸³ поэтому получить ограничение для $\nu_\mu \leftrightarrow$ все: $\delta m^2 < 0,01 \text{ эВ}^2$ (при максимальном смешивании). Это ограничение существенно зависит от предположения о большой величине угла смешивания. При малом смешивании ограничение отсутствует.

б) Нестабильность нейтрино

Несохранение лептонного заряда при ненулевой массе нейтрино может приводить не только к нестабильности состояний с определенным лептонным зарядом ν_e , ν_μ , ν_τ (нейтринным осцилляциям), но может и вызывать распады нейтринных состояний с определенной массой ν_1 , ν_2 , ν_3 , например, электромагнитный распад

$$\nu_1 \rightarrow \nu_2 + \gamma \quad (3.6)$$

более тяжелого нейтрино ν_1 в более легкое ν_2 . Оценки⁸⁴⁻⁸⁶ показывают, что вероятность такого распада пропорциональна $W \sim G_F^2 \alpha m_\nu^5 \sum_i (m_i^2/m_W^2)^2$, и при $m_{\nu_1} \sim 30 \text{ эВ}$ ($m_{\nu_1} \gg m_{\nu_2}$) время жизни ν_1 составляет $\tau \approx 5 \cdot 10^{26} \text{ с} \approx 10^{29} \text{ лет}$. Таким образом, предсказываемое теорией время жизни нейтри-

но на 19 порядков величины превышает возраст Вселенной ($\sim 10^{10}$ лет). Вероятность распада нейтрино мала, поскольку мала величина массы нейтрино, а вероятность распада (3.6) пропорциональна m_ν^5 . Кроме того, имеется дополнительный фактор подавления $\sum_l (m_l^2/m_W^2)^2$, связанный с ортогональностью матрицы смешивания нейтринных состояний. Дело в том, что процесс (3.6) происходит за счет виртуальных переходов $\nu_1 \rightarrow l + W \rightarrow l + W + \gamma \rightarrow \nu_2 + \gamma$, а переходы $\nu_1 \rightarrow l + W$ и $l + W \rightarrow \nu_2$ пропорциональны элементам матрицы смешивания a_{1l} и a_{l2} . В пределе $m_W \rightarrow \infty$ амплитуда $\nu_1 \rightarrow \nu_2 + \gamma$ распада определяется суммой по всем заряженным лептонам $\sum_l a_{1l}a_{l2}$, равной нулю вследствие того, что матрица смешивания ортогональна. Действительно, в случае двух сортов нейтрино (см. (2.7)) имеем $a_{1e} = \cos \alpha$, $a_{1\mu} = -\sin \alpha$, $a_{2e} = \sin \alpha$, $a_{2\mu} = \cos \alpha$ и $a_{1e}a_{e2} + a_{1\mu}a_{\mu 2} = \sin \alpha \cdot \cos \alpha - \sin \alpha \cdot \cos \alpha = 0$. Ненулевое значение амплитуды распада (3) получается только в первом порядке по m_l^2/m_W^2 : сумма

$$\sum_l a_{1l}a_{l2} \frac{m_l^2}{m_W^2} \neq 0. \quad (3.7)$$

Так, в случае двух сортов нейтрино

$$\sin \alpha \cdot \cos \alpha \frac{m_e^2}{m_W^2} - \sin \alpha \cdot \cos \alpha \frac{m_\mu^2}{m_W^2} \approx -\frac{m_\mu^2}{m_W^2} \sin \alpha \cdot \cos \alpha. \quad (3.8)$$

В сумме $\sum_l a_{1l}a_{l2} (m_l^2/m_W^2)$ и, следовательно, в амплитуде распада (3.6) доминирует вклад самого тяжелого заряженного лептона.

При столь малой вероятности процесс (3.6) практически ненаблюдаем в лабораторных условиях.

В последнее время широко обсуждаются⁸⁶⁻⁸⁸ возможности наблюдения электромагнитного излучения, обусловленного распадами (3.6) реликтовых нейтрино. Космология однозначно предсказывает (см. ниже), что современная средняя плотность числа реликтовых нейтрино $\approx 150 \text{ см}^{-3}$. К сожалению, приведенная выше теоретическая оценка времени жизни нейтрино оставляет мало надежд на регистрацию излучения от распадов (3.6). Интенсивность фотонов от распадов (3.6) реликтовых нейтрино на 10–12 порядков величины меньше наблюдаемого ультрафиолетового фона. Тем не менее желание в буквальном смысле слова «увидеть» нейтринное море (наблюдать распады (3.6) реликтовых нейтрино) оказывается столь сильным, что предпринимаются отчаянные попытки уменьшить теоретическую величину времени жизни нейтрино, используя даже не очень обоснованные теоретические построения. Во всяком случае, исходя из наблюдений ультрафиолетового фонового излучения можно утверждать⁸⁹, что время жизни нейтрино с массой 10–100 эВ относительно распада (3.6) на фотон с энергией $5 < \epsilon_\gamma < 50$ эВ должно превышать $10^{22} - 10^{23} \text{ с}$ ($\sim 10^{15}$ лет).

При наличии дираковской массы нейтрино должно обладать малым магнитным моментом $\mu_\nu \sim eG_F m_\nu \sim 10^{-13} \mu_B$ ⁹⁰⁻⁹² (при $m_\nu = 30$ эВ).

Напомним, что при движении заряженной дираковской частицы в магнитном поле, траектория и магнитный момент поворачиваются одинаково, так что спиральность частицы не меняется. Нейтрино не имеет электрического заряда. Направление движения нейтрино в магнитном поле не меняется, и при движении нейтрино в сильном магнитном поле может возникнуть прецессия спина нейтрино^{93, 94}. Обычное левое нейтрино ν_L (Ψ_ν) в сильном магнитном поле может переходить в «стерильное» правое нейтрино ν_R (Ψ_ν), практически не взаимодействующее с веществом. Предсказы-

ваемый теорией магнитный момент нейтрино мал, он много меньше существующих для него экспериментальных и астрофизических ограничений⁹⁵⁻⁹⁷, так что переворот спиральности вряд ли может происходить в межзвездных магнитных полях или в магнитном поле Солнца⁹⁸. Однако такое явление могло бы происходить в сильном магнитном поле формирующейся нейтронной звезды^{86, 93}, уменьшая наблюдаемый нейтринный импульс, сопровождающий коллапс: половина образующихся при коллапсе нейтрино переходила бы в ненаблюдаемые стерильные состояния. К сожалению, неопределенности теоретических предсказаний величины нейтринного потока делают весьма проблематичным выявление указанного эффекта.

в) Н е р е л я т и в и с т с к и е н е й т р и н о ?

Если масса нейтрино имеет величину 30 эВ, то во всех лабораторных экспериментах мы имеем дело преимущественно с ультрарелятивистскими нейтрино. Даже при наличии массы нейтрино ведут себя как безмассовые. Только в тех опытах московской группы¹, где регистрируется электрон с энергией между E_{\max} и $E_{\max} - m_\nu c^2$ скорость нейтрино меньше, чем 200 000 км/с. Поэтому-то так труден поиск эффектов массы нейтрино. Но согласно теории горячей Вселенной (см. следующую главу) во Вселенной должны присутствовать реликтовые нейтрино. Рожденные релятивистскими, реликтовые нейтрино становятся нерелятивистскими в ходе расширения. Эти нейтрино должны быть нерелятивистскими в современной Вселенной. Анализ⁹⁹⁻¹⁰¹ космологической эволюции массивных нейтрино показывает, что нерелятивистские реликтовые нейтрино должны быть распределены неоднородно, конденсируясь в масштабах галактик и скоплений галактик, так что плотность таких нейтрино в Галактике должна составлять $10^7 - 10^8 \text{ см}^{-3}$. Столь интенсивный фон мог бы как-то проявиться во взаимодействии с веществом.

На первый взгляд кажется, что следует обратиться к эффектам взаимодействия при высоких энергиях. Вероятность взаимодействия нейтрино с веществом растет с энергией нейтрино, а если массивные нейтрино покоятся, то с энергией налетающей частицы. Именно такая ситуация возникает в Галактике: нейтрино нерелятивистские, они почти покоятся, но в космических лучах есть частицы сверхвысоких энергий, и мы могли бы надеяться увидеть всплески, вызванные взаимодействием космических лучей с нейтринным морем. Однако хотя плотность числа нейтрино в Галактике на 7—8 порядков величины превышает плотность атомов межзвездного газа, вероятность сильного взаимодействия космических лучей с атомами настолько превосходит вероятность слабого взаимодействия с нейтрино, что такие всплески в среде будут практически ненаблюдаемы¹⁰² на фоне эффектов взаимодействия космических лучей с газом.

Но оказывается существует эффект, прямо связанный с тем, что нейтрино — нерелятивистские. Этот эффект десять лет назад рассмотрел В. Ф. Шварцман. Импульс нейтрино в Галактике мал (скорость нейтрино в Галактике ~ 300 км/с), соответственно велика длина волны нейтрино $\lambda_\nu \sim h/p_\nu \sim 10^{-2}$ см, и нейтрино будут рассеиваться когерентно на атомах в объеме λ_ν^3 . С уменьшением импульса сечение упругого рассеяния нерелятивистского нейтрино на отдельном электроны или нуклоне стремится к постоянной величине $\sigma_0 \sim G_F^2 m_\nu^2$. При когерентном взаимодействии сечение взаимодействия пропорционально квадрату числа частиц N в объеме λ_ν^3 , так что приходящееся на одну частицу сечение взаимодействия пропорционально $\sigma_0 N$.

При нерелятивистских энергиях вероятность взаимодействия нейтрино с веществом возрастает! Нужно взять пористое вещество или порошок

с характерным размером пор или частиц порядка λ_ν . В процессе когерентного рассеяния нейтрино передают веществу импульс. Передача импульса отвечает силе. Волны нейтринного моря с силой толкают вещество. Если тело покоится относительно нейтринного моря — средняя сила равна нулю, но движение в море, например, движение Земли или Солнечной системы будет вызывать передачу направленного импульса. Опыт лучше всего проводить с шариками диаметра λ_ν или с пластинками толщиной λ_ν — при этом эффект максимален. Можно изучать периодическую смену сигнала, вызываемую суточным вращением Земли. Можно измерять колебания крутильных весов с шариками из материалов, подобранных так, чтобы возникал вращательный момент. Возникает принципиальная возможность определить свое движение в нейтринном море.

Массивные нейтрино могут передавать импульс электронам. Необходимо рассмотреть когерентные эффекты взаимодействия нейтрино с электронами в сверхпроводящем состоянии, в частности, возможность генерации квантованных вихрей.

При $m_\nu \approx 30$ эВ, $v \approx 300$ км/с и потоке нейтрино $\approx 10^{15}$ см $^{-2}$ с ускорение, сообщаемое нейтринным морем движущемуся в нем телу, составляет приблизительно 10^{-19} см/с 2 . (В 1 г вещества указанное среднее ускорение реализуется в результате 10^4 столкновений нейтрино в 1 с.) Как это не кажется фантастичным, но, оказывается, такой эффект может быть наблюдаем. Современный уровень «культуры» накопления экспериментальных данных при измерении малых ускорений примерно соответствует 10^{-15} — 10^{-16} см/с 2 (10 лет назад 103 он соответствовал 10^{-13} см/с 2). Этот уровень будет достигнут в проектируемой 104 программе проверки принципа эквивалентности в космических условиях. Однако 105 , 106 не существует принципиального запрета для измерения сколько угодно малых ускорений макроскопического осциллятора. Возможно, в ближайшие десятилетия мы сможем в прямом эксперименте выяснить природу «скрытой массы»!

4. НЕЙТРИНО В ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

Современная космологическая картина складывается из двух ключевых моментов: наблюдаемого расширения Вселенной и существования электромагнитного фонового теплового излучения. Развиваемые на их основе представления об эволюции Вселенной с неизбежностью приводят к выводу о том, что в далеком прошлом, приблизительно 10—20 миллиардов лет назад, Вселенная была очень горячей, так что плотность излучения значительно превышала плотность вещества. Согласно этой картине на очень ранних этапах расширения, когда время от начала расширения составляло малые доли секунды, а температуры значительно превышали 1 ГэВ, в равновесии с излучением находились пары самых различных частиц и античастиц — лептонов и кварков. Их концентрация во Вселенной определялась термодинамическим равновесием. Теория этой стадии эволюции Вселенной тесно переплетается с самыми современными идеями теории элементарных частиц.

Взаимосвязь теории элементарных частиц и теории горячей Вселенной подробно обсуждалась в обзоре Долгова и Зельдовича в УФН 65 .

Здесь мы выделим вопрос о поведении нейтрино в горячей Вселенной, об их плотности, составе, т. е. распределении по сортам, распределении по импульсам, спиральности. Вопрос об обратном влиянии нейтрино и их массы на астрономические явления в данной статье не затрагивается. Это особая тема, требующая привлечения понятий, фактов, методов, очень далеких от теории элементарных частиц. Мы надеемся, что эта тема будет в ближайшее время освещена на страницах УФН. Рассмотрение поведения

нейтрино в горячей Вселенной является необходимым фундаментом космологии нейтринного мира.

Перейдем к описанию эволюции нейтрино в ранней Вселенной.

В ходе расширения температура падала и пары более тяжелых частиц переходили в более легкие. С понижением температуры падала плотность частиц и, естественно, падала скорость процессов их взаимодействия.

При $T \sim 3$ МэВ скорость процессов слабого взаимодействия нейтрино становится меньше скорости расширения Вселенной. Нейтрино перестают взаимодействовать с излучением. Выключается механизм, поддерживающий термодинамическое равновесие. Как мы увидим ниже, это еще не означает, что немедленно возникнет *нарушение* равновесия.

В момент отключения во Вселенной, кроме нейтрино, фотонов и малой ($10^{-8} - 10^{-10}$) примеси нуклонов в равновесии с излучением, находились электроны и позитроны. При $T \sim 1$ МэВ, на первой секунде расширения, темп расширения начинает превышать темп β -процессов $n \leftrightarrow p$, устанавливающих равновесное отношение концентраций нейтронов и протонов. Происходит закалка отношения числа нейтронов к числу протонов: при дальнейшем понижении температуры это отношение не меняется. Это существенно для последующего космологического нуклеосинтеза, но так как концентрация нуклонов мала, процессы с их участием не влияют на отношение концентраций нейтрино и фотонов. При $T \lesssim 0,5$ МэВ происходит аннигиляция электронов и позитронов. Во Вселенной остаются фотоны, нейтрино и малая ($10^{-8} - 10^{-10}$) доля электронов и нуклонов. В первые три минуты расширения нуклоны вступают в ядерные реакции, которые завершаются тем, что значительная доля нейтронов переходит в ядра He^4 . На промежуточных этапах этого перехода образуются D , T и He^3 . По окончании космологического нуклеосинтеза часть ($10^{-3} - 10^{-6}$) D , T + He^3 остается неизрасходованной, причем остаточная концентрация этих изотопов существенно зависит от плотности вещества. Основная масса нуклонов (70—80%) остается в виде протонов. При температуре 3000 К через несколько десятков тысяч лет от начала расширения протоны рекомбинируют с электронами. Горячая фаза кончается, и вещество перестает взаимодействовать с излучением.

а) М а с с а н е й т р и н о

и и х о с т а т о ч н а я к о н ц е н т р а ц и я в о В с е л е н н о й

Теория горячей Вселенной однозначно предсказывает остаточную концентрацию нейтрино. На этот факт впервые обратили внимание Герштейн и Зельдович еще в 1966 г.⁵ В ранней Вселенной нейтрино находились в равновесии с излучением. В этот период температура значительно превышала массу покоя нейтрино: нейтринный газ был ультрарелятивистским и отношение числа нейтрино к числу фотонов определялось отношением статистических множителей. При $T \sim 3$ МэВ нейтрино, оставаясь ультрарелятивистскими, перестают взаимодействовать с излучением, но отношение концентраций нейтрино и фотонов сохраняется. Благодаря взаимодействию нейтральных токов все сорта нейтрино «отсоединяются» (от плазмы и излучения) почти одновременно. Несколько позже при $T \lesssim 0,2$ МэВ происходит аннигиляция электронов и позитронов. Они отдают энергию (точнее, энтропию) фотонам. Число фотонов в единице сопутствующего объема увеличивается, в то время как число нейтрино не меняется. После этого, при $t > 10$ с, отношение числа нейтрино и фотонов уже не изменяется вплоть до настоящего времени.

Наглядно изменение соотношения между концентрациями нейтрино, фотонов и электрон-позитронных пар можно представить себе следующим

образом. Переходы $\gamma \leftrightarrow e^+e^- \leftrightarrow \bar{\nu}\nu$ можно рассматривать как каналы, сообщающие сосуды с фотонами, электрон-позитронными парами и нейтрино (рис. 6). В процессе расширения Вселенной энергия нейтрино уменьшается, уменьшается взаимодействие нейтрино, и канал, сообщавший сосуд с нейтрино с остальными сосудами, как бы перекрывается. Взаимодействие нейтрино с остальными частицами прекращается. Но если уровни

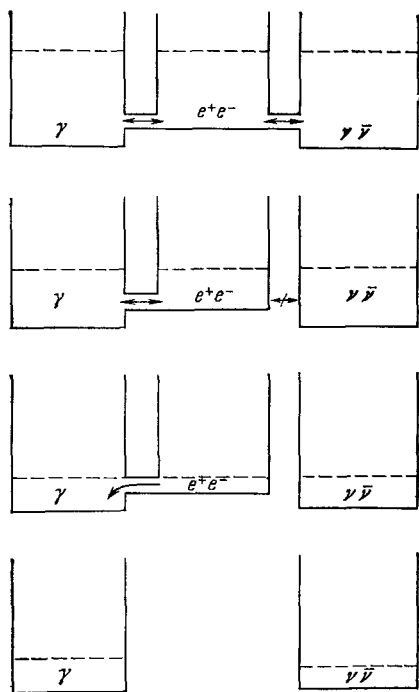


Рис. 6.

в сосудах были примерно одинаковы, а потом эти сосуды одинаково расширились — в действительности это не различные сосуды, это различные газы в одном сосуде, в одной Вселенной, — это равенство числа частиц сохранилось. Измеряя число фотонов и зная, что когда-то был период, когда фотоны и нейтрино были в равновесии, — мы делаем вывод, и вывод, по-видимому, надежный, о том, что реликтовых нейтрино примерно столько же, сколько реликтовых фотонов. Небольшое количественное отличие связано с тем, что днище сосуда с электрон-позитронными парами расположено выше, чем днище сосуда с фотонами — при $T < m_e$ наступает аннигиляция электронов и позитронов — поэтому все содержимое сосуда с электрон-позитронными парами перетекает в сосуд с фотонами. Так как сообщение с сосудом закрыто, то возникает увеличение отношения T_γ/T_ν с 1 до $(11/4)^{1/3}$. Отношение числа фотонов к числу нейтрино и антинейтрино $\nu_L + \bar{\nu}_R$ одного сорта меняется с $3/4$ до $3/11$ (см. ниже).

Если нейтрино — майорановская частица, расчет остаточной концентрации нейтрино с ненулевой, но малой, $m_\nu \ll m_e$, массой полностью совпадает с расчетом для безмассовых нейтрино (см. ⁶⁵).

Для концентрации нейтрино n_ν и антинейтрино $n_{\bar{\nu}}$ получается соотношение

$$n_\nu + n_{\bar{\nu}} = \frac{3}{4} \cdot \frac{4}{11} n_\gamma. \quad (4.1)$$

Множитель $3/4$ связан с тем, что нейтринный газ и фотонный газ описываются соответственно статистикой Ферми — Дирака и Бозе — Эйнштейна (см. вывод в ¹²¹), а множитель $4/11$ как раз и отвечает увеличению числа фотонов при электрон-позитронной аннигиляции.

Соотношение (2.1) справедливо для всех сортов нейтрино, причем в этом соотношении учитываются только левые нейтрино ψ_ν и правые антинейтрино $\bar{\psi}_\nu$. В его применимости нет сомнений, если нейтрино есть майорановская частица.

Но если нейтрино-дираковская частица, то существуют состояния правых нейтрино ψ_ν и левых антинейтрино $\bar{\psi}_\nu$ — эти состояния также должны присутствовать во Вселенной. Однако оказывается, что концентрация этих состояний должна быть по крайней мере на порядок вели-

чины меньше, чем концентрация ψ_ν и $\bar{\psi}_\nu$ ^{65, 107, 108} (если нет майорановских членов в массе, т. е. если есть сохранение лептонного заряда (см. след. п.)).

Если нет правых токов (отсутствуют процессы $\psi_\nu + e_R \rightarrow \psi_\nu + e_R$ или $\psi_\nu \psi_\nu \rightarrow e_L^+ e_R^-$) взаимодействие ψ_ν и $\bar{\psi}_\nu$ с остальными частицами происходит только за счет $\psi \leftrightarrow \phi$ ($\bar{\psi} \leftrightarrow \bar{\phi}$) переходов, обусловленных ненулевой массой покоя нейтрино. Вероятность таких переходов для ультрарелятивистских частиц ($E_\nu \gg m_\nu$) подавлена $\sim m_\nu^2/E_\nu^2$, поэтому ψ_ν и $\bar{\psi}_\nu$ имеют очень слабое взаимодействие.

Чем слабее взаимодействие частицы, тем раньше (при более высоких T) она выходит из равновесия с излучением. При температуре $T > 100$ МэВ — 1 ГэВ в равновесии с излучением находилось большое число сортов частиц: $\mu^+ \mu^-$ -пары, кварки всех сортов, глюоны и т. п. Частицы, выйдя из равновесия с излучением, сохраняют ту долю тепловой энергии (точнее, энтропии), которая приходилась на них по закону равнораспределения до выхода из равновесия. Последующие превращения тяжелых лептонов, связывание кварков и глюонов в адроны и аннигиляция адронов, аннигиляция $\mu^+ \mu^-$ -пар — увеличивают долю тепловой энергии, приходящуюся на электрон-позитронные пары, фотоны и обычные нейтрино — поэтому их температура, и, следовательно, концентрация становятся выше, чем температура (и концентрация) частиц, вышедших из равновесия до этих превращений. На нашей картинке с сосудами (рис. 7) это означает, что $\nu_R(\psi_\nu)$ и $\bar{\nu}_L(\bar{\psi}_\nu)$ заполняют отдельный сосуд, отсоединившийся от излучения задолго до отсоединения от излучения сосуда с $\nu_R(\psi_\nu)$ и $\bar{\nu}_R(\bar{\psi}_\nu)$.

В момент отсоединения сосуда $\nu_R(\psi_\nu)$ и $\bar{\nu}_L(\bar{\psi}_\nu)$ в равновесии находилось значительно больше сортов частиц; для этого момента мы должны пририсовать на рисунке много сосудов, днища которых расположены значительно выше, чем днище сосуда с электрон-позитронными парами, т. е. они как бы более «мелкие» — это сосуды с кварками различных сортов, глюонами и т. д. После того как сосуд с $\nu_R(\psi_\nu)$ и $\bar{\nu}_L(\bar{\psi}_\nu)$ отсоединился от остальных сосудов, содержимое всех более «мелких» сосудов перетекало в более «глубокие», так что в результате остались только сообщающиеся сосуды с нейтрино, фотонами и $e^+ e^-$. Ясно, что поскольку в эти сосуды влилось после отсоединения сосуда с $\nu_R(\psi_\nu)$ и $\bar{\nu}_L(\bar{\psi}_\nu)$ содержимое всех более «мелких» сосудов, то уровень в этих сосудах оказывается значительно выше, чем уровень в сосудах с $\nu_R(\psi_\nu)$ и $\bar{\nu}_L(\bar{\psi}_\nu)$ (в 10—100 раз); соответственно меньшей оказывается и концентрация $\nu_R(\psi_\nu)$ и $\bar{\nu}_L(\bar{\psi}_\nu)$, если они вообще существуют. Концентрация $\nu_R(\psi_\nu)$ и $\bar{\nu}_L(\bar{\psi}_\nu)$ могла бы быть сравнима по величине с концентрацией $\nu_L(\psi_\nu)$ и $\bar{\nu}_R(\bar{\psi}_\nu)$, только если бы существовал связанный с $\nu_R(\psi_\nu)$ и $\bar{\nu}_L(\bar{\psi}_\nu)$ зеркальный мир с достаточно боль-

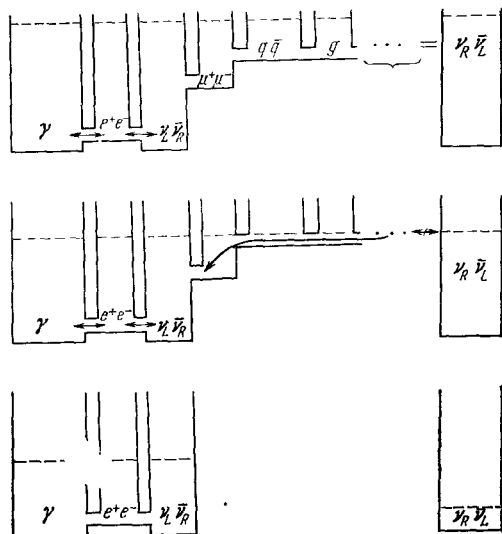


Рис. 7.

шим числом частиц это могло бы значительно повысить уровень в сосуде с ψ_ν и $\bar{\psi}_\nu$. Отвлекаясь от этой возможности, можно считать, что формула (2.1) справедлива с точностью не хуже, чем 10%, даже в случае, когда правые нейтрино и левые антинейтрино существуют.

б) Концентрация нейтрино во Вселенной и нейтринные осцилляции

Если масса нейтрино имеет чисто майорановскую или чисто дираковскую природу, то возможные эффекты нейтринных осцилляций (см. п. в) гл. 2) не могут изменить сделанных в предыдущем разделе оценок остаточной концентрации нейтрино. В обоих случаях осцилляции связывают одинаковые компоненты различных сортов нейтрино и антинейтрино $\varphi \leftrightarrow \bar{\varphi}$ ($\bar{\varphi} \leftrightarrow \varphi$) — в случае майорановских нейтрино; $\varphi \leftrightarrow \varphi$; $\psi \leftrightarrow \psi$ ($\bar{\varphi} \leftrightarrow \bar{\varphi}$; $\bar{\psi} \leftrightarrow \bar{\psi}$) — в случае дираковских нейтрино. Поскольку остаточные концентрации одинаковых компонент различных сортов нейтрино равны, то при «включении» осцилляций между одинаковыми компонентами концентрации нейтрино различных сортов не изменяются. Не меняется и отношение концентраций ψ ($\bar{\psi}$) и φ ($\bar{\varphi}$) компонент в случае дираковских нейтрино.

Принципиально новая ситуация^{107, 108} возникает в более общем случае дираковских нейтрино с майорановской массой, когда оказываются возможными также переходы типа $\varphi \leftrightarrow \bar{\psi}$, $\bar{\varphi} \leftrightarrow \psi$.

Если такие переходы «включаются» до отщепления левых нейтрино (правых антинейтрино) от излучения (т. е. длина осцилляций $L \sim E_\nu / \delta m^2 \sim T / \delta m^2$ становится меньше длины свободного пробега φ ($\bar{\varphi}$) нейтрино $l \sim 1/m\sigma_{\nu l} \sim 1/T^3 G_F^2 T^2$ при $T \gtrsim 3$ МэВ, что отвечает $\delta m^2 > 10^{-7}$ эВ²), то для ψ ($\bar{\psi}$) компонент возникает эффективный механизм, восстанавливающий их равновесие с излучением. Концентрация ψ ($\bar{\psi}$) компонент определяется термодинамическим равновесием. Их вторичный выход из равновесия происходит только тогда, когда скорость слабых реакций взаимодействия φ ($\bar{\varphi}$) компонент становится меньше скорости расширения. ψ ($\bar{\psi}$) и φ ($\bar{\varphi}$) компоненты выходят из равновесия с излучением одновременно. Соответственно равны их остаточные концентрации. Таким образом, осцилляции типа $\varphi \leftrightarrow \bar{\psi}$ ($\bar{\varphi} \leftrightarrow \psi$) с $\delta m^2 > 10^{-7}$ эВ² приводят к тому, что даже в отсутствие правых токов, остаточные концентрации φ и ψ состояний оказываются равными, так что остаточная концентрация нейтрино различных сортов становится в два раза больше величины, даваемой соотношением (2.1).

Для $\psi \leftrightarrow \bar{\varphi}$ и $\bar{\psi} \leftrightarrow \varphi$ переходов с $\delta m^2 < 10^{-7}$ эВ² осцилляции между левыми нейтрино и левыми антинейтрино (правыми антинейтрино и правыми нейтрино) «включаются» после того, как левые нейтрино φ и правые антинейтрино $\bar{\varphi}$ уже вышли из равновесия с излучением, так что сумма концентраций φ ($\bar{\varphi}$) и ψ ($\bar{\psi}$) компонент не изменяется. $\varphi \leftrightarrow \bar{\psi}$ и $\bar{\varphi} \leftrightarrow \psi$ переходы меняют соотношение между концентрациями φ ($\bar{\varphi}$) и ψ ($\bar{\psi}$) компонент: до «включения» осцилляций (в этом случае длина свободного пробега левых нейтрино φ или правых антинейтрино $\bar{\varphi}$ совпадает с горизонтом $l \sim m_{\text{Pl}}/T^2$) концентрация ψ ($\bar{\psi}$) была (см. пред. раздел) по крайней мере на порядок величины меньше, чем концентрация φ ($\bar{\varphi}$), после «включения» осцилляций концентрации ψ ($\bar{\psi}$) и φ ($\bar{\varphi}$) становятся одинаковыми. Описанные эффекты осцилляций связаны с тем, что в ходе расширения

температура падает и соответственно уменьшается длина осцилляций $L \sim T/\delta m^2$, в то время как длина свободного пробега $l \sim 1/G^2 T^5$ (или при $T < 3$ МэВ — горизонт $l_h \sim m_{\nu 1}/T^2$) растет. Поэтому вскоре после того, как осцилляция «включается» ($l \sim L$ или при $T < 3$ МэВ $l_h = L$), длина осцилляций становится много меньше горизонта — эффект осцилляций усредняется.

Разумеется, говорить о «включении» осцилляций можно только условно, поскольку в нейтринном газе всегда присутствуют нейтрино малой энергии $E \ll T$, которые начинают осциллировать задолго до того, как условие $l = L$ ($l_h = L$) начнет выполняться для нейтрино с энергией $E \sim T$. Но поскольку такие низкоэнергетичные нейтрино составляют малую долю всех нейтрино, а максимум распределения приходится на энергии $E \sim 3T$, целесообразно рассматривать эффекты осцилляций именно для нейтрино с энергией вблизи максимума распределения.

Недавно С. Т. Петков и М. Ю. Хлопов¹⁰⁹ указали на тонкий эффект осцилляций $\nu_{eL} \leftrightarrow \bar{\psi}$ и $\bar{\nu}_{eR} \leftrightarrow \psi$ с $\delta m^2 \approx 10^{-8} - 10^{-10}$ эВ², проявляющийся непосредственно в период «включения» осцилляций при $L \sim l_h$. Такие осцилляции «включаются» как раз в период $T \sim 1$ МэВ (период закалки нейтронов), когда темп расширения начинает превосходить темп реакций слабого взаимодействия

$$\begin{aligned}\bar{\nu}_e + p &\rightleftharpoons e^+ + n, \\ \nu_e + n &\rightleftharpoons e^- + p,\end{aligned}$$

устанавливающих равновесное отношение концентраций нейтронов и протонов. Феноменология нейтринных осцилляций указывает, что при описании осцилляций, в случае более чем двух различных компонент (ϕ или $\bar{\psi}$) нейтрино, в осцилляциях могут проявляться эффекты нарушения CP -симметрии. Нарушение CP в осцилляциях ν_e и $\bar{\nu}_e$ может привести к тому, что «включение» $\nu_{eL} \leftrightarrow \bar{\psi}$ и $\bar{\nu}_{eR} \leftrightarrow \psi$ осцилляций происходит по-разному — в период «включения» осцилляций может возникать значительный (сравнимый с полной концентрацией ν_{eL} (Φ_{ν_e}) или $\bar{\nu}_{eR}$ ($\bar{\Phi}_{\nu_e}$) избыток ν_{eL} над $\bar{\nu}_{eR}$ или $\bar{\nu}_{eR}$ над ν_{eL} . Появление такого избытка в период закалки нейтронов может существенно изменить соотношение между скоростями слабых $n \rightarrow p$ и $p \rightarrow n$ реакций, что может привести к существенному уменьшению ($n_{\nu_e} > n_{\bar{\nu}_e}$) или увеличению ($n_{\nu_e} < n_{\bar{\nu}_e}$) закаленной концентрации нейтронов.

в) М а с с а н е й т р и н о и к о с м о л о г и ч е с к и й н у к л е о с и н т е з

Напомним ставшую классической картину нуклеосинтеза в теории горячей Вселенной с безмассовыми левыми нейтрино и правыми антинейтрино; к этой картине мы обращались и раньше.

Значительная доля закаленных нейтронов переходит в результате последующих ядерных превращений в ядра He^4 . Поэтому наблюдаемое современное обилие He^4 служит чувствительным индикатором условий, в которых происходит закалка нейтронов. Это обстоятельство использовалось в широко известном космологическом ограничении на допустимое число сортов легких частиц, впервые предложенном В. Ф. Шварцманом¹¹⁰ (см. также^{111, 112, 65}). Чем больше плотность релятивистских частиц в период закалки нейтронов, тем быстрее темп расширения в этот период, тем раньше (при большой температуре $T_{\text{зак}}$) происходит закалка нейтронов, тем больше (поскольку $(n/p)_{\text{зак}} \sim \exp[(m_p - m_n)/T_{\text{зак}}])$ закаленная

концентрация нейтронов, тем больше He^4 образуется. Наблюдаемая концентрация He^4 позволяла поэтому ограничить плотность релятивистских частиц в период закалки нейтронов и, в частности, ограничить число сортов нейтрино.

Как могла бы измениться эта картина в различных вариантах теории нейтрино?

В работах десятилетней и более давности предполагалось, что лептонное число (или числа) сохраняется и можно задать химпотенциал электронного нейтрино и прямо сдвигать равновесие между нейтронами и протонами. Заведомо неправильная гипотеза холодной Вселенной¹¹³ является крайним примером такого способа действий. В этой гипотезе химпотенциал нейтрино μ был выбран так, что $\mu/p \equiv 0$, что ничего, кроме протонов, не было.

В работе¹¹⁴ изучалась зависимость концентрации He^4 от величины μ . Было показано, что при $\mu/kT \ll 1$ химпотенциал нейтрино не влияет на нуклеосинтез. В настоящее время величина $\mu/kT \sim 1$ представляется маловероятной как с точки зрения теорий великого объединения, так и с точки зрения наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной, отвечающей $\mu/kT \leq 10^{-8}$ *).

Итак, отвлекаясь от возможных эффектов химпотенциала нейтрино, резюмируем возможное влияние массы нейтрино на нуклеосинтез гелия:

1) майорановские нейтрино — стандартная картина не меняется;
2) дираковские нейтрино — масса дираковская, но правые токи, или майорановская масса отсутствуют — количественно^{65,107,108} не отличается от стандартной;

3) нейтрино имеют дираковскую массу — есть правые токи, большое число «зеркальных частиц» или майорановская масса, вызывающая осцилляции $\bar{\psi} \leftrightarrow \varphi$, $\psi \leftrightarrow \bar{\varphi}$ с $\delta m^2 > 10^{-7}$ эВ² — число компонент нейтрино во Вселенной удваивается по сравнению со стандартной картиной. Увеличивается и концентрация образующегося гелия (см. ⁶⁵). Однако с учетом понижения концентрации гелия в моделях горячей Вселенной с малой ($\leq 1,5 \cdot 10^{-31}$ г/см³) плотностью вещества эту возможность нельзя еще считать исключенной, исходя из наблюдаемого обилия гелия;

4) нейтрино имеют τ и дираковскую и майорановскую массу, но правые токи или осцилляции $\bar{\psi} \leftrightarrow \varphi$ или $\psi \leftrightarrow \bar{\varphi}$ с $\delta m^2 > 10^{-7}$ эВ² отсутствуют. Количественно, общая концентрация нейтрино почти не меняется в этом случае по сравнению со стандартной моделью, не меняется поэтому и темп расширения в период закалки нейтронов, но:

5) эффекты нарушения CP в неравновесных осцилляциях ($\bar{\psi} \leftrightarrow \varphi$ или $\psi \leftrightarrow \bar{\varphi}$) таких нейтрино с $10^{-10} < \delta m^2 < 10^{-8}$ эВ² могут существенно повлиять на концентрацию образующегося гелия.

Итак, в принципе, масса нейтрино может существенно менять картину космологического нуклеосинтеза. Но такие изменения связаны с эффектами правых токов и/или осцилляций с $\delta m^2 > 10^{-10}$ эВ², доступными (в принципе!) наблюдениям в лабораториях или в опытах с нейтрино от Солнца. Теория горячей Вселенной сохраняет свою связь с практикой нейтринного эксперимента!

*) Возможная связь величины наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной с параметрами взаимодействия элементарных частиц, впервые обсуждавшаяся еще в работах¹¹⁷⁻¹¹⁹, ныне рассматривается как важнейшее космологическое следствие моделей великого объединения сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий (см. обзоры^{65, 48}).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Почтим в заключение юбиляра: всего за полвека из ускользающей сущности нейтрино превратилось в фундамент нашего существования. Малая масса придала ему высочайший вес в масштабе Вселенной. Произойшла «нейтринная революция». Эта революция затрагивает самые фундаментальные основы мира, в котором мы живем. Она произвела переворот и в нашем подходе к физическим явлениям. И если долгое время господствовал принцип бритвы Оккама — «отрезай все лишнее», «то, что не необходимо — не существует, то теперь нас уже не пугает ее холодная сталь. Все, что не запрещено, может произойти. Что запрещено — не окажется ли разрешенным в будущем, в свете новых данных?

Мы благодарим В. Б. Брагинского, В. Л. Гинзбурга, А. Д. Долгова, Г. В. Домогацкого, А. Г. Дорошкевича, А. С. Завельского, Ю. С. Копысова, В. А. Любимова, С. П. Михеева, В. З. Нозика, Л. Б. Окуня, Б. М. Понтекорво, Р. А. Сюняева, Е. Ф. Третьякова, В. А. Хозе, И. Б. Хрипловича, А. Е. Чудакова и В. Ф. Шварцмана за ценные обсуждения и замечания.

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Любимов В. А., Новиков Е. Г., Нозик В. З., Третьяков Е. Ф., Козик В. С. — ЯФ, 1980, т. 32, с. 301; Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 94, p. 266.
2. Любимов В. А., Новиков Е. Г., Нозик В. З., Третьяков Е. Ф., Козик В. С., Мясоєдов Н. Ф. Препринт ИТЭФ-72. — Москва, 1981.
3. Pontecorvo B., Chalk River Lab. Rept. PD-205. — 1946.
4. Davis R., Jr. — Phys. Rev. Lett., 1964, v. 12, p. 303.
5. Davis R., Jr., 1978, In: Proc. of Informal Conference on Status and Future of Solar Neutrino Research/Ed. G. Friedlander BNL 50879, 1978, v. 1, p. 1.
6. Герштейн С. С., Зельдович Я. Б. — Письма ЖЭТФ, 1966, т. 4, с. 174.
7. Peebles P. J. E. Large Scale Structure. — Princeton: Princeton Univ. Press, 1980.
8. Cowsic R., McClelland J. — Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 669.
9. Szalay A. S., Marx G. — Astronomy and Astrophysics, 1976, v. 49, p. 437.
10. Gunn J. E., Lee B. W., Lerche I., Schramm D. N., Steigman G. — Astrophys. J., 1978, v. 233, p. 105.
11. Marx G. Preprint ITP-376. — Budapest, 1977.
12. Tremaine S., Gunn J. E. — Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 407.
13. Марков М. А. Нейтрино. — М.: Наука, 1964.
14. Markov M. A. — Phys. Lett., 1964, v. 10, p. 122.
15. Bludman S. A. — In: Proc. of Intern. Conference on Neutrino — 1974/Ed. C. Baltay. — N. Y., 1974.
16. Foldy L. L., Wouthuysen S. A. — Phys. Rev., 1950, v. 78, p. 29.
17. Schrödinger E. Sitzungsber. Berlin Acad., 1930, p. 418.
18. Бете Г. Квантовая механика. — М.: Мир, 1965. — С. 251.
19. Зельдович Я. Б. — УФН, 1981, т. 133, с. 479.
20. Зельдович Я. Б. — ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 646.
21. Lee T. D., Yang C. N. — Phys. Rev., 1956, v. 104, p. 254.
22. Reines F., Cowan C. L. — Ibid., 1953, v. 92, p. 830.
23. Cowan C. L., Reines F., Harrison F. B., Kruse H. W., McGuire A. D. — Science, 1956, v. 124, p. 103.
24. Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б. — ЖЭТФ, 1962, т. 43, с. 1904.
25. Ландау Л. Д. — ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 405.
26. Lee T. D., Yang C. N. — Phys. Rev., 1957, v. 105, p. 1671.
27. Wick G. C., Wightman A. S., Wigner E. P. — Phys. Rev., 1952, v. 88, p. 101.
28. Ландау Л. Д. — ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 407.
29. Salam A. — Nuovo Cimento, 1957, v. 5, p. 299.
30. Christenson J. H., Cronin J. W., Fitch V. L., Turlay R. — Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 138.
31. Weinberg S. — Ibid., 1967, v. 19, p. 1264.
32. Salam A. — In: 8th Nobel Symposium/Ed. Svartholm-Stockholm, 1968.

32. Москалев А. Н., Рындин Р. М., Хриплович И. Б.— УФН, 1976, т. 8, с. 409.
33. Барков Л. М., Золотарев М. С., Хриплович И. Б.— УФН, 1980, т. 132, с. 409.
34. Зельдович Я. Б.— ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 964.
35. Bludman S. A.— *Nuovo Cimento*, 1958, v. 9, p. 433.
36. Bucksbaum P., Commins E., Hunter L.— *Phys. Rev. Lett.*, 1981, v. 46, p. 640.
37. Hollister J. H., Apperson G. R., Lewis L. L., Emmons T. P., Vold T. G., Fortson E. N.— *Ibid.*, 1981, v. 46, p. 643.
38. Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б., Померанчук И. Я.— ЯФ, 1966, т. 3, с. 1154.
39. Окунь Л. Б.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 156.
40. Окунь Л. Б.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 694.
41. Блинные С. И., Хлопов М. Ю. Препринт ИТЭФ-126.— Москва, 1980.
42. Okun L. B., Zeldovich Ya. B.— *Phys. Lett., Ser. B*, 1978, v. 78, p. 597.
43. Волошин М. Б., Окунь Л. Б.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 156.
44. Зельдович Я. Б.— ДАН СССР, 1952, т. 86, с. 505.
45. Koporinsky E. J., Mahmoud H.— *Phys. Rev.*, 1953, v. 92, p. 1045.
46. Doi M., Kotani T., Nishiura H., Okuda K., Takasugi E. Preprint OS-GE 80-27, 1980.
47. Hennessee E. W., Manuel O. K., Saba D. D.— *Phys. Rev. Ser. C*, 1975, v. 11, p. 1378.
48. Окунь Л. Б.— УФН, 1981, т. 134, с. 3.
49. Хлопов М. Ю.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 170.
50. Ферми Э.— Научные труды.— М.: Наука, 1971.— Т. 1, с. 525.
51. Henderson W. J.— *Proc. Roy. Soc., Ser. A*, 1934, v. 147, p. 117.
52. Lyman P.— *Phys. Rev.*, 1937, v. 51, p. 17.
53. Alichanian A. I., Alichanov A. I., Dzeleпов B. S.— *Phys. Rev.*, 1938, v. 53, p. 766.
54. Alichanian A. I., Nikitin S. J.— *Ibid.*, p. 767.
55. Zavel'ski A. S.— *Ibid.*, 1939, v. 55, p. 317.
56. Завельский А. С., Рейфман М. М., Матушевский С. К.— Изв. АН СССР, 1948, т. 12, с. 1.
57. Завельский А. С., Умаров Г. Я., Матушевский С. К.— ЖЭТФ, 1949, т. 19, с. 1136.
58. Curran S. C., Asgus I., Cockroft A. L.— *Nature*, 1948, v. 162, p. 302.
59. Curran S. C., Asgus I., Cockroft A. L.— *Phys. Rev.*, 1949, v. 76, p. 853.
60. Hanna J. C., Pontecorvo B. M.— *Ibid.*, 1949, v. 75, p. 983.
61. Гринберг А. П.— УФН, 1944, т. 26, с. 189.
62. Аллен Дж. Нейтрино.— М., 1960.
63. Koporinski E. J., Uhlenbeck G. E.— *Phys. Rev.*, 1935, v. 48, p. 7.
64. Кобзарев И. Ю., Мартемьянов Б. В., Окунь Л. Б., Щепкин М. Г.— ЯФ, 1980, т. 32.
65. Долгов А. Д., Зельдович Я. Б.— УФН, 1980, т. 130, с. 559.
66. Kobayashi M., Maskawa K.— *Progr. Theor. Phys.*, 1973, v. 49, p. 652.
67. Понтекорво Б. М.— ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 549; 1958, т. 34, с. 277.
68. Maki Z., Nakagawa M., Sakata S.— *Prog. Theor. Phys.*, 1962, v. 28, p. 247.
69. Понтекорво Б. М.— ЖЭТФ, 1967, т. 53, с. 1717.
70. Gribov V. N., Pontecorvo B. M.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1968, v. 28, p. 493.
71. Bilenky S. M., Pontecorvo B. M.— *Lett. Nuovo Cimento*, 1976, v. 17, p. 569.
72. Barger V., Langacker P., Leveille J., Pakvasa S.— *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 45, p. 692.
73. Bilenky S. M., Hosec J., Petcov S. T.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1980, v. 94, p. 495.
74. Ehrlich R.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1978, v. 18, p. 2323.
75. Barger V., Cline D., Phillips R. J. N., Wishnant K. Preprint VW-COO-8881-135, 1980.
76. Reines F., Sobel H. W., Pasierb E.— *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 45, p. 1307.
77. Feynman R. P., Vogel P.— Comments on the «Evidence for Neutrino Instability».—1980.
78. Мартемьянов Б. В., Хлопов М. Ю., Щепкин М. Г.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 484.
79. Kayser B., Rosen S. P.— Preprint SLAC-PUB-2638.—1980.

80. Markov M. A., Zheleznykh I. M.— Nucl. Phys., 1961, v. 27, p. 385.
81. Chudakov A. E.— Cosm. News, 1977, N 7, p. 4.
82. Волкова Л. В., Зацепин Г. Т.— ЯФ, 1971, т. 14, с. 211.
83. Болиев М. М., Будкевич А. В., Макоев Б. А., Михеев С. П., Чудаков А. Е., Закидышев В. Н.— ЯФ, 1981, т. 34, с. 000.
84. Петков С. Т.— ЯФ, 1977, т. 25, с. 641.
85. Шабалин Е. П.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 249.
86. Алиев Т. М., Высоцкий М. И. Препринт ИТЭФ.—37.— Москва, 1981.
87. De Rújula A., Glashow S. L.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 942.
88. Stecker F. W.— Ibid., p. 1460.
89. Kimble R., Bowyer S., Jakobsen P.— Ibid., 1981, v. 46, p. 80.
90. Marciano W. J.— Comm. Nucl. and Part. Phys., 1981, v. 9, p. 169.
91. Beg M. A. B., Marciano W. J., Ruderman M.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 1395.
92. Marciano W. J., Sanda A. I.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 67, p. 303.
93. Fujikawa K., Shrock R. E.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 963.
94. Lynn B. W., Feinberg G., Preprint CU-TP-181.—1980.
95. Bernstein J., Ruderman M., Feinberg G.— Phys. Rev., 1963, v. 132, p. 1227.
96. Домогацкий Г. В., Надежин Д. К.— ЯФ, 1970, т. 12, с. 123.
97. Kim J., Mathur V., Okubo S.— Phys. Rev. Ser. D, 1974, v. 9, p. 3050.
98. Cisneros A.— Astrophys. and Space Sci., 1971, v. 10, p. 87.
99. Зельдович Я. Б., Сюняев Р. А.— Письма Астрон. ж., 1980, т. 6, с. 451.
100. Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Сюняев Р. А., Хлопов М. Ю.— Ibid, с. 457.
101. Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Сюняев Р. А., Хлопов М. Ю.— Ibid, с. 465.
102. Нага Т., Sato H., Preprint PIFP-396.—1980.
103. Брагинский В. Б., Панов В. И.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 873.
104. Брагинский В. Б., Манукин В. Б. Измерение малых сил в физическом эксперименте.— М.: Наука, 1974.
105. Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 296.
106. Braginsky V. B., Voronov Yu. I., Thorn K.— Science, 1980, v. 209, p. 547.
107. Долгов А. Д.— ЯФ, 1981, т. 33, с. 1309.
108. Shapiro S. L., Teukolsky S. A., Wasserman I.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 669.
109. Khlorov M. Yu., Petsov S. T.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 99, p. 117.
110. Шварцман В. Ф.— Письма ЖЭТФ, 1969, т. 9, с. 315.
111. Steigman G., Schramm D. N., Gunn J. E.— Phys. Lett. Ser. B., 1977, v. 66, p. 202.
112. Steigman G., Sarazin C. L., Quintana H., Faulkner J.— Astrophys. J., 1978, v. 83, p. 1050.
113. Зельдович Я. Б.— ЖЭТФ, 1962, т. 43, с. 1562.
114. Wagoner R., Fowler W. A., Hoyle F.— Astrophys. J., 1967, v. 148, p. 3.
115. Кузьмин В. А., Шапошников М. Е.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 665.
116. Азимов Я. И., Хозе В. А. УФН, 1980, т. 132, с. 379.
117. Сахаров А. Д., Письма ЖЭТФ, 1967, т. 5, с. 32.
118. Кузьмин В. А. Письма ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 335.
119. Ignatiev A. Yu., Krasnikov N. V., Kuzmin V. A., Tavkhelidze A. N. Phys. Lett. Ser. B, 1972, v. 76, p. 436.
120. Здесенко Ю. Г., Мыцки И. А., Николайко А. С., Куц В. Н.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 607.
121. Окунь Л. Б. Лептоны и кварки.— М.: Наука, 1980.
122. Ellis J. Preprint CERN TH-2942, 1980.
Nanopoulos D. V., Gott J. Preprint CERN TH-2896, 1980.
Barbieri R., Nanopoulos D. V. Preprint CERN TH-2870, 1980.
123. О двойном β -распаде см. обзор: Здесенко Ю. Г.— Физ. пробл. ЭЧАЯ, 1980, т. 11, с. 1369. Новые экспериментальные данные см. в работе: Моем. К., Löwenthal D. D.—Phys Rev., 1980, Ser. C, v. 22, p. 2186. Экспериментальные предложения содержатся в работе: Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 148.