

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Осцилляции в схемах с тремя и более типами нейтрино

Е.Х. Ахмедов

Рассматриваются некоторые теоретические аспекты нейтринных осцилляций в случае смешивания трех и более типов (флейворов) нейтрино. Обсуждаются приближенные аналитические решения для трехфлейворных (3f) осцилляций в веществе, эффекты среды в осцилляциях $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$, 3f-эффекты в осцилляциях солнечных, атмосферных и реакторных нейтрино (а также нейтрино от сверхновых и в ускорительных экспериментах на большой базе), нарушение CP- и T-симметрии в нейтринных осцилляциях в вакууме и в веществе, проблема U_{e3} , 4f-осцилляции.

PACS numbers: 11.30.Fs, 14.60.Pq, 26.65.+t

Содержание

1. Введение (121).
 2. Трехфлейворные осцилляции нейтрино в веществе (122).
2.1. Среда с постоянной плотностью. 2.2. Среда с произвольным распределением плотности. 2.3. Эффекты среды в осцилляциях $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$.
 3. Эффекты трех флейворов в осцилляциях нейтрино (123).
3.1. Солнечные нейтрино. 3.2. Атмосферные нейтрино. 3.3. Реакторные антинейтрино. 3.4. Ускорительные эксперименты на большой базе. 3.5. Нейтрино от сверхновых.
 4. Несохранение CP- и T-инвариантности при осцилляциях нейтрино в вакууме (125).
 5. CP- и T-нечетные эффекты при осцилляциях нейтрино в среде (125).
5.1. CP-нечетные эффекты в среде. 5.2. T-нечетные эффекты в среде.
 6. Проблема U_{e3} (127).
 7. Четырехфлейворные осцилляции нейтрино (127).
 8. Заключение (129).
- Список литературы (129).

1. Введение

Объяснение данных по солнечным и атмосферным нейтрино в терминах их осцилляций¹ нуждается по крайней мере в трех разных нейтрино, и в природе

¹ Недавние обзоры по нейтринным осцилляциям см., например, в [1, 2].

Е.Х. Ахмедов. Российский научный центр "Курчатовский институт", Институт общей и ядерной физики
123182 Москва, пл. Курчатова 1, Российская Федерация
Тел. (095) 196-95-19
E-mail: akhmedov@ictp.trieste.it
The Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics,
Strada Costiera 11, I-34014 Trieste, Italy

Статья поступила 14 ноября 2002 г.,
после доработки 28 октября 2003 г.

действительно существуют три типа (флейвора) нейтрино: ν_e , ν_μ и ν_τ . Если правилен эксперимент LSND, то, возможно, существует нейтрино четвертого типа — легкое стерильное нейтрино ν_s . Однако до относительно недавнего времени большинство теоретических исследований по нейтринным осцилляциям проводилось в рамках 2f-схемы, т.е. для случая двух флейворов. По существу это определялось двумя причинами: 1) простотой, поскольку в 2f-схеме присутствует намного меньше параметров, чем в 3f-схеме, а выражения для вероятностей переходов намного проще и с ними существенно легче обращаться; 2) наличием иерархии значений Δm^2 , что позволяет эффективно разделить различные каналы осцилляций. Как было показано, 2f-подход служит хорошим первым приближением, что является следствием иерархии² $\Delta m_{\text{sol}}^2 \ll \Delta m_{\text{atm}}^2$ и малости параметра смешивания лептонов $|U_{e3}|$.

Однако увеличение точности имеющихся и особенно ожидаемых результатов экспериментов делает весьма важным учет даже относительно малых эффектов в нейтринных осцилляциях. Кроме того, нынешние эксперименты свидетельствуют о преимуществе одного из решений проблемы солнечных нейтрино, основанных на эффекте Михеева – Смирнова – Вольфенштейна (МСВ) [3], а именно LMA-решения, которое требует относительно умеренной иерархии значений Δm_{sol}^2 и Δm_{atm}^2 ($\Delta m_{\text{sol}}^2 \simeq \Delta m_{\text{atm}}^2/30$). Наконец, в настоящее время широко обсуждаются такие специфические для осцилляций с тремя и более флейворами эффекты, как нарушение CP- и T-инвариантности. Все это делает обязательным выполнение анализов в рамках 3f- (или 4f-) схем.

В настоящей статье дан обзор некоторых теоретических проблем, связанных с осцилляциями нейтрино в схемах с тремя и более флейворами. В основном анализируются 3f-осцилляции; 4f-случай рассматривается очень кратко. Обсуждаемые вопросы содержат следующие

² $\Delta m_{\text{sol}}^2 \equiv \Delta m_{21}^2$ и $\Delta m_{\text{atm}}^2 \equiv \Delta m_{31}^2$ — разности квадратов масс нейтрино, обуславливающие осцилляции солнечных и атмосферных нейтрино соответственно (см. рис. 1); подробности см. в разделе 6.1 обзора [1].

шие темы: приближенные аналитические решения для 3f-осцилляций в веществе; эффекты среды в осцилляциях $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$; 3f-эффекты в осцилляциях солнечных, атмосферных и реакторных нейтрино, а также нейтрино от сверхновых и в ускорительных экспериментах на большой базе; нарушение CP- и T-инвариантности в нейтринных осцилляциях в вакууме и в веществе; проблема U_{e3} ; 4f-осцилляции.

2. Трехфлейворные осцилляции нейтрино в веществе

Нейтринные осцилляции в веществе описываются уравнением эволюции типа уравнения Шрёдингера³:

$$i \frac{d}{dx} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \left[-U \begin{pmatrix} p_1 & 0 & 0 \\ 0 & p_2 & 0 \\ 0 & 0 & p_3 \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} V(x) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь $p_i \simeq E - m_i^2/2E$, причем E, p_i, m_i — энергия, импульс и масса нейтрино соответственно⁴, а U — лептонная матрица смешивания. Эффективный потенциал $V = \sqrt{2}G_F N_e$ обусловлен взаимодействием ν_e с электронами среды за счет заряженного тока [3]. Потенциалы, связанные со взаимодействиями за счет нейтральных токов, выпадают из (1) вследствие их одинаковости для нейтрино всех трех флейворов и поэтому не влияют на осцилляции нейтрино. Однако это верно только в лидирующем (древесном) приближении; радиационные поправки индуцируют очень малые различия между потенциалами для ν_e, ν_μ, ν_τ за счет нейтральных токов. В частности, они приводят к разности потенциалов $V_{\mu\tau} \sim 10^{-5} V$ для ν_μ и ν_τ [4]. Это значение в большинстве ситуаций пренебрежимо мало, однако для нейтрино от сверхновых оно может оказаться существенным.

Для среды с постоянной плотностью решение уравнения эволюции можно получить в замкнутом виде [5]; однако соответствующие выражения довольно сложны и с ними обращаться нелегко. В общем случае при плотности числа электронов $N_e \neq \text{const}$ решения в замкнутом виде отсутствуют. Поэтому желательно иметь приближенные аналитические решения уравнения эволюции нейтрино. Был найден ряд таких решений. Большая их часть основывается на разложениях по одному из двух малых параметров (или по обоим), а именно:

$$\frac{\Delta m_{21}^2}{\Delta m_{31}^2} = \frac{\Delta m_{\text{sol}}^2}{\Delta m_{\text{atm}}^2} \lesssim 0,1, \quad (2)$$

$$|U_{e3}| = |\sin \theta_{13}| \lesssim 0,2 \quad [6]. \quad (3)$$

Нумерация собственных состояний массы нейтрино в соотношениях (2) и (3) соответствует представленной на рис. 1 и 2. На этих рисунках схематически показаны возможные иерархии масс нейтрино для трех флейворов и флейворный состав массовых собственных состояний нейтрино.

В предельных случаях $\Delta m_{21}^2 = 0$ или $U_{e3} = 0$ вероятности переходов приобретают эффективную 2f-форму.

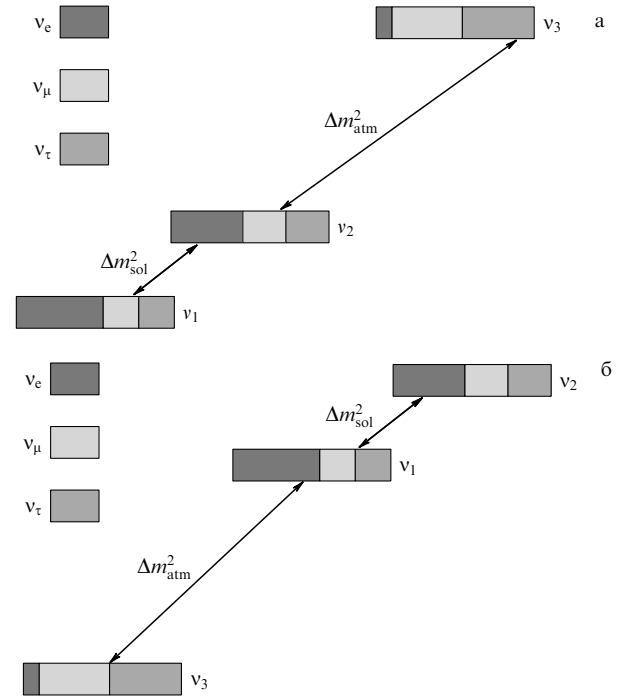


Рис. 1. Нормальная (а) и обратная (б) иерархии масс нейтрино.

При обращении в нуль обоих параметров они воспроизводятся в точном 2f-виде.

2.1. Среда с постоянной плотностью

В случае среды с постоянной плотностью приближенные решения уравнения эволюции нейтрино найдены в работе [7] путем разложения по $\alpha \equiv \Delta m_{\text{sol}}^2 / \Delta m_{\text{atm}}^2$. В [8] использовано разложение одновременно по α и $\sin \theta_{13}$. Полученная в этой работе вероятность перехода $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ имеет общий вид:

$$P(\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu) \sim s_{23}^2 \tilde{P}_2(\Delta m_{31}^2, \theta_{13}, N_e) + c_{23}^2 \tilde{P}_2(\Delta m_{21}^2, \theta_{12}, N_e) + \text{интерференционный член}. \quad (4)$$

Здесь величины $\tilde{P}_2$ являются вероятностями 2f-переходов в среде и зависят от параметров, указанных в скобках. Интерференционный член, линейный по α и $\sin \theta_{13}$, описывает чисто трехфлейворные эффекты как с нарушением, так и с сохранением CP-инвариантности.

2.2. Среда с произвольным распределением плотности

Случай среды с постоянной плотностью является хорошим первым приближением для экспериментов с ускорительными нейтрино на большой базе (когда нейтрино проходят через мантию Земли). Однако при описании осцилляций солнечных и атмосферных нейтрино и нейтрино от сверхновых это приближение непригодно. Альтернативный подход состоит в рассмотрении среды с произвольным распределением плотности и в сведении проблемы к эффективной 2f-схеме с легко вычисляемыми 3f-поправками. Такое рассмотрение проведено с использованием разложения по α в работе [9] и разложения по $\sin \theta_{13}$ в [10–12]. Другой подход, основанный на адиабатическом приближении, применен, например, в работе [13].

³ См., например, обзор [2] и ссылки в нем.

⁴ Мы рассматриваем случай релятивистских нейтрино.

2.3. Эффекты среды в осцилляциях $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$

Ввиду одинаковости индуцированных взаимодействиями с веществом потенциалов для ν_μ и ν_τ (в пренебрежении радиационными поправками), в 2f-случае осцилляции $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ не подвержены влиянию среды. Однако этот вывод оказывается неверным в 3f-случае. Следовательно, влияние среды на осцилляции $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ является чисто трехфлейворным эффектом, который исчезает только в пределе обращения в нуль как Δm_{21}^2 , так и U_{e3} .

3. Эффекты трех флейворов в осцилляциях нейтрино

Ниже мы обсудим 3f-эффекты в осцилляциях нейтрино от различных источников.

3.1. Солнечные нейтрино

В случае трехфлейворных осцилляций солнечные нейтрино ν_e в принципе могут переходить либо в ν_μ , либо в ν_τ , либо в некоторую их комбинацию. Во что же они осциллируют фактически?

На этот вопрос ответить легко. Малость параметра смешивания $|U_{e3}|$ означает, что собственное массовое состояние ν_3 , которое по массе существенно отстоит от двух других состояний, приближенно определяется соотношением

$$\nu_3 \simeq s_{23} \nu_\mu + c_{23} \nu_\tau \quad (5)$$

и в первом приближении не участвует в осцилляциях солнечных нейтрино. В этом случае из унитарности матрицы смешивания лептонов следует, что в осцилляциях солнечных нейтрино происходят переходы между ν_e и состоянием ν' , которое является линейной комбинацией ν_μ и ν_τ , ортогональной ν_3 :

$$\nu' = c_{23} \nu_\mu - s_{23} \nu_\tau. \quad (6)$$

Поскольку известно, что угол смешивания θ_{23} , обуславливающий осцилляции атмосферных нейтрино, близок к 45° , выражение (6) означает, что солнечные нейтрино ν_e осциллируют в суперпозицию ν_μ и ν_τ с равными или почти равными весами.

В чем же проявляются 3f-эффекты в вероятностях осцилляций? При малых энергиях ν_μ и ν_τ экспериментально неразличимы, поэтому все наблюдаемые зависят только от одной вероятности — вероятности $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ выживания ν_e . Усреднение по быстрым осцилляциям за счет большой разности квадратов масс $\Delta m_{\text{atm}}^2 = \Delta m_{31}^2$ дает в результате [14]

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \simeq c_{13}^4 \tilde{P}_{2ee}(\Delta m_{21}^2, \theta_{12}, N_{\text{eff}}) + s_{13}^4. \quad (7)$$

Здесь $\tilde{P}_{2ee}(\Delta m_{21}^2, \theta_{12}, N_{\text{eff}})$ — 2f-вероятность выживания ν_e в среде с эффективной плотностью числа электронов $N_{\text{eff}} = c_{13}^2 N_e$.

Как следует из данных эксперимента CHOOZ [6], слагаемое s_{13}^4 в соотношении (7) не превышает 10^{-3} , т.е. пренебрежимо мало. В то же время коэффициент c_{13}^4 перед вероятностью $\tilde{P}_{2ee}$ в первом слагаемом может отличаться от единицы максимально на 5–10 %. Поэтому 3f-эффекты могут приводить к независимому от энергии подавлению вероятности выживания ν_e на уровне до

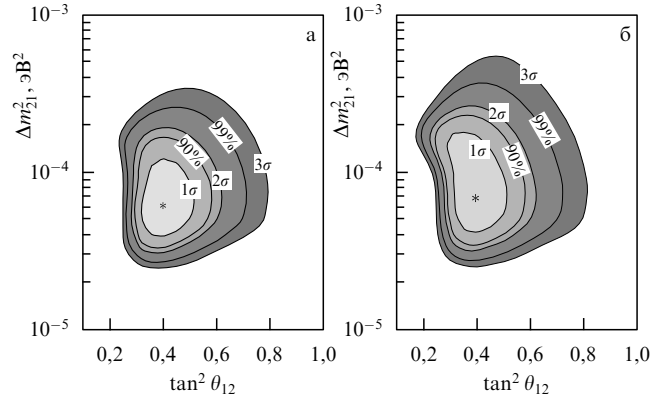


Рис. 2. Разрешенная LMA-решением область значений параметров $(\tan^2 \theta_{12}, \Delta m_{21}^2)$ при $\theta_{13} = 0$ (а) и $\sin^2 \theta_{13} = 0,04$ (б) [15].

10 %. При наличии высокоточных данных по солнечным нейтрино это подавление следует учитывать, что иллюстрирует рис. 2 [15]. Видно, что имеется довольно заметное различие между случаями $\theta_{13} = 0$ и $\sin^2 \theta_{13} = 0,04$ (почти максимальное значение, разрешенное данными эксперимента CHOOZ).

3.2. Атмосферные нейтрино

(1) Доминирующим каналом является $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$. В 2f-приближении эффекты среды в этом канале отсутствуют (в пренебрежении разностью потенциалов $V_{\mu\tau}$, обусловленной радиационными поправками). Вероятность осцилляций не зависит от знака Δm_{31}^2 , т.е. нормальную иерархию масс нейтрино нельзя отличить от обратной (ср. рис. 1а и 1б). Учет трехфлейворности приводит к слабой зависимости от эффектов среды и знака Δm_{31}^2 .

(2) Каналами, следующими за доминирующим, являются переходы $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu\tau}$. Вклад этих осцилляционных каналов в число событий μ -типа является неосновным и трудно наблюдаем. Для событий e -типа *a priori* можно было бы ожидать существенных осцилляционных эффектов⁵, однако в действительности они оказываются сильно подавленными из-за специфического состава потока атмосферных нейтрино и близости угла смешивания θ_{23} к 45° .

В самом деле, в 2f-приближении в предельных случаях $\Delta m_{21}^2 \rightarrow 0$ [9] и $s_{13} \rightarrow 0$ [10] получаются соответственно соотношения

$$\frac{F_e - F_e^0}{F_e^0} = (rs_{23}^2 - 1) \tilde{P}_2(\Delta m_{31}^2, \theta_{13}, V), \quad (8)$$

$$\frac{F_e - F_e^0}{F_e^0} = (rc_{23}^2 - 1) \tilde{P}_2(\Delta m_{21}^2, \theta_{12}, V), \quad (9)$$

где F_e^0 и F_e — потоки ν_e без учета и с учетом осцилляций соответственно, а $r \equiv F_{\mu\tau}^0 / F_e^0$. При низких энергиях $r \simeq 2$; кроме того, мы знаем, что $s_{23}^2 \simeq c_{23}^2 \simeq 1/2$. Поэтому множители $(rs_{23}^2 - 1)$ и $(rc_{23}^2 - 1)$ в (8) и (9) очень малы и сильно подавляют осцилляционные эффекты, даже если

⁵ События μ - и e -типа соответствуют случаям, в которых регистрируемое черенковское излучение можно с высокой надежностью идентифицировать как обусловленное рождением мюонов и электронов соответственно. Эти события ассоциируются со взаимодействиями мюонных и электронных нейтрино в детекторе за счет заряженных токов.

вероятности переходов $\tilde{P}_2$ близки к единице. Это происходит вследствие сильной компенсации вкладов от переходов из состояния ν_e и в состояние ν_e .

Все это выглядит как некий заговор с целью скрыть проявления осцилляций в событиях е-типа! Однако этот заговор разрушается 3f-эффектами. В лидирующем порядке как по Δm_{21}^2 , так и по s_{13} получается следующее приближенное равенство [12]:

$$\frac{F_e - F_e^0}{F_e^0} \simeq (r s_{23}^2 - 1) \tilde{P}_2(\Delta m_{31}^2, \theta_{13}) + (r c_{23}^2 - 1) \tilde{P}_2(\Delta m_{21}^2, \theta_{12}) - 2s_{13} s_{23} c_{23} r \operatorname{Re}(\tilde{A}_{ee}^* \tilde{A}_{\mu e}). \quad (10)$$

Здесь $\tilde{A}_{ee}$ и $\tilde{A}_{\mu e}$ — амплитуды выживания и перехода ν_e в повернутом базисе $\tilde{\nu} \approx U_{13}(\theta_{13})^\dagger U_{23}(\theta_{23})^\dagger \nu_{\Pi}$, где $U_{ij}(\theta_{ij})$ — матрица поворота в ij -плоскости, а ν_{Π} — состояние нейтрино во флейворном базисе.

Интерференционный член в (10), который является чисто трехфлейворным эффектом, не подавлен флейворным составом потока атмосферных нейтрино. Он может давать вклад порядка нескольких процентов и обуславливать (по меньшей мере частично) некоторый избыток в направленных вверх событиях е-типа при энергиях меньше или порядка 1 ГэВ, который наблюдался в эксперименте Super-Kamiokande [12].

3.3. Реакторные антинейтрино

Поскольку средняя энергия реакторных $\bar{\nu}_e$ равна $E \simeq 3$ МэВ, для экспериментов на промежуточной базе с $L \simeq 1$ км, таких как CHOOZ и Palo Verde, имеют место соотношения

$$\frac{\Delta m_{31}^2}{4E} L \simeq 1, \quad \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} L \ll 1. \quad (11)$$

Это оправдывает использование приближения с одним доминирующим масштабом масс, которое приводит к чисто двухфлейворному результату:

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{4E} L \right). \quad (12)$$

В случае LMA-решения проблемы солнечных нейтрино, на достаточно высоком уровне достоверности величина Δm_{21}^2 может оказаться сравнимой с Δm_{31}^2 , так что второе условие в (11) может не выполняться. В такой ситуации следует учитывать 3f-эффекты, обусловленные недоминирующей разностью квадратов масс Δm_{21}^2 . Выполненные в работах [16] анализы показали, что при этом ограничения на $|U_{e3}|$, получаемые из данных эксперимента CHOOZ, становятся несколько более строгими. Однако новые результаты SNO [17] не благоприятствуют большим значениям Δm_{21}^2 , что делает обсуждаемую возможность менее вероятной.

Для эксперимента KamLAND с очень большой базой ($L \simeq 170$ км) в случае LMA-решения справедливы условия

$$\frac{\Delta m_{31}^2}{4E} L \gg 1, \quad \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} L \gtrsim 1. \quad (13)$$

Усреднение по быстрым осцилляциям, обусловленным $\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{\text{atm}}^2$, приводит к равенству

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = c_{13}^4 P_{2ee}(\Delta m_{21}^2, \theta_{12}) + s_{13}^4. \quad (14)$$

Это выражение для вероятности имеет ту же форму, что и (7), за исключением того, что 2f-вероятность выживания P_{2ee} следует вычислять для вакуума, а не для среды; ее вид определяется фактически равенством (12). Отличие вероятности (14) от 2f-вероятности (12) может достигать 10 %.

3.4. Ускорительные эксперименты на большой базе

(1) Исчезновение ν_μ . 3f-эффекты могут приводить к поправкам на уровне до 10 % в вероятности исчезновения, в основном за счет коэффициента c_{13}^4 в эффективной амплитуде осцилляций $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$:

$$(\sin^2 2\theta_{\mu\tau})_{\text{eff}} \equiv c_{13}^4 \sin^2 2\theta_{23}. \quad (15)$$

Другим проявлением наличия трех флейворов являются малые эффекты среды в осцилляциях $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$. То же относится к появлению ν_τ в экспериментах на традиционных пучках нейтрино. В появление ν_μ вносят также вклад недоминирующие осцилляции $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$.

(2) Появление ν_μ на нейтринных фабриках, появление ν_e на нейтринных фабриках и в экспериментах на традиционных пучках нейтрино. Все эти явления связаны с наличием осцилляций $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$. Имеются два канала этих недоминирующих осцилляций, обусловленных параметрами $(\theta_{13}, \Delta m_{31}^2)$ и $(\theta_{12}, \Delta m_{21}^2)$ соответственно. При энергиях, типичных для ускорительных экспериментов на большой базе (т.е. от нескольких до десятков ГэВ), и в предположении справедливости LMA-решения проблемы солнечных нейтрино оказывается, что два канала конкурируют при $3 \times 10^{-3} \lesssim \theta_{13} \lesssim 3 \times 10^{-2}$. В остальных случаях один из каналов доминирует.

В отличие от случая атмосферных нейтрино подавление осцилляционных эффектов в потоке электронных нейтрино из-за флейворного состава первоначального потока отсутствует.

Зависимость вероятностей осцилляций от фазы CP-нарушения δ_{CP} (члены, пропорциональные $\sin \delta_{\text{CP}}$ и $\cos \delta_{\text{CP}}$) возникает за счет интерференции и является частью трехфлейворного эффекта. 3f-эффекты будут особенно существенными для будущих экспериментов на нейтринных фабриках, которые предназначены для прецизионных измерений нейтринных параметров.

3.5. Нейтрино от сверхновых

Плотность вещества в сверхновых меняется в очень широком диапазоне. При этом выполняются условия возникновения трех резонансов МСВ [3] (с учетом того, что $V_{\mu\tau} \neq 0$ за счет радиационных поправок). На рисунке 3

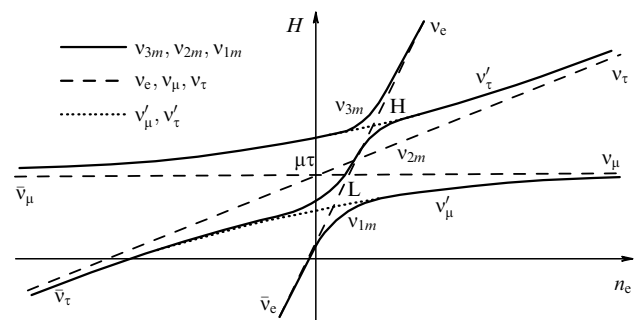


Рис. 3. Схема пересечения уровней энергии для нейтрино от сверхновых.

показаны различные энергетические уровни нейтрино в веществе как функции плотности числа электронов. Штриховые линии означают энергетические уровни собственных флейворных состояний. Пунктирные линии отвечают энергетическим уровням ν'_μ и ν'_τ , которые являются линейными комбинациями ν_μ и ν_τ , диагонализующими гамильтониан системы нейтрино при очень высоких плотностях.

Сплошные кривые на рис. 3 соответствуют точным собственным состояниям нейтрино в среде ν_{1m} , ν_{2m} и ν_{3m} (подробности см. в [18, 19]). В точках пересечения уровней имеют место резонансы МСВ. Условие иерархии $\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{31}^2$ приводит к приближенной факторизации динамики пересечения резонансов, так что в первом приближении переходы являются эффективно двухфлейворными. Однако наблюдаемые эффекты в осцилляциях нейтрино от сверхновых зависят от переходов между нейтрино всех трех флейворов.

Нейтрино от сверхновых на своем пути к детектору могут проходить большие расстояния в земном веществе. Эффекты среды для осцилляций таких нейтрино существенно зависят от последовательности флейворных переходов внутри сверхновой, которые, в свою очередь, зависят от знака Δm_{31}^2 и очень чувствительны к параметру лептонного смешивания U_{e3} . Поэтому влияние земной среды на нейтрино от сверхновых можно использовать для определения знака Δm_{31}^2 и измерения параметра $|U_{e3}|$ с очень высокой точностью (порядка 10^{-3}) [20].

Переходы, вызванные разностью потенциалов $V_{\mu\tau}$ для ν_μ и ν_τ , обусловленной радиационными поправками, могут приводить к наблюдаемым следствиям при условии, что потоки первичных нейтрино ν_μ и ν_τ не совсем одинаковы [19].

4. Несохранение CP- и T-инвариантности при осцилляциях нейтрино в вакууме

В этом разделе мы рассматриваем эволюцию системы нейтрино во времени, а не в пространстве. Для релятивистских нейтрино оба описания эквивалентны (по крайней мере в плосковолновом приближении). Вероятность осцилляций $\nu_a \rightarrow \nu_b$ в вакууме дается выражением

$$P(\nu_a, t_0 \rightarrow \nu_b; t) = \left| \sum_i U_{bi} \exp[-iE_i(t-t_0)] U_{ai}^* \right|^2. \quad (16)$$

В общем случае n флейворов лептонная матрица смешивания U_{ai} зависит от $(n-1)(n-2)/2$ CP-нарушающих фаз $\{\delta_{CP}\}$ дираковского типа (см., например, [21, 22]). Если нейтрино являются майорановскими частицами, то имеется еще $(n-1)$ дополнительная CP-нарушающая фаза так называемого майорановского типа. Однако эти фазы не влияют на осцилляции нейтрино и поэтому здесь не рассматриваются.

При CP-преобразовании нейтрино переходят в свои античастицы ($\nu_{a,b} \leftrightarrow \bar{\nu}_{a,b}$), что эквивалентно комплексному сопряжению U_{ai} :

$$\text{CP: } \nu_{a,b} \leftrightarrow \bar{\nu}_{a,b} \Rightarrow U_{ai} \rightarrow U_{ai}^* \quad (\{\delta_{CP}\} \rightarrow -\{\delta_{CP}\}). \quad (17)$$

Преобразование обращения времени меняет местами начальное и конечное времена эволюции t_0 и t в равенстве (16), что отвечает эволюции "назад во времени". Как

следует из (16), замена $t_0 \rightleftharpoons t$ эквивалентна комплексному сопряжению экспоненциальных множителей в амплитуде осцилляции. Так как вероятность перехода зависит только от модуля амплитуды, это эквивалентно комплексному сопряжению множителей U_{bi} и U_{ai}^* , что, в свою очередь, сводится к замене $a \rightleftharpoons b$. Поэтому вместо эволюции "назад во времени" можно рассматривать эволюцию вперед во времени, но между переставленными начальным и конечным флейворами:

$$\text{T: } t_0 \rightleftharpoons t \Leftrightarrow \nu_a \leftrightarrow \nu_b \Rightarrow U_{ai} \rightarrow U_{ai}^* \quad (\{\delta_{CP}\} \rightarrow -\{\delta_{CP}\}). \quad (18)$$

При совместном преобразовании CP и T имеют место замены:

$$\text{CPT: } \nu_{a,b} \leftrightarrow \bar{\nu}_{a,b}, \quad t_0 \rightleftharpoons t (\nu_a \leftrightarrow \nu_b) \Rightarrow P(\nu_a \rightarrow \nu_b) \rightarrow P(\bar{\nu}_b \rightarrow \bar{\nu}_a). \quad (19)$$

Из CPT-инвариантности следует, что нарушение CP-инвариантности означает нарушение T-инвариантности и наоборот.

Нарушение CP- и T-инвариантности можно характеризовать следующими разностями вероятностей:

$$\Delta P_{ab}^{CP} \equiv P(\nu_a \rightarrow \nu_b) - P(\bar{\nu}_a \rightarrow \bar{\nu}_b), \quad (20)$$

$$\Delta P_{ab}^T \equiv P(\nu_a \rightarrow \nu_b) - P(\nu_b \rightarrow \nu_a). \quad (21)$$

Из CPT-инвариантности вытекает, что разности вероятностей для CP- и T-нарушения совпадают, а вероятности выживания не имеют CP-асимметрии:

$$\Delta P_{ab}^{CP} = \Delta P_{ab}^T, \quad \Delta P_{aa}^{CP} = 0. \quad (22)$$

В 2f-приближении CP- и T-нарушения отсутствуют, так что любое наблюдаемое нарушение этих симметрий при осцилляциях нейтрино в вакууме было бы чистым эффектом наличия трех или более флейворов.

В 3f-приближении имеется только одна CP-нарушающая фаза дираковского типа δ_{CP} и поэтому только одна CP-нечетная (и T-нечетная) разность вероятностей:

$$\Delta P_{e\mu}^{CP} = \Delta P_{\mu\tau}^{CP} = \Delta P_{\tau e}^{CP} \equiv \Delta P, \quad (23)$$

где разность

$$\Delta P = -4s_{12} c_{12} s_{13} c_{13}^2 s_{23} c_{23} \sin \delta_{CP} \times \left[\sin \left(\frac{\Delta m_{12}^2}{2E} L \right) + \sin \left(\frac{\Delta m_{23}^2}{2E} L \right) + \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2}{2E} L \right) \right]. \quad (24)$$

Эта величина обращается в нуль в следующих случаях: когда по крайней мере одно значение $\Delta m_{ij}^2 = 0$; когда по крайней мере одно значение θ_{ij} равно 0 или 90° ; когда δ_{CP} равно 0 или 180° ; в режиме усреднения; в пределе $L \rightarrow 0$ (пропорционально L^3). Ясно, что разность (24) очень трудно наблюдать.

5. CP- и T-нечетные эффекты при осцилляциях нейтрино в среде

При осцилляциях нейтрино в среде CP-преобразование (замена $\nu_a \leftrightarrow \bar{\nu}_a$) означает не только комплексное сопряжение лептонной матрицы смешивания, но также пере-

мену знака индуцированных средой потенциалов:

$$\begin{aligned} \text{CP: } U_{ai} &\rightarrow U_{ai}^* \quad (\{\delta_{\text{CP}}\} \rightarrow -\{\delta_{\text{CP}}\}), \\ V(r) &\rightarrow -V(r). \end{aligned} \quad (25)$$

Можно показать [11], что в среде с произвольным распределением плотности, как и в вакууме, действие обращения времени на нейтринные осцилляции эквивалентно взаимозамене начального и конечного флейворов нейтрино. Это также эквивалентно комплексному сопряжению U_{ai} и замене распределения плотности вдоль пути распространения нейтрино на распределение, отвечающее обратному распространению:

$$\begin{aligned} \text{T: } U_{ai} &\rightarrow U_{ai}^* \quad (\{\delta_{\text{CP}}\} \rightarrow -\{\delta_{\text{CP}}\}), \\ V(r) &\rightarrow \tilde{V}(r). \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь

$$\tilde{V}(r) = \sqrt{2} G_F \tilde{N}(r), \quad (27)$$

а $\tilde{N}(r)$ — обратное распределение, соответствующее перестановке положений нейтринного источника и детектора. В случае симметричного распределения плотности (например, в среде с постоянной плотностью) $\tilde{N}(r) = N(r)$.

Существенно, что само наличие среды (с неравным числом частиц и античастиц) нарушает C, CP и CPT, что приводит к CP-нечетным эффектам в нейтринных осцилляциях даже в отсутствие фундаментальных CP-нарушающих фаз $\{\delta_{\text{CP}}\}$. Это ложное (внешнее) нарушение CP-симметрии может осложнить исследование фундаментального (внутреннего) CP-нарушения.

5.1. CP-нечетные эффекты в среде

CP-нечетные эффекты при нейтринных осцилляциях в среде (в отличие от вакуумных осцилляций) имеют место даже в 2f-приближении (а для трех и большего числа флейворов, даже когда все $\{\delta_{\text{CP}}\} = 0$):

$$P(\nu_a \rightarrow \nu_b) \neq P(\bar{\nu}_a \rightarrow \bar{\nu}_b). \quad (28)$$

По существу это хорошо известный факт. Например, MSW-эффект может усиливать осцилляции $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ и подавлять $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$ или наоборот. Более того, вероятности выживания в среде не являются CP-инвариантными:

$$P(\nu_a \rightarrow \nu_a) \neq P(\bar{\nu}_a \rightarrow \bar{\nu}_a). \quad (29)$$

Чтобы разделить проявления фундаментального и индуцированного средой нарушения CP в экспериментах на большой базе, необходимо либо измерить энергетическую зависимость осцилляционного сигнала, либо определить сигналы на двух базах, что представляется непростой задачей. Альтернативными (хотя и трудно реализуемыми) возможностями являются:

- эксперименты при относительно низких энергиях и на умеренной базе ($E \simeq 0,1-1$ ГэВ, $L \simeq 100-1000$ км) [23], когда эффекты среды пренебрежимо малы;
- не прямые измерения по CP-нечетным членам, пропорциональным $\cos \delta_{\text{CP}}$ [24], и по площади лептонного треугольника унитарности [25].

CP-нечетные эффекты в экспериментах с нейтрино от сверхновых изучаться не могут вследствие неразличимости на опыте низкоэнергетических нейтрино ν_μ и ν_τ .

5.2. T-нечетные эффекты в среде

Поскольку в среде CPT-инвариантность нарушается, нарушения CP и T больше напрямую не связаны (хотя некоторые соотношения между ними остаются справедливыми [11, 26]). Поэтому T-нечетные эффекты при нейтринных осцилляциях в среде заслуживают независимого исследования. Им присущи следующие особенности:

- среда не всегда индуцирует T-нечетные эффекты (это происходит только в асимметричном случае с $\tilde{N}(r) \neq N(r)$);
- в двухфлейворном подходе T-нарушение (как фундаментальное, так и индуцированное средой) отсутствует, что является простым следствием унитарности; например, для системы (ν_e, ν_μ) выполняются равенства

$$P_{ee} + P_{e\mu} = 1, \quad P_{ee} + P_{\mu e} = 1, \quad (30)$$

из которых следует, что $P_{e\mu} = P_{\mu e}$:

- в 3f-случае имеется только одна T-нечетная разность вероятностей для нейтрино (и одна для антинейтрино), независимо от распределения плотности:

$$\Delta P_{e\mu}^T = \Delta P_{\mu\tau}^T = \Delta P_{\tau e}^T; \quad (31)$$

это является следствием 3f-унитарности [27].

Индукцированные средой T-нечетные эффекты являются очень интересными проявлениями среды, обусловленными исключительно наличием трех или большего числа флейворов. Они отсутствуют в случае среды с симметричным распределением плотности (в частности, в среде с постоянной плотностью). В режиме полного усреднения нейтринных осцилляций эти эффекты не гаснут [11]. Они могут имитировать фундаментальное нарушение T-инвариантности и затруднять его исследование, т.е. извлечение величины δ_{CP} из экспериментальных данных. T-нечетные эффекты обращаются в нуль, когда $U_{e3} = 0$ или $\Delta m_{21}^2 = 0$ (т.е. в двухфлейворных пределах); поэтому они дважды подавлены малостью обоих этих параметров. Это означает, что при получении аналитических выражений для T-нечетных разностей вероятностей можно использовать теорию возмущений. Структура этих выражений в общем случае такова:

$$\Delta P_{e\mu}^T = Y \sin \delta_{\text{CP}} + X \cos \delta_{\text{CP}}. \quad (32)$$

Первый член в соотношении (32) (пропорциональный $\sin \delta_{\text{CP}}$) связан с фундаментальным нарушением T-инвариантности, а второй — с ее нарушением за счет взаимодействий со средой.

В адиабатическом приближении структура X представляется в виде [11]

$$X = J_{\text{eff}} \times (\text{осциллирующие члены}),$$

где

$$J_{\text{eff}} = s_{12} c_{12} s_{13} c_{13}^2 s_{23} c_{23} \frac{\sin(2\theta_1 - 2\theta_2)}{\sin 2\theta_{12}}. \quad (33)$$

Здесь θ_1 и θ_2 — углы смешивания в среде для сектора (1-2) (т.е. аналоги угла смешивания θ_{12}) в начальной и конечной точках эволюции нейтрино соответственно. Таким образом, разность $\theta_1 - \theta_2$ является мерой асимметрии распределения плотности.

Величину J_{eff} следует сравнивать с инвариантом Ярлског в вакууме

$$J = s_{12} c_{12} s_{13} c_{13}^2 s_{23} c_{23} \sin \delta_{\text{CP}}. \quad (34)$$

Мы видим, что множитель $\sin(2\theta_1 - 2\theta_2)/\sin 2\theta_{12}$ в J_{eff} играет такую же роль, как и множитель $\sin \delta_{\text{CP}}$ в J .

В среде с асимметричным распределением плотности в Т-нечетные разности вероятностей ΔP_{ab}^T дают вклад как фундаментальное, так и индуцированное средой нарушение Т-инвариантности. Это может помешать экспериментальному определению фундаментальной CP- и Т-нарушающей фазы δ_{CP} . В частности, в ускорительных экспериментах на большой базе нужно будет учитывать, что распределение плотности земной среды не является идеально сферически-симметричным.

Строго говоря, для извлечения сведений о фундаментальном Т-нарушении необходимо измерить

$$P_{\text{dir}}(v_a \rightarrow v_b) - P_{\text{rev}}(v_b \rightarrow v_a), \quad (35)$$

где P_{dir} и P_{rev} соответствуют прямому и обратному распределению плотности среды. (Интересно, что для этого можно использовать даже вероятности выживания $P_{\mu\mu}$ и $P_{\tau\tau}$ [28]. Вероятность P_{ee} выживания ν_e является при этом исключением, поскольку в 3f-случае она не зависит от δ_{CP} [29, 30]. Это, однако, не выполняется, если существует ν_s [11].)

Было бы, несомненно, трудно измерить разность (35) в реальных условиях; например, было бы нелегко передвинуть CERN в Гран-Сассо, а лабораторию Гран-Сассо — в CERN. К счастью, этого фактически не требуется: индуцированные средой Т-нечетные эффекты, обусловленные неидеальной сферичностью распределения плотности в Земле, очень малы и не могут испортить результат определения δ_{CP} , если погрешность в определении δ_{CP} превышает 1 % на 99-процентном уровне достоверности [11].

Сможем ли мы на опыте изучать нарушение Т-инвариантности в нейтринных осцилляциях? Из-за проблем с детектированием $e^\pm$ это является трудной, но, по-видимому, не безнадежной задачей. Более тяжелым делом было бы исследование Т-нечетных эффектов, обусловленных взаимодействиями в среде. В земных экспериментах индуцированные средой Т-нечетные эффекты должны быть исчезающе малы. В осцилляциях нейтрино от сверхновых их нельзя будет наблюдать из-за экспериментальной неразличимости ν_μ и ν_τ при малых энергиях. Однако эти эффекты могут сказываться на сигнале от нейтрино с энергиями порядка нескольких ГэВ, образующихся при аннигиляции гипотетических слабо взаимодействующих массивных частиц (WIMPs) внутри Солнца [31].

6. Проблема U_{e3}

Параметр смешивания лептонов U_{e3} играет в физике нейтрино весьма специфическую роль. Особенно интересным этот параметр представляется по следующим соображениям.

Прежде всего, из всех параметров лептонного смешивания параметр U_{e3} известен хуже всего. В то время как для двух других параметров смешивания имеются (относительно узкие) разрешенные области, для пара-

метра $|U_{e3}|$ известна только верхняя граница. По существу остается необъясненной малость этого параметра, которая выглядит странной в свете того факта, что два других параметра (θ_{12} и θ_{23}) велики⁶. (Однако имеются идеи, связывающие малость $|U_{e3}|$ с малостью отношения $\Delta m_{\text{sol}}^2/\Delta m_{\text{atm}}^2$ [33–35].)

Малость параметра U_{e3} будет, по-видимому, помехой при исследовании эффектов фундаментального нарушения CP- и Т-инвариантности и индуцированного средой нарушения Т-инвариантности в нейтринных осцилляциях. То же относится и к определению знака Δm_{31}^2 в будущих экспериментах на большой базе, которые позволят сделать выбор между нормальной и обратной иерархиями масс нейтрино. Поэтому было бы важно выяснить, насколько фактически мал параметр U_{e3} .

Параметр U_{e3} можно эффективно использовать для дискриминации различных моделей масс нейтрино [36, 37]. Он является одним из основных параметров, которые управляют недоминирующими каналами осцилляций атмосферных нейтрино, и важен для их изучения. Параметр U_{e3} также определяет величину эффектов земной среды в осцилляциях нейтрино от сверхновых.

Наконец, с параметром U_{e3} напрямую связана единственная возможность увидеть "канонический" эффект МСВ. В то время как эффекты среды могут оказаться существенными в случае больших углов смешивания в вакууме, наиболее впечатляющее явление резкого усиления переходов между нейтрино с разными флейворами в веществе может иметь место только при малых углах смешивания в вакууме. Насколько сейчас известно, по-видимому, единственным малым параметром лептонного смешивания является параметр U_{e3} .

Все вышесказанное делает проблему измерения величины U_{e3} одной из наиболее важных задач физики нейтрино.

7. Четырехфлейворные осцилляции нейтрино

Если результаты эксперимента LSND верны, осцилляционная интерпретация данных по солнечным, атмосферным и ускорительным нейтрино потребует наличия трех отдельных значений Δm^2 : $\Delta m_{\text{sol}}^2 \ll \Delta m_{\text{atm}}^2 \ll \Delta m_{\text{LSND}}^2$. Это означало бы существование по меньшей мере четырех разных легких нейтрино: ν_e , ν_μ , ν_τ и ν_s . Возможной альтернативой является сильное нарушение СРТ в нейтринном секторе, приводящее к неодинаковости значений Δm^2 в нейтринном и антинейтринном секторах [38]; эта возможность не будет здесь обсуждаться.

В общем случае 4f-осцилляции нейтрино описываются шестью углами смешивания θ_{ij} , тремя CP-нарушающими фазами дираковского типа и тремя значениями Δm_{ij}^2 , что довольно сложно. К счастью, имеется и упрощение: существующие данные допускают только два типа 4f-схем масс нейтрино — так называемые (3+1)- и (2+2)-схемы.

В (3+1)-схемах (рис. 4а) имеются три близких собственных состояния массы нейтрино и сильно отстоящее от них по массе четвертое состояние, которое является в основном стерильным нейтрино ν_s с малой примесью

⁶ Анализы данных по солнечным, атмосферным и реакторным нейтрино дают следующие разрешенные на 90-процентном уровне достоверности значения: $\tan^2 \theta_{12} = 0,42^{+0,2}_{-0,1}$, $\tan \theta_{23} = 1,0^{+0,35}_{-0,25}$, $\sin \theta_{13} < 0,2$ [6, 17, 32].

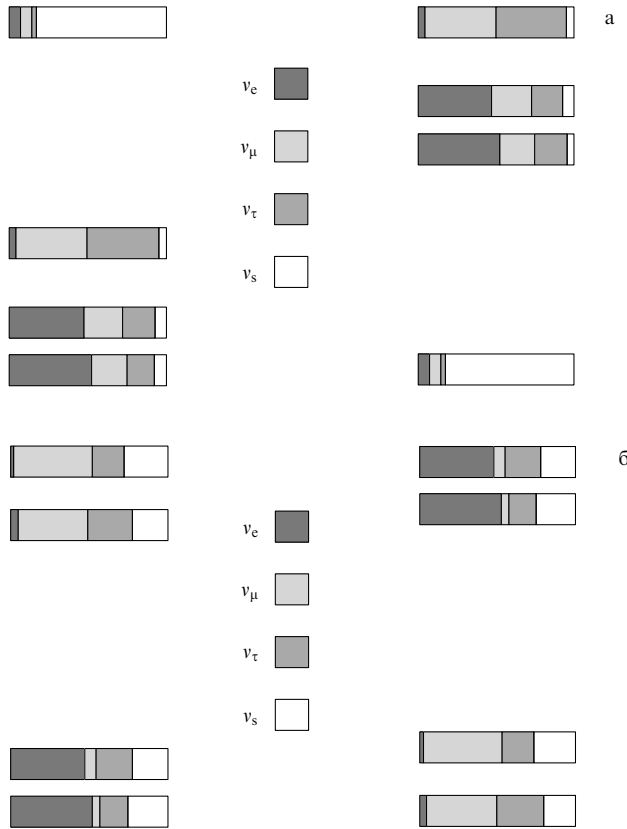


Рис. 4. (3+1)-схемы (а) и (2+2)-схемы (б).

активных нейтрино:

$$v_4 \simeq v_s + \mathcal{O}(\epsilon) \cdot (v_e, v_\mu, v_\tau), \quad \epsilon \ll 1. \quad (36)$$

При этом v_1 , v_2 и v_3 являются обычными линейными комбинациями v_e , v_μ и v_τ с малой (порядка ϵ) примесью v_s . В этой схеме амплитуда осцилляций $v_\mu \rightarrow v_e$ в эксперименте LSND составляет

$$\sin^2 2\theta_{\text{LSND}} = 4 |U_{e4} U_{\mu 4}|^2 \sim \epsilon^4. \quad (37)$$

Сильные ограничения значений $|U_{e4}|$ и $|U_{\mu 4}|$, вытекающие из данных экспериментов по исчезновению $\bar{\nu}_e$ и ν_μ , делают довольно трудным фитирование результатов LSND в (3+1)-схемах [39].

Результат LSND и данные экспериментов на короткой базе по исчезновению нейтрино не согласуются на 95-процентном уровне достоверности; при 99 % C.L. имеются разрешенные области, но они очень малы (рис. 5).

В (2+2)-схемах (рис. 4б) имеются две пары собственных состояний массы нейтрино с относительно малыми разностями квадратов масс (Δm_{sol}^2 и Δm_{atm}^2) между членами пар и большой щелью (Δm_{LSND}^2) между разными парами. Состояние v_μ присутствует в основном в паре, соответствующей осцилляциям атмосферных нейтрино, тогда как состояние v_e находится в основном в паре, соответствующей осцилляциям солнечных нейтрино:

$$\begin{aligned} \text{осцилляции } v_{\text{atm}}: \quad & v_\mu \leftrightarrow v', \\ \text{осцилляции } v_{\text{sol}}: \quad & v_e \leftrightarrow v''. \end{aligned}$$

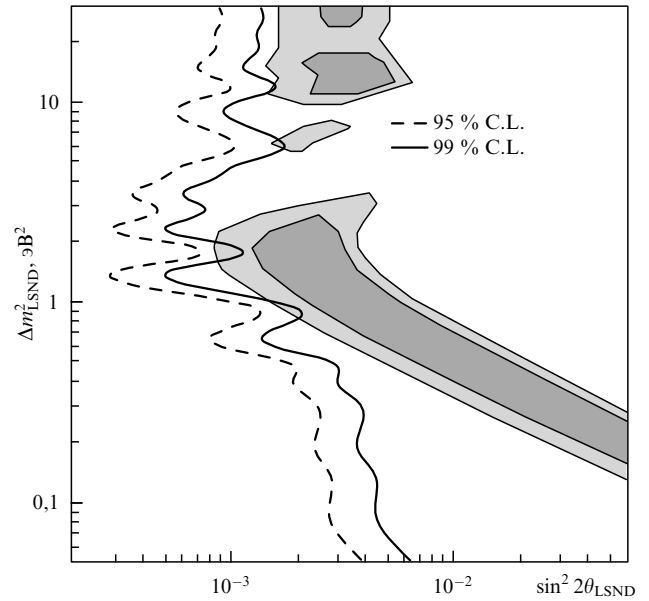


Рис. 5. Разрешенные экспериментом LSND области (заштрихованы) и запрещенные данными опытов на короткой базе области (справа от сплошных и штриховых кривых) в плоскости $(\sin^2 2\theta_{\text{LSND}}, \Delta m_{\text{LSND}}^2)$ [39].

Здесь

$$\begin{aligned} v' &\simeq c_\xi v_\tau + s_\xi v_s + \mathcal{O}(\epsilon) \cdot v_e, \\ v'' &\simeq -s_\xi v_\tau + c_\xi v_s + \mathcal{O}(\epsilon) \cdot v_\mu. \end{aligned} \quad (38)$$

Амплитуда осцилляций $v_\mu \rightarrow v_e$ в эксперименте LSND

$$\sin^2 2\theta_{\text{LSND}} \sim \epsilon^2, \quad (39)$$

т.е. является величиной только второго порядка по ϵ , и в отличие от (3+1)-случая данные LSND фитируются легко.

Однако (2+2)-схемы страдают от другого недостатка. В этих схемах доли стерильных нейтрино v_s , участвующих в осцилляциях атмосферных и солнечных нейтрино, должны с хорошей точностью в сумме равняться единице [40]:

$$|\langle v_s | v'' \rangle|^2 + |\langle v_s | v' \rangle|^2 \simeq c_\xi^2 + s_\xi^2 = 1. \quad (40)$$

Это правило сумм не согласуется с данными по атмосферным и солнечным нейтрино. Действительно, результаты эксперимента Super-Kamiokande по атмосферным нейтрино отдают значительное предпочтение $v_\mu \rightarrow v_\tau$ по сравнению с осцилляциями $v_\mu \rightarrow v_s$, приводя к верхним границам $\sin^2 \xi < 0,20$ при 90 % C.L. и $\sin^2 \xi < 0,26$ при 99 % C.L. [41].

В то же время для интерпретации экспериментов по солнечным нейтрино предпочтительными являются переходы $v_e \rightarrow v_{\text{active}}$ по сравнению с $v_e \rightarrow v_s$. Данные по солнечным нейтрино (полученные до появления результатов эксперимента SNO по нейтральным токам) дают ограничения $\sin^2 \xi > 0,7$ (90 % C.L.) и $\sin^2 \xi > 0,48$ (99 % C.L.) для LMA-решения проблемы солнечных нейтрино [42].

Таким образом, правило сумм (40) нарушается, т.е. экспериментальные данные не благоприятствуют также и $(2+2)$ -схемам. Недавно опубликованные данные SNO по нейтральным токам [17] ужесточили этот вывод. В работе [43] показано, что $(2+2)$ -схемы в настоящее время исключены. Однако были выдвинуты аргументы [44], согласно которым поправки к правилу сумм (40) могут оказаться не пренебрежимо малыми; это могло бы ослабить доводы против $(2+2)$ -схем⁷.

В четырехфлейворном случае в нейтринных осцилляциях могут иметь место интересные эффекты среды [47]. Нарушение СР-инвариантности при этом потенциально много богаче, чем в трехфлейворном случае: имеется несколько различных СР-нечетных наблюдаемых, и СР-нарушающие эффекты могут быть довольно велики (в общем случае малость Δm_{sol}^2 не приводит к подавлению этих эффектов). Может также происходить большое нарушение Т-инвариантности (как фундаментальное, так и индуцированное взаимодействиями в среде).

8. Заключение

Трехфлейворные эффекты в осцилляциях солнечных, атмосферных и реакторных нейтрино и нейтрино от сверхновых и в ускорительных экспериментах на большой базе могут быть довольно существенными. Они способны давать поправки к вероятностям переходов на уровне до 10 % и приводить к специфическим явлениям, отсутствующим в двухфлейворном приближении. Проявления в нейтринных осцилляциях трех и большего числа флейворов включают в себя фундаментальное нарушение СР- и Т-инвариантности, индуцированные средой Т-нечетные эффекты, эффекты влияния среды на осцилляции $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$, а также появление в осцилляционных вероятностях специфических СР- и Т-четных интерференционных членов (пропорциональных синусам трех разных углов смешивания). Очень важна роль параметра лептонного смешивания U_{e3} , исследование которого представляет большой интерес.

В четырехфлейворном случае возможны большие эффекты несохранения СР-инвариантности и Т-нечетные эффекты (как фундаментальные, так и индуцированные средой). Однако в настоящее время экспериментальные данные в значительной степени противоречат четырехфлейворным нейтринным схемам и почти полностью их исключают.

Список литературы

1. Bilenky S M, Giunti C, Grimus W *Prog. Part. Nucl. Phys.* **43** 1 (1999); hep-ph/9812360
2. Gonzalez-Garcia M C, Nir Y *Rev. Mod. Phys.* **75** 345 (2003); hep-ph/0202058
3. Михеев С П, Смирнов А Ю *ЯФ* **42** 1441 (1985); Wolfenstein L *Phys. Rev. D* **17** 2369 (1978)
4. Botella F J, Lim C-S, Marciano W J *Phys. Rev. D* **35** 896 (1987)
5. Barger V D et al. *Phys. Rev. D* **22** 2718 (1980); Zaglauer H W, Schwarzer K H Z. *Phys. C* **40** 273 (1988); Ohlsson T, Snellman H J. *Math. Phys.* **41** 2768 (2000); Erratum, *ibid.* **42** 2345 (2001); hep-ph/9910546; *Phys. Lett. B* **474** 153 (2000); hep-ph/9912295; Kimura K, Takamura A, Yokomakura H *Phys. Lett. B* **537** 86 (2002); hep-ph/0203099
6. Apollonio M et al. (CHOOZ Collab.) *Phys. Lett. B* **420** 397 (1998); hep-ex/9711002; *Phys. Lett. B* **466** 415 (1999); hep-ex/9907037
7. Yasuda O *Acta Phys. Pol. B* **30** 3089 (1999); hep-ph/9910428; Freund M et al. *Nucl. Phys. B* **578** 27 (2000); hep-ph/9912457; Freund M, Huber P, Lindner M *Nucl. Phys. B* **615** 331 (2001); hep-ph/0105071; Mocioiu I, Shrock R *JHEP* **0111** 050 (2001); hep-ph/0106139
8. Cervera A et al. *Nucl. Phys. B* **579** 17 (2000); Erratum, *ibid.* **593** 731 (2001); hep-ph/0002108
9. Akhmedov E Kh et al. *Nucl. Phys. B* **542** 3 (1999); hep-ph/9808270
10. Peres O L G, Smirnov A Yu *Phys. Lett. B* **456** 204 (1999); hep-ph/9902312
11. Akhmedov E Kh et al. *Nucl. Phys. B* **608** 394 (2001); hep-ph/0105029
12. Peres O L G, Smirnov A Yu *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **110** 355 (2002); hep-ph/0201069
13. Kuo T K, Pantaleone J *Phys. Rev. D* **35** 3432 (1987); Ohlsson T, Snellman H *Eur. Phys. J. C* **20** 507 (2001); hep-ph/0103252
14. Lim C-S, in *Proc. of the BNL Neutrino Workshop on Opportunities for Neutrino Physics, Upton, NY, Feb. 5–7, 1987* (Ed. M J Murtagh), Report No. BNL-52079, C87/02/05 (Long Island: BNL, 1987) p. 111; Preprint BNL-39675 (scanned version at http://www-lib.kek.jp/cgi-bin/img_index?8710120)
15. de Holanda P C, Smirnov A Yu *Phys. Rev. D* **66** 113005 (2002); hep-ph/0205241
16. Gonzalez-Garcia M C et al. *Phys. Rev. D* **63** 033005 (2001); hep-ph/0009350; Bilenky S M, Nicolo D, Petcov S T *Phys. Lett. B* **538** 77 (2002); hep-ph/0112216; Gonzalez-Garcia M C, Maltoni M *Eur. Phys. J. C* **26** 417 (2003); hep-ph/0202218
17. Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 011301 (2002); nucl-ex/0204008
18. Dighe A S, Smirnov A Yu *Phys. Rev. D* **62** 033007 (2000); hep-ph/9907423
19. Akhmedov E Kh, Lunardini C, Smirnov A Yu *Nucl. Phys. B* **643** 339 (2002); hep-ph/0204091
20. Lunardini C, Smirnov A Yu *Phys. Rev. D* **63** 073009 (2001); hep-ph/0009356; *Nucl. Phys. B* **616** 307 (2001); hep-ph/0106149; Minakata H, Nunokawa H *Phys. Lett. B* **504** 301 (2001); hep-ph/0010240; Barger V, Marfatia D, Wood B P *Phys. Lett. B* **532** 19 (2002); hep-ph/0202158
21. Кобзарев И Ю и др. *ЯФ* **32** 1590 (1980)
22. Pirogov Yu F *Eur. Phys. J. C* **17** 407 (2000); hep-ph/0002299
23. Koike M, Sato J *Phys. Rev. D* **61** 073012 (2000); Erratum, *ibid.* **62** 079903 (2000); hep-ph/9909469; Minakata H, Nunokawa H *Phys. Lett. B* **495** 369 (2000); hep-ph/0004114; *JHEP* **0110** 001 (2001); hep-ph/0108085
24. Lipari P *Phys. Rev. D* **64** 033002 (2001); hep-ph/0102046
25. Farzan Y, Smirnov A Yu *Phys. Rev. D* **65** 113001 (2002); hep-ph/0201105; Aguilar-Saavedra J A, Branco G C *Phys. Rev. D* **62** 096009 (2000); hep-ph/0007025; Sato J *Nucl. Instrum. Meth. A* **472** 434 (2000); hep-ph/0008056
26. Minakata H, Nunokawa H, Parke S *Phys. Lett. B* **537** 249 (2002); hep-ph/0204171
27. Krastev P I, Petcov S T *Phys. Lett. B* **205** 84 (1988)
28. Fishbane P M, Kaus P *Phys. Lett. B* **506** 275 (2001); hep-ph/0012088
29. Kuo T K, Pantaleone J *Phys. Lett. B* **198** 406 (1987)
30. Minakata H, Watanabe S *Phys. Lett. B* **468** 256 (1999); hep-ph/9906530
31. de Gouvêa A *Phys. Rev. D* **63** 093003 (2001); hep-ph/0006157
32. Nakaya T (Super-Kamiokande Collab.) *eConf C020620* SAAT01 (2002); hep-ex/0209036; Fukuda S et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Lett. B* **539** 179 (2002); hep-ex/0205075; Eguchi K et al. (KamLAND Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **90** 021802 (2003); hep-ex/0212021
33. Akhmedov E Kh, Branco G C, Rebelo M N *Phys. Rev. Lett.* **84** 3535 (2000); hep-ph/9912205
34. King S F *JHEP* **0209** 011 (2002); hep-ph/0204360

⁷ Уже после того, как текст настоящего обзора был представлен в редакцию УФН, были опубликованы результаты новой фазы эксперимента SNO [45] с данными по измерению потока солнечных нейтрино в NC-взаимодействиях, которые более жестко ограничивают возможную долю стерильных нейтрино в осцилляциях: $\cos^2 \xi < 0,31$ (99 % C.L.) [46]. В результате, $(2+2)$ -схемы исключаются сейчас на уровне $5,8\sigma$. По данным экспериментов на короткой базе $(3+1)$ -схемы остаются непредпочтительными на уровне $3,2\sigma$ [46].

35. Kuchimanchi R, Mohapatra R N *Phys. Lett. B* **552** 198 (2003); hep-ph/0207373
36. Barr S M, Dorsner I *Nucl. Phys. B* **585** 79 (2000); hep-ph/0003058
37. Tanimoto M *Nucl. Instrum. Meth. A* **503** 157 (2001); hep-ph/0106064
38. Murayama H, Yanagida T *Phys. Lett. B* **520** 263 (2001); hep-ph/0010178; Barenboim G et al. *JHEP* **0210** 001 (2002); hep-ph/0108199; Barenboim G et al. *Phys. Lett. B* **537** 227 (2002); hep-ph/0203261
39. Maltoni M, Schwetz T, Valle J W F *Phys. Lett. B* **518** 252 (2001); hep-ph/0107150; *Phys. Rev. D* **65** 093004 (2002); hep-ph/0112103
40. Peres O L G, Smirnov A Yu *Nucl. Phys. B* **599** 3 (2001); hep-ph/0011054
41. Shiozawa M, talk at XXth Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2002), Munich, Germany, 25–30 May 2002; transparencies at <http://neutrino2002.ph.tum.de/pages/transparencies/shiozawa/index.html>
42. Gonzalez-Garcia M C, Maltoni M, Peña-Garay C *Phys. Rev. D* **64** 093001 (2001); hep-ph/0105269
43. Maltoni M et al. *Nucl. Phys. B* **643** 321 (2002); hep-ph/0207157
44. Päs H, Song L, Weiler T J *Phys. Rev. D* **67** 073019 (2003); hep-ph/0209373
45. Ahmad Q R et al. (SNO Collab.), nucl-ex/0309004
46. Schwetz T, talk at the Intern. Workshop on Astroparticle and High Energy Physics, AHEP-2003, October 14–18, 2003, Valencia, Spain; TUM-HEP-534/03; hep-ph/0311217
47. Dooling D et al. *Phys. Rev. D* **61** 073011 (2000); hep-ph/9908513

Three and four flavor neutrino oscillations

E.Kh. Akhmedov

*Russian Research Centre "Kurchatov Institute", Institute of General and Nuclear Physics
pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation*

Tel. (7-095) 196-95 19

E-mail: akhmedov@ictp.trieste.it

*The Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics,
Strada Costiera 11, I-34014 Trieste, Italy*

Some theoretical aspects of neutrino oscillations in the case of more than two neutrino flavors are reviewed. These include approximate analytic solutions for 3-flavor (3f) oscillations in matter; matter effects in $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ oscillations; 3f effects in oscillations of solar, atmospheric, reactor and supernova neutrinos and in accelerator long-baseline experiments; CP and T violation in neutrino oscillations in vacuum and in matter; the problem of U_{e3} ; and 4f oscillations.

PACS numbers: 11.30.Fs, 14.60.Pq, **26.65.+t**

Bibliography — 47 references

Received 14 November 2002, revised 28 October 2003