

ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ОСЦИЛЛЯЦИИ НЕЙТРИНО ПО ДАННЫМ КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ В НЕЙТРИННЫХ ПУЧКАХ ИФВЭ

С.В.Беликов, А.А.Волков, В.И.Кочетков, А.И.Мухин,
Ю.М.Свиридов, К.Е.Шестерманов

Приводятся ограничения на параметры осцилляции мюонных нейтрино $\nu_\mu \rightarrow \nu_\chi$, полученные на основании анализа данных квазиупругого рассеяния в совместном эксперименте ИФВЭ – ИГЭФ на нейтринных пучках ИФВЭ. При значениях разности квадрата масс $\Delta m^2 \gtrsim 15 \text{ эВ}^2$ величина коэффициента смешивания $\sin^2 2\theta \lesssim 9 \cdot 10^{-2}$ на уровне достоверности 90%.

1. Проблемы смешивания нейтрино, проявлением которого являются нейтринные осцилляции¹, находятся сейчас в центре внимания экспериментальных исследований с нейтринными пучками.

Наибольшее количество результатов было получено в экспериментах с мюонными нейтрино на ускорителях, в которых искались переходы в нейтрино другого типа $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e (\bar{\nu}_e)$ и $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\tau (\bar{\nu}_\tau)$. Это направление исследований оказалось наиболее простым, так как примесь электронных нейтрино в пучках мюонных нейтрино находится на уровне одного процента, а возможная доля тау-нейтрино – еще меньше. Этими экспериментами установлены ограничения на углы смешивания ($\sin^2 2\theta \lesssim 10^{-2}$ при больших Δm^2) и на разности квадратов масс ($\Delta m^2 \lesssim 1 \text{ эВ}^2$ и $\Delta m^2 \lesssim 3 \text{ эВ}^2$ при максимальном угле смешивания $\sin^2 2\theta \approx 1$ для $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ переходов, соответственно)².

Другая постановка экспериментов, в которых спрашивается, какая доля $P(\nu_\mu^{(-)} \rightarrow \nu_\mu^{(-)})$ исходных нейтрино остается после прохождения пути от источника до детектора, является более сложной. Она требует или хорошего количественного знания исходного спектра нейтрино и сечения взаимодействия анализируемого процесса, или использования двух идентичных по своим характеристикам нейтринных детекторов на разных расстояниях от источника. Такая "инклюзивная" постановка экспериментов может ответить на вопрос о том, какая до-

ля исходного типа нейтрино переходит в "стерильные", т. е. не взаимодействующие $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$, одним из примеров которых может быть процесс $\nu_L \rightarrow \bar{\nu}_L$.

В выполненных в последнее время экспериментах с мюонными нейтрино в космических лучах³ и с электронными антинейтрино от реактора⁴ были получены новые ограничения на параметры углов смешивания и разности квадратов масс: $\Delta m^2 \leq 6 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ при максимальном угле смешивания и $\sin^2 2\theta \leq 0,65$ при больших разностях масс для мюонных нейтрино и $\Delta m^2 \leq 0,016 \text{ эВ}^2$ при $\sin^2 2\theta = 1$ и $\sin^2 2\theta \leq 0,17$ при $\Delta m^2 > 5 \text{ эВ}^2$ для электронных антинейтрино.

Планируются и проводятся новые эксперименты на ускорителях как в эксклюзивной, так и в инклюзивной постановках^{2, 5}.

В настоящем сообщении приводятся ограничения на параметры осцилляции для мюонных нейтрино из определения $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu)$, полученные на основании анализа результатов совместного ИФВЭ – ИТЭФ эксперимента по изучению квазиупругого рассеяния мюонных нейтрино и антинейтрино нуклонами на нейтринных пучках ускорителя ИФВЭ⁶.

2. В выполненном анализе мы опирались на два обстоятельства.

Первое. – Исходные энергетические спектры (абсолютные значения потоков в разных интервалах энергии) мюонных нейтрино и антинейтрино были определены экспериментально⁷ по измерению мюонных потоков в железе защиты и использованию информации о выходах мезонов при взаимодействии 70 ГэВ протонов с мишенью нейтринного канала. На основании этих потоков были получены полные сечения квазиупругого рассеяния в соответствующих энергетических интервалах⁶.

Второе. – Величины полного сечения квазиупругого рассеяния в тех же интервалах энергии можно рассчитать, исходя из известных формфакторов этого процесса, определение которых не опирается на знание конкретного вида нейтринного спектра.

В стандартной теории⁸ Q^2 – распределение в квазиупругом рассеянии описывается тремя формфакторами $F_V(Q^2)$, $F_M(Q^2)$ и $F_A(Q^2)$:

$$\frac{d\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dQ^2} \sim \frac{1}{(s-m^2)} \left\{ [(s-m^2)^2 + \frac{1}{2}t(s-u)](F_V^2 + F_A^2) + M^2 t(F_V^2 - F_A^2) + \right. \\ \left. + t(su + 2M^2t - M^4)F_M^2 + 2Mt^2 F_V F_M \pm t(s-u)(F_V + 2MF_M)F_A \right\},$$

где $Q^2 = -q^2 = -t$; s, t, u – обычные инварианты; M – масса нуклона. Знаки (\pm) перед последним членом относятся: верхний – к рассеянию нейтрино, нижний – к антинейтрино. Вкладом индуцированного псевдоскаляра пренебрегается, так как при наших энергиях он составляет доли процента.

Формфакторы F_V и F_M берутся в дипольной форме из экспериментов по рассеянию электронов с векторной массой $M_V = 0,84 \text{ ГэВ}/c^2$. В аксиальном формфакторе, для которого также обычно принимаются дипольная параметризация

$$F_A(Q^2) = \frac{F_A(0)}{(1 + Q^2/M_A^2)^2},$$

где $F_A(Q) = -1,2546 \pm 0,0063$, остается один неизвестный параметр – аксиальная масса M_A .

Значение $M_A = (1,00 \pm 0,04) \text{ ГэВ}/c^2$ в нашем эксперименте⁶ было получено из совместного анализа Q^2 – распределений в процессах $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$ и $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n$ -рассеяний. Оно совпадает в пределах ошибок со средним мировым значением этой величины, определенным в основном из данных по рассеянию нейтрино при более низких энергиях. Поэтому было проведено их усреднение, которое дало значение $M_A = (0,99 \pm 0,02) \text{ ГэВ}/c^2$.

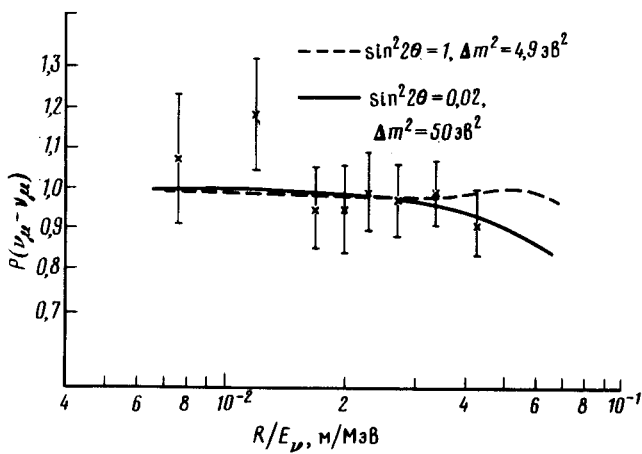


Рис. 1. Экспериментальные значения вероятности $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ в зависимости от величины отношения R/E_ν . Сплошная и пунктирная кривые – два решения при крайних значениях параметров осцилляции

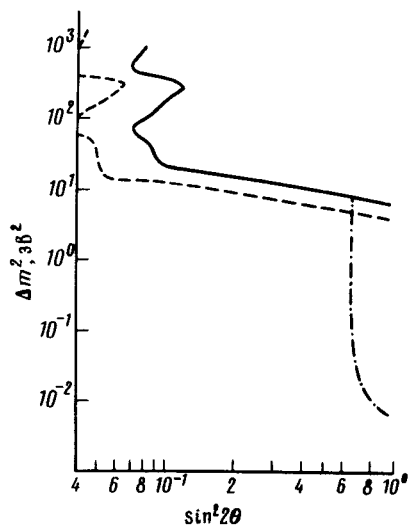


Рис. 2

Рис. 2. Ограничения на параметры $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ осцилляции: сплошная линия – эта работа, штрих-пунктирная – работа ³. Пунктирная кривая – решение по анализу данных настоящей работы

Эта величина аксиальной массы использовалась нами для получения полных сечений квазиупругого рассеяния расчетным методом.

Полученные таким образом значения сечений отражают величины потоков мюонных нейтрино и антинейтрино в месте расположения нейтринного детектора. В практических целях удобнее, однако, сравнивать сечения измеренные и вычисленные.

3. Сравнение независимо полученных разными методами двух значений полного сечения квазиупругого рассеяния в соответствующих интервалах энергии позволяет установить, отличаются ли потоки нейтрино (антинейтрино), вызывающие взаимодействия в нейтринном детекторе, от исходных потоков. В принимаемом обычно приближении, что убывание нейтрино исходного типа определяется в основном одним переходом $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$, определяемая вероятность выражается в виде ¹

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \frac{R}{E_\nu} \Delta m^2 \right).$$

Здесь R – среднее расстояние от источника нейтрино до детектора.

В таблице приводятся величины отношений r_{ν_μ} и $r_{\bar{\nu}_\mu}$ измеренных сечений $\sigma_\nu(\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p)$ и $\sigma_{\bar{\nu}}(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n)$ к вычисленным σ_ν^0 и $\sigma_{\bar{\nu}}^0$ в разных диапазонах энергии, средние значения которых E_ν даются в первом столбце.

E_ν (ГэВ)	$r_{\nu_\mu} = \frac{\sigma_\nu(\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p)}{\sigma_\nu^0}$	$r_{\bar{\nu}_\mu} = \frac{\sigma_{\bar{\nu}}(\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n)}{\sigma_{\bar{\nu}}^0}$	$\langle r \rangle_\nu = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$
3,5	0,89 ± 0,11	0,93 ± 0,12	0,91 ± 0,08
4,5	1,05 ± 0,11	0,90 ± 0,13	0,99 ± 0,08
5,5	1,00 ± 0,11	0,93 ± 0,14	0,97 ± 0,09
6,5	0,98 ± 0,12	1,01 ± 0,16	0,99 ± 0,10
7,5	0,94 ± 0,15	0,97 ± 0,17	0,95 ± 0,11
9,5	0,92 ± 0,12	1,04 ± 0,19	0,95 ± 0,10
12,0	1,24 ± 0,18	1,08 ± 0,24	1,18 ± 0,14
20,0	1,05 ± 0,18	1,13 ± 0,35	1,07 ± 0,16

4. В анализе мы использовали усредненные данные нейтринного и антинейтринного экспериментов (четвертый столбец таблицы), предполагая CP -инвариантность в осцилляциях нейтрино. Получены значения $\Delta m^2 = 4,1 \pm 1,9 \text{ эВ}^2$ при $\sin^2 2\theta = 1$ и для больших значений разности масс ($\Delta m^2 = 50 \text{ эВ}^2$) — $\sin^2 2\theta = 0,02 \pm 0,05$.

Результаты представлены на рисунках. На рис. 1 сплошной и пунктирной линиями приведены зависимости от энергии $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ при двух крайних значениях параметров осцилляции: для максимального угла смешивания ($\sin^2 2\theta = 1$, $\Delta m^2 = 4,1 \text{ эВ}^2$) и для больших значений разности масс ($\Delta m^2 = 50 \text{ эВ}^2$, $\sin^2 2\theta = 0,02$), соответственно, совместно с экспериментальными точками. На рис. 2 пунктирной линией показано полученное решение двумерной зависимости для параметров Δm^2 и $\sin^2 2\theta$, а сплошной линией — ограничение на эти параметры на уровне достоверности 90%. На этом же рисунке приведено ограничение, полученное с космическими нейтрино на Баксанской подземной установке³.

Литература

1. *Pontecorvo B.* ЖЭТФ, 1957, 33, 549; 1958, 34, 247; 1967, 53, 1717; *Bilenky S.M., Pontecorvo B.* Phys. Rep. 1978, 41, 226.
2. *Wachsmuth H.* Proc. of the Intern. Conf. Neutrino-82, Budapest, 1982, 1, 13; *Baltay C.* ibid. Suppl. p. 9.
3. *Болиев М.М. и др.* ЯФ, 1981, 34, 1418.
4. *Mössbauer R. L.* Proc. of the Intern. Conf. Neutrino-82, Budapest, 1982, 1, 1.
5. *Bunyatov S.A.* ibid., Vol. 2, p. 249.
6. *Беликов С.В. и др.* ЯФ, 1982, 35, 59; *Беликов С.В. и др.* ИФВЭ 82-107, Серпухов, 1982; *Беликов С.В. и др.* ИФВЭ 82- , Серпухов, 1983.
7. *Бугорский А.П. и др.* ЯФ, 1979, 29, 1506; *Бельков А.А. и др.* ИФВЭ 82-99, Серпухов, 1982.
8. *Llewellyn Smith C.H.* Phys. Rep., 1972, 3С, 261.