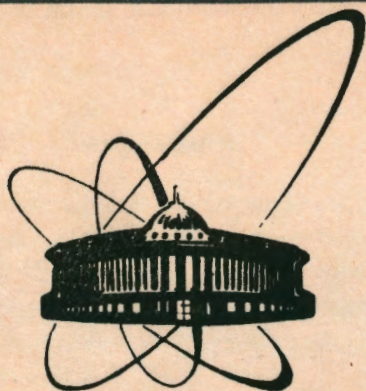


92-494



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-92-494

С.А.Баранов, Ю.А.Батусов, А.А.Борисов¹, С.А.Бунятов,
В.Ю.Валуев, А.С.Вовенко¹, В.Н.Горячев¹,
М.М.Кирсанов¹, Д.Киш², О.Л.Климов, А.С.Кожин¹,
В.И.Кравцов¹, В.В.Люков, Ю.А.Нефедов, Б.А.Попов,
А.А.Спиридонов¹, В.Л.Тумаков¹

ПОИСК ТЯЖЕЛЫХ НЕЙТРИНО
НА НЕЙТРИННОМ ДЕТЕКТОРЕ ИФВЭ — ОИЯИ

Направлено в журнал «Physics Letters B»

¹Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия

²Центральный институт физических исследований,
Будапешт, Венгерская Республика

1992

1. Введение

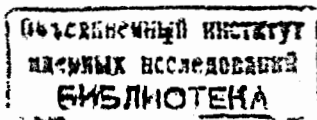
В стандартной модели электрослабых взаимодействий массы нейтрино равны нулю. Однако в настоящее время существует большое количество моделей, в которых частицы с ненулевой массой и свойствами нейтрино возникают естественным образом [1]. Эти объекты называют тяжелыми нейтрино или нейтральными лептонами. Если тяжелые нейтрино ν_H ($\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$) существуют, то они не обязательно должны совпадать с собственными состояниями ν_l ($\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \dots$) гамильтониана электрослабого взаимодействия. В этом случае возникнут линейные комбинации

$$\nu_l = \sum_H U_{lH} \nu_H \quad (l = e, \mu, \tau, \dots; H = 1, 2, 3, \dots), \quad (1)$$

где U — унитарная матрица смешивания в лептонном секторе, аналогичная матрице Кабиббо — Кобаяши — Маскава для кварков. Такое смешивание должно приводить к ряду наблюдаемых явлений. В частности, слабые распады адронов наряду с безмассовыми нейтрино должны сопровождаться и массивными нейтрино. Следовательно, в нейтринных пучках на ускорителях будет содержаться примесь тяжелых нейтрино. Эти тяжелые нейтрино, в свою очередь, могут распадаться по различным каналам, среди которых есть и экспериментально обнаружимые.

Рождение тяжелых нейтрино на ускорителях высоких энергий и их распад исследовались в экспериментах CHARM [2], PS191 [3] и на Европейской пузырьковой камере (VEPC) [4] в ЦЕРНе. Экспериментальных доказательств существования тяжелого нейтрино не было обнаружено, что позволило установить верхние границы на элементы матрицы смешивания $|U_{eH}|^2$, $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$ и $|U_{\mu H}|^2$ [5].

В данной работе исследуется возможность обнаружения распадов тяжелых нейтрино на электрон, позитрон и легкое нейтрино в нейтринном детекторе ИФВЭ — ОИЯИ [6]. Для получения ограничений на элементы матрицы смешивания были использованы данные эксперимента по полному поглощению протонного пучка в железе (beam-dump эксперимента) на 70 ГэВ-ном ускорителе ИФВЭ (Серпухов). Несмотря на относительно небольшой поток нейтрино через установку, были получены достаточно жесткие верхние пределы на элементы матрицы смешивания.



2. Результаты обработки данных beam-dump эксперимента

В beam-dump экспериментах первичный протонный пучок поглощается мишенью, а вторичные каскады – протяженной массивной защитой, расположенной непосредственно за мишенью. Поэтому в экспериментах такого типа в детектор, расположенный на значительном расстоянии от мишени и защищенный мюонным фильтром, попадают только слабовзаимодействующие частицы. Среди слабовзаимодействующих частиц, которые проникают в детектор, могут быть и тяжелые нейтрино, возникающие в распадах π - и K -мезонов до их поглощения в веществе:

$$\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_H, \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H, \quad (2)$$

$$K^+ \rightarrow e^+ \nu_H, \quad K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H. \quad (3)$$

(В дальнейшем все сказанное о тяжелом нейтрино справедливо также и для тяжелого антинейтрино, образованного в распадах π^- - и K^- -мезонов.)

Одним из возможных каналов распада тяжелого нейтрино с массой больше 1 МэВ является

$$\nu_H \rightarrow e^+ e^- \nu_e. \quad (4)$$

Такие распады выглядели бы в нейтринном детекторе как изолированные электромагнитные ливни без адронного сопровождения и мюонного трека. Нейтринный детектор расположен на расстоянии 64 м от мишени, размеры его эффективного объема в beam-dump эксперименте составляли $2,4 \times 2,4 \times 23$ м, масса – 49,5 т. В процессе экспозиции на мишень было сброшено $1,71 \times 10^{18}$ протонов. В результате обработки данных первоначально было отобрано 3450 событий с вершиной в эффективном объеме мишенной части детектора. Поиск изолированных электромагнитных ливней, критерии отбора событий и возможные источники фона подробно описаны в работе [7]. После выделения событий с изолированными электромагнитными ливнями и использования критериев отбора осталось 1 событие, которое можно считать

кандидатом на распад тяжелого нейтрино по изучаемому каналу. Смоделированный методом Монте-Карло фон с учетом критериев отбора событий составил 1,5 события в нормировке на полную статистику. Таким образом, превышения сигнала над фоном в эксперименте не обнаружено.

3. Метод и результаты анализа

Вероятность рождения тяжелых нейтрино ν_H в распадах π - и K -мезонов пропорциональна вероятности распада мезонов на нейтрино с нулевой массой, кинематическому фактору ρ_{lH} , а также квадрату соответствующего элемента матрицы смешивания $|U_{eH}|^2$ или $|U_{\mu H}|^2$ в зависимости от того, рождается ли тяжелое нейтрино в паре с электроном или мюоном [8]:

$$BR(M \rightarrow l \nu_H) = BR(M \rightarrow l \nu) \cdot \rho_{lH} \cdot |U_{lH}|^2, \quad \text{где} \quad (5)$$

$$\rho_{lH} = \frac{\lambda^{1/2}[1, \delta_l, \delta_{\nu_H}] \cdot (\delta_l + \delta_{\nu_H} - (\delta_l - \delta_{\nu_H})^2)}{\delta_l \cdot (1 - \delta_l)^2},$$

$$\lambda[x, y, z] = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2xz,$$

$$\delta_l = \left[\frac{m_l}{m_M} \right]^2, \quad \delta_{\nu_H} = \left[\frac{m_{\nu_H}}{m_M} \right]^2, \quad l = e, \mu, \quad M = \pi, K.$$

В случае чисто лептонного распада фактор ρ_{lH} учитывает тот факт, что при конечной массе ν_H подавление данной моды распада, вызванное сохранением спиральности, будет меньше, чем для безмассового нейтрино (например, при $m_\nu = 0$ $\rho = 1$, а при $m_{\nu_H} = 200$ МэВ $\rho \approx 10^5$ для $K \rightarrow e \nu_H$ и $\rho \approx 4$ для $K \rightarrow \mu \nu_H$) [9].

Если тяжелые нейтрино возникают от распадов π - и K -мезонов, то они могут иметь массу, не превышающую $m_M - m_e$. В интервале масс $0 < m_{\nu_H} < m_K - m_e$ наряду с регистрируемым каналом распада $\nu_H \rightarrow$

$e^+e^-\nu_e$ возможны также и другие моды распада тяжелых нейтрино [10]:

$$\nu_H \rightarrow \gamma\nu, \quad (6)$$

$$\nu_H \rightarrow \gamma\gamma\nu, \quad (7)$$

$$\nu_H \rightarrow \mu^+e^-\nu_\mu, \quad (8)$$

$$\nu_H \rightarrow \mu^-e^+\nu_e, \quad (9)$$

$$\nu_H \rightarrow \pi^+e^-, \quad (10)$$

$$\nu_H \rightarrow \mu^+\mu^-\nu_\mu, \quad (11)$$

$$\nu_H \rightarrow \pi^+\mu^-, \quad (12)$$

Тяжелые нейтрино с массами $m_{\nu_H} < 2m_e$ не могут быть зарегистрированы в нашем эксперименте, т.к. ширины распадов (6) и (7), возможных в этой области масс, очень малы [11], и эти распады будут происходить за эффективным объемом детектора. Ширины трехчастичных распадов (4), (8), (9), (11) вычисляются по формуле из работы [12]:

$$\Gamma(\nu_H \rightarrow l^- F \bar{f}) = \frac{G_F^2 \cdot m_{\nu_H}^5}{192 \cdot \pi^3} \cdot |U_{lH}|^2 \cdot I_{Ff}, \quad \text{где} \quad (13)$$

$$I_{Ff} = 12 \cdot \int_{(x_2+x_3)^2}^{(1-x_1)^2} dz z^{-1} (1+x_1^2-z)(z-x_2^2-x_3^2) \lambda^{1/2}[z, 1, x_1^2] \lambda^{1/2}[z, x_2^2, x_3^2],$$

$$x_1 = \frac{m_F}{m_{\nu_H}}, \quad x_2 = \frac{m_f}{m_{\nu_H}}, \quad x_3 = \frac{m_l}{m_{\nu_H}},$$

а двухчастичных (10), (12) – по формуле из работы [13]:

$$\Gamma(\nu_H \rightarrow l\pi) = \Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu) \cdot |U_{lH}|^2 \cdot W(x, y, z), \quad \text{где} \quad (14)$$

$$W(x, y, z) = \frac{[(1-x^2)^2 - 2y^2(1+x^2) + y^4]^{1/2} \cdot [(1+x^2-y^2)(1+x^2)-4x^2]}{2z^2y(1-z^2/y^2)^2},$$

$$x = \frac{m_l}{m_{\nu_H}}, \quad y = \frac{m_\pi}{m_{\nu_H}}, \quad z = \frac{m_\mu}{m_{\nu_H}}$$

При расчете ширины мы пренебрегали массами электронного и мюонного нейтрино. Величины, обратные парциальным ширинам распадов

$\tau_i = 1/\Gamma_i$, полученные на основе приведенных формул в предположении $|U_{eH}|^2 = |U_{\mu H}|^2 = 1$, показаны на рис. 1. Доминирующими модами распадов тяжелых нейтрино в исследуемой области масс являются $\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu_e$, $\nu_H \rightarrow \pi^+e^-$ и $\nu_H \rightarrow \pi^+\mu^-$.

Рис. 2 иллюстрирует поведение времени жизни тяжелого нейтрино $\tau_{\nu_H} = 1/\Gamma_{total}$ в рассматриваемом интервале масс для случаев $|U_{eH}|^2 = |U_{\mu H}|^2 = 1$ и $|U_{eH}|^2 = |U_{\mu H}|^2 = 10^{-6}$.

Спектры вторичных π - и K -мезонов, при распаде которых возможно образование тяжелых нейтрино, были получены с помощью программы FRITIOF (версия 4.X)[14]. На основе этой программы, входящей в пакет LUND Monte-Carlo, было разыграно 30 000 взаимодействий 70 ГэВ-ных протонов с веществом мишени.

Смоделированные спектры π - и K -мезонов использовались для получения зависимости ожидаемого количества N_{ν_H} зарегистрированных в эффективном объеме нейтринного детектора распадов $\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu_e$ от массы нейтрино:

$$N_{\nu_H} = N_{prot} \cdot N_M \cdot D_M \cdot BR(M \rightarrow l\nu_H) \cdot D_H \cdot BR(\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu_e) \cdot \Omega \cdot \varepsilon, \quad (15)$$

где

- N_{prot} - суммарное число протонов, сброшенных на мишень;
- N_M - число мезонов изучаемого класса, образовавшихся в одном из 30 000 разыгранных актов взаимодействия протона в мишени. Средняя множественность мезонов оказалась равной: $n(\pi^\pm) \approx 7,2$, $n(K^\pm) \approx 0,5$;
- D_M - вероятность того, что образовавшийся мезон распадется до взаимодействия:

$$D_M = \frac{\lambda_M}{\sigma_{TM}\gamma_M\beta_M + \lambda_M}, \quad (16)$$

где τ_M - время жизни мезона, λ_M - длина ядерного поглощения мезонов в железе. Она вычисляется по формуле $\lambda_M = \frac{A}{N_A \cdot \sigma \cdot \rho}$, где σ - сечение поглощения данного типа мезонов при взаимодействии с ядрами вещества с атомным весом A в исследуемом интервале энергий, ρ - плотность вещества мишени, N_A - число Авогадро;

- $BR(\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu)$ - вероятность распада тяжелого нейтрино по регистрируемому каналу. Эта величина в исследуемом интервале масс представлена на рис. 3. $BR(\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu)$ изменяется от 100 % в области масс меньше 140 МэВ до нескольких процентов в области масс больше 250 МэВ;

- D_H - вероятность того, что ν_H распадется в объеме детектора [8]:

$$D_H = \frac{L_2 - L_1}{\sigma_{\nu_H} \gamma_{\nu_H} \beta_{\nu_H}}, \quad (17)$$

где $L_1 = 67$ м и $L_2 = 90$ м - расстояние от мишени до переднего и до заднего края эффективного объема детектора соответственно. Эта величина прямо пропорциональна квадрату элемента матрицы смешивания $|U_{IH}|^2$;

- Ω - аксептанс детектора;

- ϵ - эффективность реконструкции электромагнитных ливней с учетом критериев отбора событий [7].

Из соотношений (5), (15) и (17) следует, что число возможных распадов тяжелых нейтрино в детекторе N_{ν_H} пропорционально $|U_{eH}|^4$, $|U_{eH}|^2 \cdot |U_{\mu H}|^2$ или $|U_{\mu H}|^4$ в зависимости от того, в паре с каким лептоном рождается ν_H и по какой моде распадается. При расчетах предполагалось, что $|U_{IH}| = |U_{IH}| = 1$. Исходя из того, что при поиске в детекторе изолированных электромагнитных ливней было обнаружено 1 событие при фоне 1,5 события, мы можем установить верхние пределы на элементы матрицы смешивания на 90%-ном уровне достоверности, используя метод, описанный в работе [15]:

$$\left(|U_{IH}|^2 \cdot |U_{IH}|^2 \right)_{\text{upper limit}} = 3,1 / N_{\nu_H}. \quad (18)$$

На рис. 4 и 5 представлены результаты анализа для элементов матрицы смешивания $|U_{eH}|^2$ и $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$ соответственно. Для сравнения приведены результаты коллаборации CHARM в пучке широкого спектра [2] и эксперимента PS191 [3]. Более жесткие ограничения, полученные в нашем эксперименте по сравнению с результатами установки CHARM, объясняются меньшим расстоянием от мишени до нейтринного детектора, относительно невысокой энергией протонного пучка, большей протяженностью эффективного объема детектора и лучшими фоновыми условиями. К преимуществам эксперимента следует отнести также и его чувствительность к большим $|U_{IH}|^2 (> 0,1)$ во всей исследуемой области масс нейтрино. В отличие от экспериментов CHARM и

PS191, из-за сравнительно небольшого расстояния от детектора до мишени не происходит заметного ослабления потока тяжелых нейтрино, вызванного их распадами до детектора.

Нижняя граница исследуемой области масс тяжелого нейтрино определяется условием $|U_{IH}| \leq 1$ и составляет ~ 5 МэВ для $|U_{eH}|^2$ и ~ 3 МэВ для $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$.

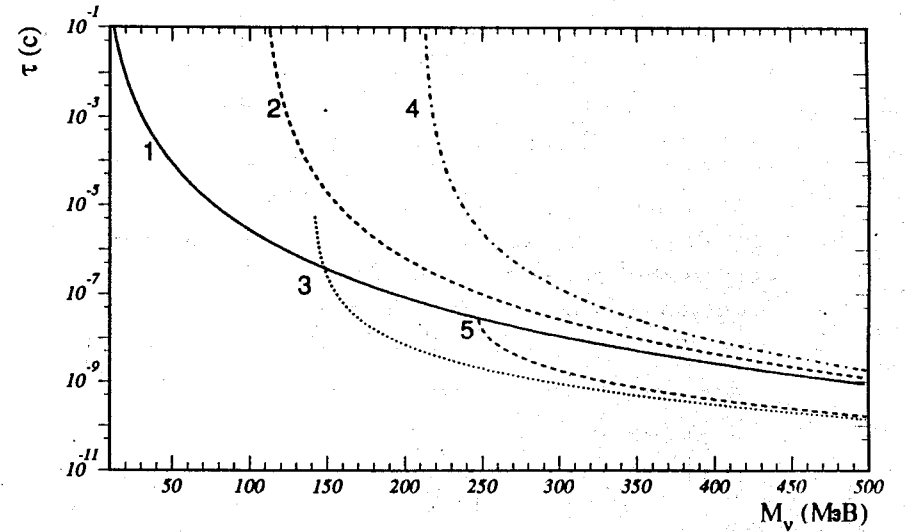


Рис.1. Зависимость величин, обратных парциальным ширинам распадов тяжелого нейтрино, от его массы в предположении $|U_{eH}|^2 = |U_{\mu H}|^2 = 1$:

- 1 — процесс $\nu_H \rightarrow e^+ e^- \nu_e$;
- 2 — процессы $\nu_H \rightarrow \mu^+ e^- \nu_\mu$ и $\nu_H \rightarrow \mu^- e^+ \nu_e$;
- 3 — процесс $\nu_H \rightarrow \pi^+ e^-$;
- 4 — процесс $\nu_H \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\mu$;
- 5 — процесс $\nu_H \rightarrow \pi^+ \mu^-$.

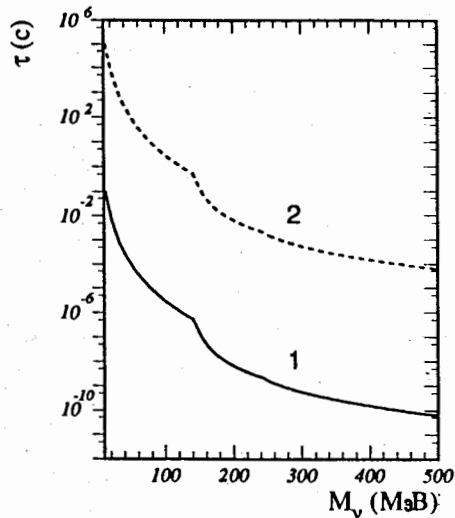


Рис.2. Зависимость времени жизни тяжелого нейтрино от его массы в изучаемом интервале $3 \div 490$ МэВ:

- 1 — в предположении $|U_{eH}|^2 = |U_{\mu H}|^2 = 1$;
 2 — в предположении $|U_{eH}|^2 = |U_{\mu H}|^2 = 10^{-6}$.

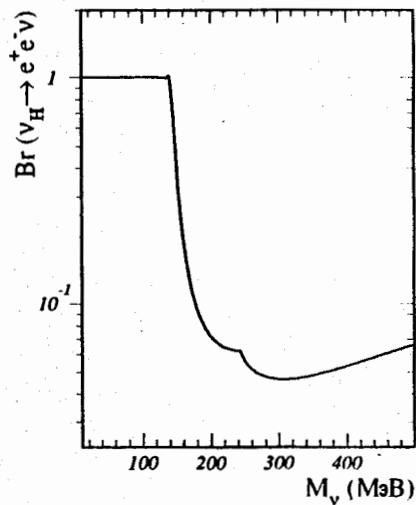


Рис.3. Зависимость вероятности распада тяжелого нейтрино по каналу $\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu_e$ от его массы в предположении $|U_{eH}|^2 = |U_{\mu H}|^2$.

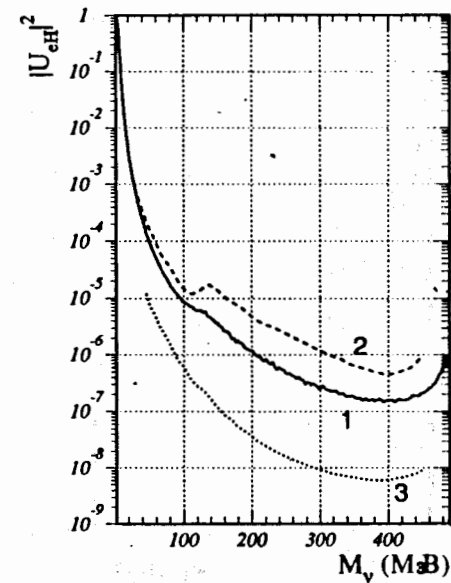


Рис.4. Верхние пределы на коэффициент матрицы смешивания $|U_{eH}|^2$ на 90 %-ном уровне достоверности:

- 1 — результаты нейтринного детектора ИФВЭ - ОИЯИ;
 2 — результаты коллаборации CHARM [2];
 3 — результаты эксперимента PS191 [3].

4. Заключение

В результате поиска распадов слабо взаимодействующих нейтральных частиц в beam-dump эксперименте на нейтринном детекторе ИФВЭ-ОИЯИ тяжелые нейтрино в интервале масс $3 \text{ МэВ} < m_{\nu_H} < 493 \text{ МэВ}$ не обнаружены. Установлены верхние пределы на элементы матрицы смешивания $|U_{eH}|^2 \sim 10^{-5}$, $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}| \sim 1,5 \cdot 10^{-5}$ при $m_{\nu_H} \sim 100 \text{ МэВ}$ и $|U_{eH}|^2 \sim 2 \cdot 10^{-7}$, $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}| \sim 3 \cdot 10^{-7}$ при $m_{\nu_H} \sim 300 \text{ МэВ}$ на 90%-ном уровне достоверности.

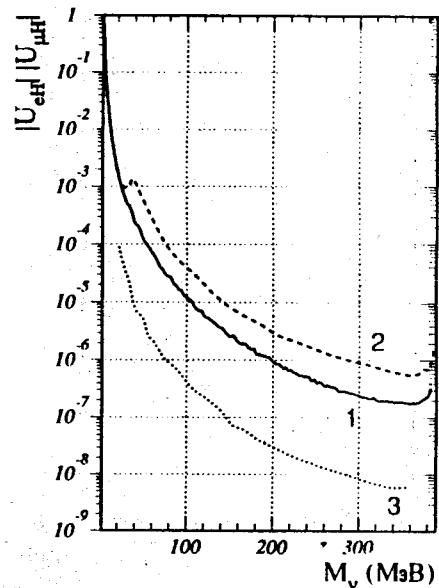


Рис.5. Верхние пределы на коэффициенты матрицы смешивания $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$ на 90 %-ном уровне достоверности:

- 1 — результаты нейтринного детектора ИФВЭ – ОИЯИ;
- 2 — результаты коллаборации CHARM [2];
- 3 — результаты эксперимента PS191 [3].

Авторы выражают глубокую признательность большому коллективу сотрудников, принимавших непосредственное участие в создании и обеспечении надежной работы нейтринного детектора ИФВЭ–ОИЯИ.

Список литературы

- [1] Gronau M. et al., Phys. Rev. D29 (1984) 2539, Gronau M., Yahalom R., Nucl. Phys. B236 (1984) 233, Wolfenstein L., Proc. Int. Conf. Neutrino 84 (Dortmund, 1984) 730, Proc. Int. Conf. Neutrino 86 (Sendai, 1986) 1, Осипов А.А., Материалы VII рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ, Дубна, P1,2,13-86-508, стр.146, 1986, Исаев П.С., Коваленко С.Г., Материалы VIII рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ, Дубна, Д1,2,13-88-90, стр.135, 1988.
- [2] Bergsma F. et al., Phys. Lett. B128 (1983) 361, Dorenbosch J. et al., Phys. Lett. B166 (1986) 473.
- [3] Bernardi G. et al., Phys. Lett. B166 (1983) 479, Phys. Lett. B203 (1988) 332.
- [4] Cooper-Sarcar A.M. et al., Phys. Lett. B160 (1985) 207.
- [5] Review of Particle Properties, Phys. Rev. D45 (1992) VI.34.
- [6] Barabash L.S. et al., Proc. Int. Conf. Neutrino 82 (Balatonfueread, 1982), vol.2, 249.
- [7] Blümlein J. et al., Z. Phys. C51, 341 (1991), Барабаш Л.С. и др., ЯФ, т.55, вып.12, стр.3259, 1992.
- [8] Боум Ф., Фогель П., "Физика массивных нейтрино", Москва, "Мир", стр.90, 1990.
- [9] Gall P.D., Proc. Int. Conf. Neutrino 84 (Dortmund, 1984) 193.
- [10] Shrock R.E., Phys. Rev. D24, 1232 (1981).
- [11] Nieves J.F., Phys. Rev. D28, 1664 (1983).
- [12] Barger V., Keung W.Y., Phillips R.J.N., University of Wisconsin - Madison, MAD/PH/152, 1984, Barger V. et al., Phys. Rev. D16, 3170 (1977).

- [13] Денисов О.Ю., Курбатов В.С., Материалы VII рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ, Дубна, P1,2,13-86-508, стр.23, 1986.
- [14] Nilsson-Almqvist B., Stenlund E., Computer Phys. Comm. 43 (1987) 387.
- [15] Review of Particle Properties, Phys. Rev. D45 (1992) III.40.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 ноября 1992 года.

Баранов С.А. и др.

P1-92-494

Поиск тяжелых нейтрино на нейтринном детекторе
ИФВЭ — ОИЯИ

Данные эксперимента по полному поглощению пучка на 70 ГэВ-ном протонном ускорителе ИФВЭ (Протвино) были проанализированы с целью поиска распадов тяжелого нейтрино $\nu_H \rightarrow e^+ e^- \nu_e$ в нейтринном детекторе ИФВЭ—ОИЯИ. Превышения сигнала над фоном не обнаружено. Установлены верхние пределы на элементы матрицы смешивания $|U_{eH}|^2$ в интервале масс $5 \text{ МэВ} < m_{\nu_H} < 493 \text{ МэВ}$ и $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$ в интервале масс $3 \text{ МэВ} < m_{\nu_H} < 388 \text{ МэВ}$ на 90%-ном уровне достоверности.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Baranov S.A. et al.

P1-92-494

Search for Heavy Neutrinos at the IHEP — JINR
Neutrino Detector

Data from a proton beam-dump experiment at the 70 GeV Serpukhov accelerator were analysed to search for heavy neutrino decays $\nu_H \rightarrow e^+ e^- \nu_e$ at the IHEP-JINR Neutrino Detector. No signal over background was found. The upper limits on the elements of a mixing matrix $|U_{eH}|^2$ in the mass range $5 \text{ MeV} < m_{\nu_H} < 493 \text{ MeV}$ and $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$ in the mass range $3 \text{ MeV} < m_{\nu_H} < 388 \text{ MeV}$ were established at 90% CL.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992