

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ С ПОМОЩЬЮ ПОДВОДНОГО ЧЕРЕНКОВСКОГО ДЕТЕКТОРА

В.А. Царев

УДК 539.17.02

Обсуждается возможность изучения нейтринных осцилляций с помощью детектирования нейтрино от ускорителей подводным черенковским детектором.

В последние годы проблема нейтринных осцилляций /1/ широко обсуждается как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения (см. обзоры /2,3/). Проводится и планируется целый ряд экспериментов по поиску осцилляций и прямому измерению масс нейтрино. В настоящей работе мы обсудим возможность изучения нейтринных осцилляций с помощью детектирования нейтрино от ускорителя подводным черенковским детектором, типа созданного в ФИАНе /4/, расположенным на большом расстоянии от ускорителя. (Возможность проведения подводных экспериментов для изучения взаимодействия нейтрино была впервые указана М. А. Марковым /5/). Реальность постановки подобного эксперимента определяется в первую очередь возможностью набора достаточной статистики. Оценим ожидаемую скорость счета событий. Запишем скорость счета детектора N_d в секунду

$$N_d = \iint N P(E) W(l, E) \omega_D(E_\beta) \Phi(l, E_\beta) \tilde{R}(E_\beta) [E_\beta \chi(E_\beta)]^{-1} \varepsilon(r) dE dE_\beta, \quad (1)$$

где N — полное число π^- или K^- -мезонов, рождаемых в секунду, $P(E)$ — их спектр; $W(l, E) = 1 - \exp(-l/l_0(E))$, l — длина распадного канала и $l_0(E) = \sigma \tau E/mc^2$ — распадная длина пробега мезона, E , m , τ — его энергия, масса и время жизни; ω — вероятность распада $\pi(K) \rightarrow \mu + \nu$ ($\omega_\pi \approx 1$; $\omega_K \approx 0,64$); $D(E_\beta) = E^{-1} [1 - (m_\mu/m)^2]^{-1}$ —

спектр нейтрино от распада; $\Phi(L, E_\nu) = \exp(-L/\lambda(E_\nu)) = \exp(-\tilde{L}/\tilde{\lambda}(E_\nu))$ — учитывает поглощение при прохождении толщи грунта (и воды) L ; $\lambda(E_\nu) = [\sigma_\nu(E_\nu)n]^{-1}$ — длина пробега для взаимодействия, $\tilde{L} = \rho L$ и $\tilde{\lambda} = \rho\lambda = \sigma_\nu N_0$ — длины в г/см²; $\sigma_\nu(E_\nu) = \sigma_0 E_\nu$ — сечение взаимодействия нейтрино, $\sigma_0 = 0,63 \times 10^{-38}$ см²/нукл.ГэВ; ρ — плотность вещества, N_0 — число

Авогадро; $\tilde{R}(E_\nu) = \int_0^{E_\nu} R_\mu(E_\mu) dE_\mu$, где $R_\mu(E_\mu)$ — пробег мюонов;

$dE_\nu = E \left[1 - \left(\frac{m_\mu}{m} \right)^2 \right] \left[1 + \left(\frac{E_\mu}{mc^2 L} \right)^2 \right]^{-2} \times \left(\frac{E}{mc^2 L} \right)^2 2\pi r dr$ — интервал энергий нейтрино, которые при заданных E и r попадут в кольцо радиуса r и ширины dr в плоскости детектора; наконец, $\varepsilon(r)$ — эффективность регистрации черенковского излучения от мюонов, рожденных в воде перед установкой (предполагается, что ось пучка нейтрино проходит через центр установки). Для монохроматического пучка мезонов при $1 \ll 1_0$ и стопроцентной эффективности установки формула (I) переходит в выражение работы /6/, в которой рассматривалась возможность зондирования земли нейтринным пучком от будущих ускорителей очень высоких энергий ($\approx 10^5$ ГэВ). Для интересующей нас здесь области действующих ускорителей ($E \leq 5 \cdot 10^2$ ГэВ) можно положить $W \approx 1$ и $\Phi \approx 1$. Далее, полагая $R_\mu \approx (1/b) \ln(1 + bE_\mu/\alpha)$ и $b, \alpha = \text{const.}$, получим

$$\tilde{R}(E_\nu) \approx \frac{1}{b} \left[\frac{\alpha}{b} \left(1 + \frac{b}{\alpha} E_\nu \right) \ln \left(1 + \frac{b}{\alpha} E_\nu \right) - E_\nu \right] \approx \frac{1}{2\alpha} E_\nu^2,$$

где для воды $(2\alpha)^{-1} \approx 1,65 \cdot 10^2$ г.см⁻².ГэВ⁻¹. Эффективность детектора $4/\varepsilon(r) \approx 1 - \exp(-ak)$, $k = \beta \exp(-cr/\lambda_b)/(r/\lambda_b)$ мы будем аппроксимировать гауссовской зависимостью $\varepsilon(r) \approx \exp(-r/R_d)^2$. Здесь λ_b — величина, характеризующая прозрачность воды для черенковского света ($\lambda_b \approx 20$ м). Используя результаты работы /4/, можно найти R_d для различных вариантов установки. Так, для порога регистрации, равного одному фотозлектрону, $R_d \approx 0,95\lambda_b$ для трех модулей без включения на совпадение. При тройных совпадениях за счет уменьшения площади фотокатодов R_d

уменьшается до $\approx 0,5\lambda_b$. Кроме того, в этом случае следует брать $\varepsilon^3(r)$, что в целом дает $R_d \approx 0,3\lambda_b$. Увеличение порога до двух фотоэлектронов уменьшает R_d^2 примерно вдвое. Для монохроматического пучка мезонов можно переписать (I) в простой форме, удобной для оценок

$$N_d = N\sigma_0 N_0 (2\alpha)^{-1} \left[1 - \left(\frac{m\mu}{m} \right)^2 \right]^2 \omega E^2 \left(\frac{ER_d}{mc^2 L} \right)^2. \quad (2)$$

Заметим, что фактор $(ER_d/mc^2 L)^2$ определяет долю пучка нейтрино, попадающую в детектор, и составляет, например, $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ для $E_\pi = 100$ ГэВ, $L = 1000$ км. Выражая $\bar{N}$ в единицах 10^8 с^{-1} , $\bar{E}$ — в сотнях ГэВ, $x = R_d/20$ м и $\bar{L}$ в тысячах км, запишем скорость счета в сутки N_d^*

$$N_d^* \approx K \bar{N} \bar{E}^4 (x/\bar{L})^2, \quad (3)$$

где $K = 2,46$ для π -и $0,58$ для K -мезонов. В табл. I представлены результаты вычислений по формуле (3) для π -и K -мезонов при $L = 1000$ км и $N = 10^8 \text{ с}^{-1}$. Заметим, что величина $N = 10^8 \text{ с}^{-1}$ является вполне реалистической. Так, на суперсинхротроне ЦЕРН имеются пучки нейтрино широкого спектра с интенсивностью $> 10^{10} \text{ с}^{-1}$ при $\langle E \rangle \approx 30$ ГэВ и дихроматические с интенсивностями до $10^8 - 10^9 \text{ с}^{-1}$ и энергиями нейтрино до 200 ГэВ. Как видно из таблицы, детектор /4/ позволяет получить достаточно большую скорость счета, что обусловлено значительным эффективным объемом мишени $V \approx \pi R_d^2 \langle R_\mu \rangle \approx (\pi/2\alpha) R_d^2 E \approx (\pi/2\alpha) \left[1 - \left(\frac{m\mu}{m} \right)^2 \right] R_d^2 E$.

Таблица I

Счет в установке (событий в сутки) при $L = 1000$ км, тройных совпадений и пороге регистрации, равном двум фотоэлектронам.

E, ГэВ	100	200	300	400	500
π	0,086	1,4	7,1	22,3	54,5
K	0,02	0,4	1,7	5,3	12,9

Факт существования осцилляций может быть установлен прежде всего по уменьшению скорости счета по сравнению с ожидаемой за счет усреднений по осцилляциям. Так, при максимальном смешивании ожидаем уменьшения в N_1 раз, где N_1 — число типов нейтрино /2/. Кроме того, в рассматриваемом эксперименте существует возможность (за счет изменения расстояния L) определения длины осцилляций по изменению интенсивности, если не происходит усреднения по спектру. Чувствительность данного эксперимента к осцилляциям, определяемая /2/ как $\delta m^2 = 4\pi E_\nu / L$, составляет при $L = 1000$ км $\delta m^2 \approx 0,055 - 0,55$ при $E_\nu = 50 - 500$ ГэВ.

Таким образом, использование детектора /4/ делает вполне реальным проведение экспериментов с существующими ускорителями по поискам осцилляций нейтрино. (Обсуждение аналогичных проектов с другими детекторами можно найти в работе /7/). Подчеркнем, что кроме относительной простоты и большого эффективного объема, подводный детектор /4/ выгодно отличается от наземных и подземных возможностью достижения низкого фона (оценки см. в /4/) в сочетании с простотой перемещения в продольном (вдоль пучка) и поперечном (для "выхода на пучок") направлениях. Полученные в работе оценки скорости счета следует, разумеется, рассматривать как предварительные, ориентировочные. В дальнейшем, после детального экспериментального исследования особенностей детектора, они могут быть уточнены с учетом реальных параметров пучка, установки и фона.

Автор благодарен В. П. Пустоветову, Ю. А. Трубкину и В. М. Федорову за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
28 апреля 1981 г.

Л и т е р а т у р а

1. Б. М. Понтекоров, ЖЭТФ 33, 549 (1957); 34, 247 (1958); 53, 1717 (1967).
2. С. М. Биленький, Б. М. Понтекоров, УФН, 123, 182 (1977).
3. W. J. Marciano, Comments Nucl. Part. Phys., 2, 169 (1981).
4. В. П. Пустоветов, Ю. А. Трубкин, В. М. Федоров, Препринт ФИАН № 60, 1981 г.

5. M. A. Markov, Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, Rochester, 1960, p. 579.
6. Л. В. Волкова, Г. В. Зацепин, изв. АН СССР, сер. физ. 38, 1060 (1974).
7. E. V. Kolomeets et al., Washington Univ. preprint, March 1981.