

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ НЕЙТРИНО НА БОЛЬШИХ  
РАССТОЯНИЯХ ОТ УСКОРИТЕЛЯ

В. А. Царев, В. А. Чечин

УДК 539.17.02

Получены простые выражения для оценки скорости счета нейтринных событий в детекторах с внешней и внутренней мишенью, расположенных на большом расстоянии от ускорителя.

I. В последнее время широко обсуждается, главным образом в связи с экспериментами по нейтринным осцилляциям, проблема детектирования нейтрино детекторами, расположенными на большом расстоянии от ускорителя /1/. Скорость счета  $N$  нейтринных событий, определяющая возможность реализации подобных экспериментов, зависит от целого ряда параметров пучка и детектора и обычно вычисляется с помощью специальных программ на ЭЕМ. В работе /2/ были получены выражения, позволяющие упростить процедуру подобных вычислений. Однако и в этом случае остается необходимость производить численное интегрирование или использовать результаты вычислений, приведенные в виде графиков или таблиц.

В настоящей работе получены приближенные формулы, которые позволяют простым образом находить величину  $N$  с точностью  $\sim 20\%$  при различных условиях эксперимента. Подобная точность представляется вполне разумной для проведения оценочных расчетов, если учесть, что различные формы учета спектров вторичных частиц и эффективности фокусировки, имеющиеся в литературе, приводят к значениям  $N$ , отличающимся на фактор  $\sim 2$ .

Будем использовать предположения и обозначения работы /2/. Считаем, что детектирование нейтрино производится с помощью регистрации мюонов, рожденных в воде в реакциях

$$\bar{y}_\mu + N \rightarrow \mu^- + \dots \quad (Ia)$$

$$\bar{y}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + \dots \quad (Iб)$$

детектором, имеющим радиус  $R$  и расположенным на оси пучка на расстоянии  $L$  от ускорителя. Тогда, согласно /2/, скорость счета  $N$  в детекторе с внешней мишенью, регистрирующем мюоны, рожденные в веществе перед детектором, определяется выражением

$$N = I_p \lambda (R/L)^2 E_p^4 Q, \quad \lambda = \sigma_a I_a \exp(-\sigma_a I_a), \quad (2)$$

$$Q = \sum_{i=\pi^{\pm}, K^{\pm}} \alpha_i V_i^{(4)} J_i^{(4)}.$$

Здесь  $I_p$  и  $E_p$  - интенсивность и энергия первичного протонного пучка;  $\sigma_a$ ,  $L$  и  $n$  - сечение взаимодействия протонов с ядрами мишени, длина и плотность мишени,  $\alpha$  и  $\alpha_i$  - константы, пропорциональные, соответственно, сечениям процессов (Ia) и (Iб), для которых мы принимаем значения  $\sigma_p/E_p = 0,63 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{Гэв}$  и  $\sigma_{\bar{p}}/E_{\bar{p}} = 0,30 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{Гэв}$ .  $V_i$  учитывают влияние фокусировки. Мы будем рассматривать два крайних случая: отсутствие фокусировки (о.ф.) и идеальную фокусировку (и.ф.). Функция  $J_i^{(4)}$  зависит от  $E_p$  и длины распадного канала  $l$ :

$$J_i^{(s)}(l/E_p) = \int_0^l x^{s-1} F_2(x) [1 - \exp(-lx_1/E_p x)] dx. \quad (3)$$

Здесь  $F_2(x)$  учитывает распределение  $\pi$ - и  $\bar{K}$ -мезонов по продольным составляющим импульса,  $x = p_{||}/E_p$ ,  $\xi_1 = \pi_1/c\tau_1$ ,  $\tau_1$ ,  $\pi_1$  - время жизни и масса  $i$ -го мезона.

Легко убедиться, что функция

$$Q(l/E_p) = \sum_{i=\pi^{\pm}, K^{\pm}} Q_i(\infty) [1 - \exp(-l\beta_i/E_p)], \quad (4)$$

$$Q_1(\infty) = \alpha_1 B_1^{(4)} J_1^{(4)}(\infty); \quad \beta_1 = J_1^{(3)}(\infty) \xi_1 / J_1^{(4)}(\infty),$$

дает правильные значения  $N$  при  $1 \rightarrow 0$  и  $1 \rightarrow \infty$  и, как показывают численные расчеты, аппроксимирует (2) с точностью до нескольких процентов при промежуточных значениях  $1/E_p$ .

Аналогичное выражение можно получить для скорости счета  $\tilde{N}$  в детекторе с внутренней мишенью, регистрирующем только те мюоны, которые рождаются в объеме  $S = \pi R_{II}^2$ , где  $R_{II}$  - продольные размеры детектора:

$$\tilde{N} = I_p \lambda (R/L)^2 E_p^3 R_{II} \sum_{i=\pi^{\pm}, K^{\pm}} \tilde{Q}_i(\infty) [1 - \exp(-1/\tilde{\beta}_i/E_p)]. \quad (5)$$

Параметры  $Q_1(\infty)$ ,  $\beta_1$ ,  $\tilde{Q}_1(\infty)$ ,  $\tilde{\beta}_1$  приведены в табл. I. При этом для удобства приняты следующие единицы измерения: 20 м для  $R$  и  $R_{II}$ , 100 м для  $L$ , 2эв для  $E_p$  и 1000 км для  $L$ . Для ориентировки укажем, что для мишени из Al длиной 60 см  $\lambda = 0,33$ . Если рождение происходит также в среде перед детектором, то следует брать  $N^* = N + \tilde{N}$ .

Таблица I.

Параметры формулы (5). Пояснения см. в тексте.

	$\pi^+$	$\pi^-$	$K^+$	$K^-$
$\beta_1$	$4,8 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$9,7 \cdot 10^{-2}$
$Q_1(\infty)$ (с.ф.)	$2,0 \cdot 10^{-13}$	$4,5 \cdot 10^{-14}$	$7,7 \cdot 10^{-14}$	$2,7 \cdot 10^{-16}$
$Q_1(\infty)$ (и.ф.)	$5,0 \cdot 10^{-12}$	$1,1 \cdot 10^{-12}$	$4,2 \cdot 10^{-13}$	$1,1 \cdot 10^{-15}$
$\tilde{\beta}_1$	$7,1 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^{-3}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$
$\tilde{Q}_1(\infty)$ (с.ф.)	$2,3 \cdot 10^{-14}$	$4,4 \cdot 10^{-15}$	$3,0 \cdot 10^{-15}$	$2,1 \cdot 10^{-16}$
$\tilde{Q}_1(\infty)$ (и.ф.)	$6,0 \cdot 10^{-13}$	$9,5 \cdot 10^{-14}$	$1,4 \cdot 10^{-14}$	$7,5 \cdot 10^{-17}$

Наконец, если пренебречь не очень существенной разницей в показателях экспонент в  $J_1(1/E_p)$  для  $\pi^+$ - и  $K^+$ -мезонов, то можно получить еще более простые выражения для  $N$  и  $\tilde{N}$ :

$$N = I_p \lambda (R/L)^2 E_p^4 Q_0(\infty) [1 - \exp(-1\beta_0/E_p)], \quad (6a)$$

$$\tilde{N} = I_p \lambda (R/L)^2 E_p^3 R_{||} \tilde{Q}_0(\infty) [1 - \exp(-1\tilde{\beta}_0/E_p)], \quad (6б)$$

где

$$\beta_0 = \sum_i Q_i(\infty) \beta_i / Q_0(\infty); \quad \tilde{\beta}_0 = \sum_i \tilde{Q}_i(\infty) \tilde{\beta}_i / \tilde{Q}_0(\infty),$$

$$Q_0(\infty) = \sum_i Q_i(\infty); \quad \tilde{Q}_0(\infty) = \sum_i \tilde{Q}_i(\infty).$$

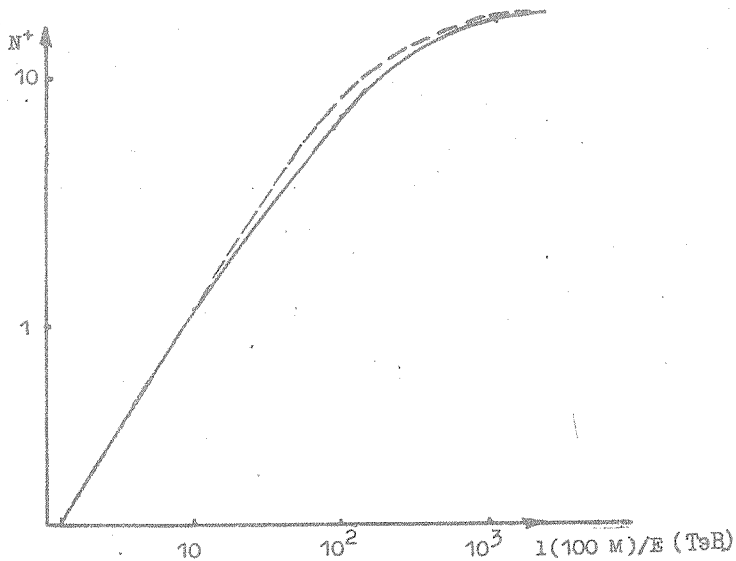
Значения параметров  $Q_0(\infty)$ ,  $\beta_0$ ,  $\tilde{Q}_0(\infty)$ ,  $\tilde{\beta}_0$  приведены в табл. 2.

Таблица 2.

Параметры формулы (6).

	б. ф. $N_{\pi^+}^+ + N_{\pi^-}^- + N_{K^+}^+ + N_{K^-}^-$	н. ф.	
		$N_{\pi^+}^+ + N_{\pi^-}^-$	$N_{\pi^+}^+ + N_{\pi^-}^- + N_{K^+}^+ + N_{K^-}^-$
$Q_0(\infty)$	$3,2 \cdot 10^{-13}$	$5,5 \cdot 10^{-12}$	$6,6 \cdot 10^{-12}$
$\beta_0$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$0,7 \cdot 10^{-2}$	$0,7 \cdot 10^{-2}$
$\tilde{Q}_0(\infty)$	$3,0 \cdot 10^{-14}$	$6,2 \cdot 10^{-13}$	$7,1 \cdot 10^{-13}$
$\tilde{\beta}_0$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$0,8 \cdot 10^{-2}$	$0,8 \cdot 10^{-2}$

Для идеальной фокусировки отдельно даны значения параметров для  $\pi^+ + K^+$  и для суммы  $\pi^+ + K^+ + \pi^- + K^-$ . Как видно из рис. 1,



Р и с. 1. Скорость счета в детекторе с внешней мишенью  $N_{\text{ж}}^+ + N_{\text{к}}^+$ , рассчитанная по формуле (2) (сплошная кривая) и по формуле (6а) (пунктирная кривая). Фокусировка идеальная,  $I_p = 10^{13}$ ,  $R = 20$  м,  $L = 1000$  км,  $E_p = 1$  ТэВ,  $\lambda = 0,33$

приближенное выражение (6) описывает точное значение (2) функции  $Q$  во всей области  $1/E_p$  с точностью не хуже, чем  $\sim 20\%$ .

Поступила в редакцию  
28 апреля 1982 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. А. К. Mann, Н. Primakoff, Phys. Rev., D15, 655 (1977);  
R. Bostrom et al., Proc. 16 ICRC (Kyoto) 1979, p. 266;  
E. V. Kolomeets et al., Western Wash. Univ. preprint, 1981.  
В. А. Царев, Краткие сообщения по физике ФИАН № 9, 42 (1981).
2. В. А. Царев, В. А. Чечин, Препринт ФИАН № 45, М., 1982 г.