

ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИЙ СИГНАЛ ОТ ПУЧКА "ПРЯМЫХ" НЕЙТРИНО

В.А. Салеев, В.А. Царев, В.А. Чечин

УДК 539.17.02

Вычислена величина термоакустического сигнала, возникающего при прохождении через вещество пучка прямых нейтрино от мультитэвных ускорителей.

В работе [1] обсуждалась возможность геологических исследований с помощью термоакустического сигнала, который возникает при прохождении через породы нейтринного пучка мультитэвных ускорителей. При этом, как это обычно делается, предполагалось, что нейтринный пучок образуется за счет рождения и распада вторичных π - и K -мезонов. Однако, как было отмечено в работе [2], при очень малых длинах распадных каналов, которые диктуются практическими соображениями, основной вклад в формирование нейтринного пучка будут давать не π - и K -мезоны, а более короткоживущие очарованные частицы, которые успевают распасться на малых длинах. Угловой и энергетический спектры инициированного чармом ("прямого") нейтринного пучка отличаются от спектров пучков, инициированных π - и K -мезонами. Поэтому термоакустический эффект "прямого" пучка требует специального рассмотрения, что и сделано в настоящей работе.

Параметры биполярного импульса: характерная частота ω_0 , ширина спектра $\Delta\omega = [(\omega_0)^2 - (\omega^2)]^{1/2}$ и давление p определяются шириной пучка σ и удельным энерговыделением dW/dx пучка в веществе [1,3]:

$$\omega_0 \approx \Delta\omega \approx c/\sigma,$$

$$p(R,t) = 4\pi\Lambda \frac{dW}{dx} R^{-1/2} \sigma^{-3/2} I(R/\sigma, y).$$

Здесь $y = (ct - R)/\sigma$, c — скорость звука в веществе, R — расстояние от пучка до геофона, $4\pi\Lambda$ — коэффициент Грюнрайзена ($\Lambda = kc^2/4\pi C_p$, k — объемный коэффициент теплового расширения, C_p — удельная теплоемкость). Вид функции $I(R/\sigma, y)$, определяющей форму импульса, зависит от распределения энерговыделения внутри пучка. При $R/\sigma \gg 1$, независимо от конкретного вида этого распределения, функция I заметно отличается от нуля

лишь при $|y| \ll 1$, причем $I_{\max} - I_{\min} \approx 0,1$. Это значение и будет использовано ниже при вычислении $\Delta p = p_{\max} - p_{\min}$.

Характеристики "прямого" пучка будем вычислять, используя те же предположения, что и в работе /2/. Удельное энерговыделение

$$dW/dx = N_A \rho \int E d\bar{N}_\nu / dE \sigma^{(0)} E dE.$$

Интегрируя нейтринный спектр $d\bar{N}_\nu / dE$ (см. /2/), усредненный по спектру рожденных очарованных частиц, получим для вкладов $\Lambda_c^+(i=1)$ и $\bar{D}^0(i=2)$

$$dW_i / dx = A_i E_p^2 S(\xi) / Q(\xi),$$

$$S(\xi) = \frac{4}{15} - \frac{18}{5} \xi - 13\xi^2 + 16\xi^3 + \frac{2}{5} \xi^5 - \frac{1}{15} \xi^6 - 4\xi^2 (3 + 2\xi) \ln \xi,$$

$$Q(\xi) = \frac{1}{2} (1 - 8\xi + 8\xi^3 - \xi^4 - 12\xi^2 \ln \xi),$$

$$\xi_i = \left(\frac{m_{\chi_i}}{m_i} \right)^2, \quad A_i = 2N_p \epsilon \rho N_A \frac{\sigma_i w_i \sigma_i^{(0)}}{3\sigma_{\text{abs}}(n_i + 2)(n_i + 3)}.$$

Будем использовать следующие значения параметров: $m_{\chi_1} = 1,1$ ТэВ, $m_1 = 2,28$ ГэВ; $m_{\chi_2} = 0,5$ ГэВ; $m_2 = 1,87$ ГэВ, $\sigma_1 \cong \sigma_2 = \sigma_0$ — сечение рождения очарованных частиц, которое, как ожидается, достигает величины $\sim 0,5 - 1$ мбн при $E_p \geq 10$ ТэВ; w_i — вероятность лептонной моды распада: $w_1 = 0,045$; $w_2 = 0,06$; $\sigma_i^{(0)} = 0,66 \cdot 10^{-38}$ см²/ГэВ; $\sigma_2^{(0)} = 0,33 \cdot 10^{-38}$ см²/ГэВ; n_i — показатель степени $(1-x)$ в инклюзивном спектре очарованных частиц: $n_1 = 0,4$; $n_2 = 1$; $a_{\text{abc}} = 32$ мбн; $\epsilon = 0,37$ — эффективность мишени /4/; число протонов в импульсе ускорителя $N_p = 10^{15} E_p / 10$ ТэВ /1/. Тогда

$$dW(\Lambda_c^+ + \bar{D}^0) / dx = 10,4 \left(\frac{\sigma_0}{\text{мбн}} \right) \left(\frac{\rho}{\text{г/см}^3} \right) \left(\frac{E_p}{10 \text{ ТэВ}} \right)^3 \frac{\text{эрг}}{\text{см}}$$

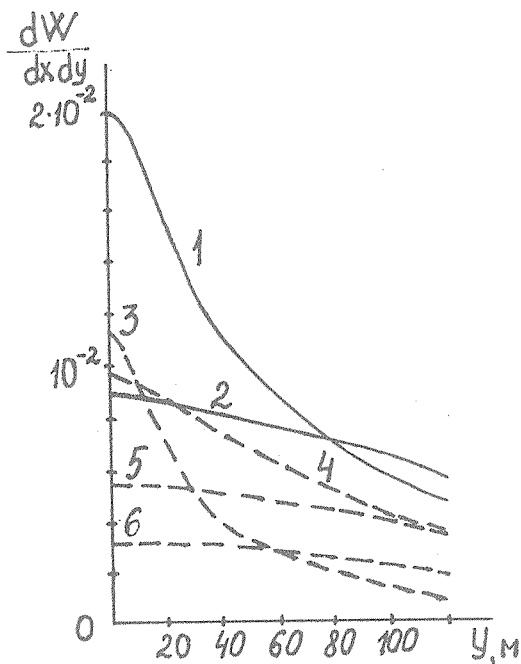
Приведем еще результат для среднего числа взаимодействий прямого пучка в веществе

$$dN(\Lambda_c^+ + \bar{D}^0)/dx = 3,4 \left(\frac{\sigma_0}{\text{мбн}} \right) \left(\frac{\rho}{\text{г/см}^3} \right) \left(\frac{E_p}{10 \text{ ТэВ}} \right)^2 \frac{\text{взаимод.}}{\text{см}}$$

Величина $dW(\pi^+ + K^+)/dx$ для нейтринного пучка от π^+ - и K^+ -мезонов /4/ при фиксированной длине l распадного канала равна

$$dW(\pi^+ + K^+)/dx = 11,6 \left(\frac{\rho}{\text{г/см}^3} \right) \left(\frac{E_p}{10 \text{ ТэВ}} \right)^2 \left(\frac{l}{1 \text{ км}} \right) \frac{\text{эрг}}{\text{см}}$$

Ширина "прямого" пучка (см. рис. 1)



Р и с. 1. Распределение энергвыделения $dW/dx dy$ (эрг/см·м) в плоскости, перпендикулярной пучку нейтрино; $\rho = 1 \text{ г/см}^3$, $\sigma_0 = 0,5 \text{ мбн}$, $l = 450 \text{ м}$, $E_p = 10 \text{ ТэВ}$, $L = 10^3 \text{ км}$; цифры у кривых – вклады различных распадающихся частиц: 1 – $\pi^+ + K^+$, 2 – $\Lambda_c^+ + \bar{D}^0$, 3 – π^+ , 4 – K^+ , 5 – Λ_c^+ , 6 – \bar{D}^0

$$\sigma(\Lambda_c^+) \approx 154 (L/1000 \text{ км}) (10 \text{ ТэВ}/E_p) \text{ м,}$$

$$\sigma(\bar{D}^0) \approx 142 (L/1000 \text{ км}) (10 \text{ ТэВ}/E_p) \text{ м,}$$

$$\sigma(\Lambda_c^+ + \bar{D}^0) \approx 148 (L/1000 \text{ км}) (10 \text{ ТэВ}/E_p) \text{ м.}$$

Здесь L — расстояние от ускорителя до детектора. Аналогичная величина для пучка от $\pi^+ + K^+ / 4$ существенно меньше

$$\sigma(\pi^+ + K^+) \approx 53 (L/1000 \text{ км}) (10 \text{ ТэВ}/E_p).$$

Это значение в 5 раз больше приведенного в /1/ из-за сильного различия в инклюзивных спектрах мезонов.

На рис. 1 показана зависимость энергосодержания в пучке нейтрино от одной из поперечных координат для различных распадающихся частиц.

Из полученных выше результатов можно сделать следующие выводы:

1. За счет разницы в ширинах пучка σ характерная частота ω_0 и ширина спектра $\Delta\omega$ для "прямого" пучка примерно в 3 раза меньше, чем для пучка от $\pi^+ + K^+$. 2. Та же причина приводит к уменьшению примерно в 5 раз давления p от "прямого" пучка по сравнению с давлением от пучка, инициированного π - и K -мезонами. Однако это относительное уменьшение может быть скомпенсировано подавлением $dW(\pi + K)/dx$ в случае коротких распадных каналов с

$$l \leq 90 (\sigma_0/\text{мбн}) (E_p/10 \text{ ТэВ}) \text{ м.}$$

3. Абсолютная величина акустического импульса от "прямого" пучка оказывается очень малой, что делает очень сложной задачу его детектирования на фоне сейсмических шумов. Так, при $E_p = 10 \text{ ТэВ}$, $R = 1 \text{ км}$, $L = 1000 \text{ км}$, $A = 0,25$, $\rho = 2,2 \text{ г/см}^3$, $\sigma_0 = 0,5 \text{ мбн}$, получим $\Delta p \approx 2,0 \cdot 10^{-9} \text{ дин/см}^2$.

Авторы благодарны Е.Л. Фейнбергу за интерес к работе и полезные замечания.

Поступила в редакцию 21 ноября 1983 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. De Rujula et al., Preprint HUTP — 83/A019 (1983).
2. Н.П. Зотов и др., Письма в ЖЭТФ, 39, в. 2, 81 (1984).
3. Г.А. Аскаръян, Б.А. Долгощенин, Препринт ФИАН, № 160, М., 1976 г.
4. В.А. Царев, В.А. Чечин, Препринт ФИАН, № 45, 1982 г.