

ПУЧКИ "ПРЯМЫХ" НЕЙТРИНО ОТ ЭЛЕКТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.А. Салеев, В.А. Царев

УДК 621.384

Вычислен спектр "прямых" нейтрино, образованных в процессах фоторождения и распада очарованных частиц, и найден поток сопровождающих их мюонов.

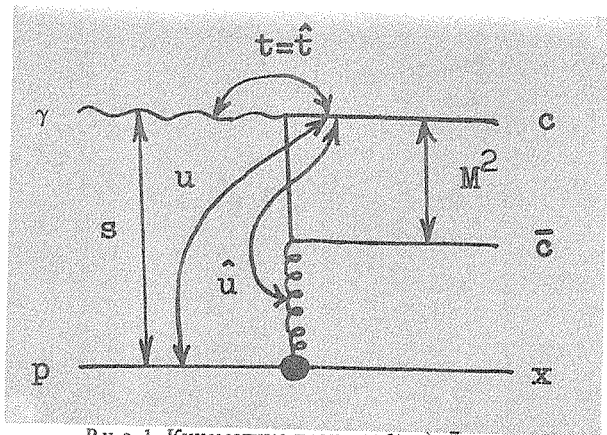
Линейные электронные ускорители больших энергий при условии достижения в них высокого темпа ускорения ($dE/dx = 50-100$ МэВ/м) могут быть использованы также для ускорения пионов /1/. Это дает возможность получения интенсивных узконаправленных пучков нейтрино, которые могут найти применение в фундаментальных и прикладных исследованиях /2/. Эти пучки могут успешно конкурировать с нейтринными пучками протонных ускорителей, даже если энергия ускоренных пионов в несколько раз меньше энергии протонов /3/. Для получения нейтринных пучков от распадов пионов (как на пионных, так и на протонных ускорителях) необходимы длинные распадные каналы, поскольку распадные длины пионов при высоких энергиях становятся очень большими (при $E = 1$ ТэВ $l_p(\pi) \approx 56$ км). В случае первичных протонов эту трудность можно преодолеть, используя "прямые" нейтрино от распадов вторичных короткоживущих очарованных частиц /4/.

В настоящей работе оценивается возможность получения пучков "прямых" нейтрино на линейном ускорителе, работающем непосредственно в режиме ускорения электронов.

Предположим, что первичные электроны конвертируются в фотоны с помощью использования "фотонной мишени" /5/. (Напомним, что симметрия "кваркового содержания" фотона делает фоторождение особенно удобным для образования тяжелых кварков.) Максимальная энергия фотонов при комптоновском рассеянии на движущемся электроме равна

$$E_{\gamma}^{\max} = E_e (1 + m_e^2/4E_e E_{\gamma}^0)^{-1}. \quad (1)$$

При $E_e \gg m_c^2/4E_\gamma$ E_γ^{\max} практически совпадает с энергией первичных электронов E_e . Используя мощные лазерные или ондуляторные пучки фотонов, можно ожидать получения коэффициента конверсии $\delta = N_\gamma/N_e$ близкого к единице. Учитывая это, рассмотрим вместо пучка электронов пучок монохроматических фотонов с $E_\gamma = E_e$ и $N_\gamma = N_e$.



Р и с. 1. Кинематика процесса $\gamma p \rightarrow sc$.

Инклюзивное сечение фоторождения очарованных кварков можно представить в виде

$$F(p_c) \equiv E_c \frac{d\sigma}{d^3 p_c} = \frac{1}{\pi s^2 x_2} G(M^2/s) M^4 \frac{d\hat{\sigma}}{dt}(\hat{t}, \hat{u}). \quad (2)$$

Здесь G – партонная функция нуклона мишени; $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ – сечение элементарного подпроцесса, в котором рождается с-кварк; $x_1 = (m_c^2 - u)/s$; $x_2 = (m_c^2 - t)/s$; $M^2/s = x_2/(1 - x_1)$; обозначения кинематических переменных ясны из рис. 1. Предполагается, что основным механизмом, ответственным за генерацию очарованных кварков, является фотон-глюонный синтез [6] (рис. 1). Сечение $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ в этом случае соответствует подпроцессу $\gamma g \rightarrow sc$ и может быть вычислено из аналогии с сечением электродинамического процесса $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$:

$$M^4 \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(\gamma g \rightarrow sc) = \frac{1}{2} e_c^2 4\pi\alpha_s \left[\frac{(1 - x_1)^2 + x_1^2}{2x_1(1 - x_1)} + \frac{2m_c^2}{M^2 x_1(1 - x_1)} \right]$$

$$\left[- \frac{2m_c^4}{M^4 x_1^2 (1-x_1)^2} \right] \quad (3)$$

Заметим, что $x_F = p_{cF_N} / p_{\gamma F_N} = x_1 = E_c / E_\gamma$ в лабораторной системе. Используя (2) и (3), запишем сечение инклюзивного фоторождения чарма на нуклоне в виде

$$\sigma(\gamma p \rightarrow c \bar{c} x) = \int_{x_-}^{x_+} \frac{d\sigma}{dx_1} (\gamma p \rightarrow c \bar{c} x) dx_1, \quad (4)$$

$$\frac{d\sigma}{dx_1} (\gamma p \rightarrow c \bar{c} x) = \pi(1-x_1) \int_{M_{\min}^2}^{M_{\max}^2} dM^2 F(p_c).$$

$$\text{Здесь } M_{\min}^2 = m_c^2/x_1(1-x_1); M_{\max}^2 = s, x_{\pm} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4m_c^2}{s}} \right).$$

Принимая $G(y) = C_g(1-y)^5/y$, $C_g = 3$, получаем:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dx_1} = & \frac{1}{2} e_c^2 4\pi\alpha_s \frac{C_g}{s} \left[\frac{s}{2m_c^2} - \frac{125}{12} - \frac{2}{3} \lambda^{-1} + \left(\frac{65}{24} \frac{s}{m_c^2} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{50}{3} \right) \lambda + \left(\frac{65}{3} - 5 \frac{s}{m_c^2} \right) \lambda^2 + \left(\frac{5}{2} \frac{s}{m_c^2} + \frac{20}{3} \right) \lambda^3 - \left(\frac{5}{6} \frac{s}{m_c^2} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{7}{12} \right) \lambda^4 + \frac{1}{8} \frac{s}{m_c^2} \lambda^5 + \left(\frac{5}{2} \frac{s}{m_c^2} \lambda - 20\lambda - 20\lambda^2 - 5 \right) \ln \lambda \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где $\lambda = M_{\min}^2/s$.

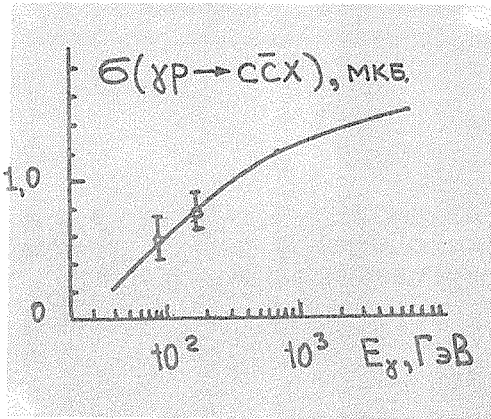
Дальнейшие вычисления аналогичны расчетам потока "прямых" нейтрино от первичных протонов [2, 4]. Пренебрегая энергетической зависимостью удельных потерь мюона ($dE_\mu/dx = a_0$) и угловым разбросом рожденных кварков, запишем нейтринный спектр в виде

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = \frac{w_c}{q(\xi)\sigma_{abs}E_\gamma} \int_{E_\nu/\eta E_\gamma}^{x_+} dx_1 F(\xi, s_X) \frac{d\sigma}{dx_1} x_1^{-1}, \quad (6)$$

где $q(\xi) = 0,46$; $\eta = 1 - \xi$; $\xi = m_X^2/m_c^2$; $F(\xi, s_X)$ — приведена в [2] форму-

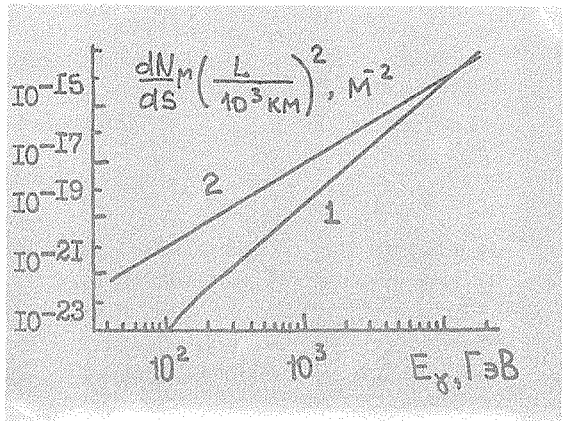
ла (32), а для потока "сопровождающих" мюонов на оси пучка имеем:

$$\frac{dN_{\mu}^{\gamma}(0)}{ds} = B_1 E_{\gamma}^4 \int_{x_-}^{x_+} x_1^4 \frac{d\sigma}{dx_1} dx_1 \quad (7)$$



Р и с. 2. Сечение инклюзивного фото-рождения чарма на нуклоне в зависимости от энергии фотона. Экспериментальные точки взяты из работы /7/.

Р и с. 3. Поток равновесных мюонов на оси пучка в расчете на один взаимодействующий фотон: 1 — вклад "прямых" нейтрино, 2 — вклад нейтрино от распадов π^+ -мезонов.



При численных расчетах использовались следующие значения параметров: $m_c = 1,5$ ГэВ; $m_{\chi} = 0,5$ ГэВ; $\Lambda = 0,2$ ГэВ; $a_s = 6\pi/25 \ln(m_c/\Lambda) \approx 0,37$; $(2a_0)^{-1} = 165$ г/см²·ГэВ; $\sigma_p^{(0)} = 0,7 \cdot 10^{-38}$ см²/ГэВ; $w_c = 0,2$; $2e_c^2 \pi a_s \times \times$ ГэВ² = 3,017 мкб. Так как основной вклад в σ_{abs} дают "чисто" электромагнитные процессы, то положим $\sigma_{abs} = \sigma(\gamma \rightarrow e^+e^-)$. В случае бериллиевой

мишени ($A = 9, Z = 4$) $\sigma(\gamma \rightarrow e^+e^-) \approx 20$ мб (в расчете на один нуклон). При этом $V_1 = 5,1 \cdot 10^{-31} (10^3 \text{ км/Л})^2 \text{ ГэВ}^4 \text{ мкб}^{-1} \text{ м}^{-2}$. Результаты расчетов показаны на рис. 2,3. При высоких энергиях отношение $\sigma(\gamma \rightarrow c)/\sigma_{\text{abs}} \approx 5 \times 10^{-5}$, т.е. примерно в 200 раз меньше, чем ожидаемое значение для адророждения $\sigma(p \rightarrow c)/\sigma_{\text{abs}}^N \approx 10^{-2}$ (рис. 2). Спектр очарованных кварков при фоторождении оказывается более жестким, чем при адророждении, поэтому поток мюонов от фоторождения (рис. 3) в расчете на одно взаимодействие

$$\frac{dN_{\mu}^{\gamma}}{ds}(0) \approx 2 \cdot 10^{-19} E^4/L^2$$

(где L — в тысячах километров, E — в тераэлектронвольтах) лишь в 20 раз меньше аналогичного потока от прямых нейтрино на протонном ускорителе при $E_p = E_e/2$. Отсюда следует, что на ВЛЭПП при $E_e = 1 \text{ ТэВ}$, $N_e = 10^{14} \text{ с}^{-2}$ и $L = 10^3 \text{ км}$

$$\frac{dN_{\mu}^{\gamma}}{ds}(0) \approx 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-2} \cdot \text{мин}^{-1}.$$

Это примерно совпадает с тем, что ожидается от протонного ускорителя с $E_p = 1 \text{ ТэВ}$ и $N_p = 10^{13} \text{ с}^{-1}$.

Поступила в редакцию 10 октября 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балакин В.Е., Скринский А.Н. Линейные встречные пучки — перспектива развития. М., изд. МИФИ, 1984.
2. Салеев В.А., Царев В.А., Чечин В.А. Препринт ФИАН № 145, М., 1984.
3. Царев В.А., Чечин В.А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 12, 56 (1984).
4. Зотов Н.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 39, 81 (1984).
5. Арутюнян Ф.Р., Туманян Р.А. Препринт ЕрФИ № 137, Ереван, 1962.
6. Fritsch H., Streug K.H. Phys. Lett. 72B, 385 (1978); Jones J.M., Wyld H.W. Phys. Rev. D17, 759 (1978).
7. Gollin G.D. et al. Phys. Rev. D24, 559 (1981).