

## О ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ НЕЙТРИННЫМ ПУЧКОМ УСКОРИТЕЛЯ

В. А. Царев

УДК 621.384

Обсуждается возможность изменения направления нейтринного пучка ускорителя без изменения направления распадного канала.

Пучки нейтрино высоких энергий получают на протонных ускорителях, рождая вначале вторичные  $\pi$ - и  $K$ -мезоны и затем давая им возможность распадаться в распадном канале, где для предотвращения потерь на ядерные взаимодействия обеспечивается необходимый вакуум. При  $\gamma = E/m \gg 1$  направления вылета вторичных мезонов и нейтрино от их распада в основном совпадают с направлением протонного пучка, поэтому ориентация нейтринного пучка в заданном направлении осуществляется с помощью ориентации в этом направлении распадного канала и первичного протонного пучка после вывода его из ускорителя. В том случае, если по каким-либо причинам возникает необходимость изменения направления нейтринного пучка, это требует сооружения либо достаточно широкого распадного канала, допускающего в его пределах необходимое изменение направления пучка распадающихся мезонов, либо создания новых каналов. Как одно, так и другое является нежелательным, так как при  $\gamma \gg 1$  распадные длины ( $l_p = c\tau$ ,  $\tau$  - время жизни мезона) и, соответственно, длины каналов  $l_k$  очень велики (например, для  $\pi$ -мезона с  $E = 500$  ГэВ  $l_p \approx 2,8$  км).

Ниже предлагается способ, позволяющий изменять направление пучка нейтрино дискретным или непрерывным (сканирование) образом в узком распадном канале без изменения ориентации канала. Эта задача может быть решена за счет того, что направление пучка нейтрино и направление транспортировки распадающихся мезонов разделяются: пучок мезонов движется по определенной траек-

тории, оставаясь все время внутри распадного канала, а нейтринный пучок, испускаемый в каждой точке траектории мезонов в основном по касательной к этой траектории, выходит под углом к оси канала через его стенки. Необходимая траектория мезонов может быть получена с помощью электрических и магнитных полей (в частности, возможно использование импульсных полей), конфигурация которых выбирается в зависимости от конкретной задачи. Рассмотрим несколько примеров.

I. При движении пучка мезонов внутри распадного канала по винтовой линии

$$x = R \cos \varphi(t), \quad y = R \sin \varphi(t), \quad z = \beta_{||} t$$

( $R$  - радиус,  $t$  - время движения,  $p_{||}$  и  $p_{\perp}$  - продольная и поперечная составляющие импульса мезона и  $\beta = p/E$ ) излучение нейтрино происходит в основном под углом  $\alpha = \arctg(p_{\perp}/p_{||})$  к оси вдоль образующих конуса, поворачивающихся на угол  $\varphi_{\perp} = \varphi(t) + \pi/2$  вокруг оси по мере движения пучка мезонов по винтовой линии. При этом на мишенной плоскости, перпендикулярной оси канала, пучок нейтрино будет описывать сужающуюся спираль с шагом  $h = 2\pi R$ .

Винтовое движение может быть получено различными способами. Так, можно создать в канале продольное магнитное поле (напряженность  $H$ ) и пучок мезонов направить в канал под углом  $\beta$  к оси. В этом случае

$$R = p_{\perp}/eH, \quad \varphi(t) = eHt/E, \quad p_{\perp} = p \sin \beta$$

и угол излучения  $\alpha$  совпадает с  $\beta$ . Интенсивность потока нейтрино при повороте на угол  $\varphi$  меняется по закону

$$I(\varphi) = I(0) \{1 - \exp(-\varphi m/teH)\}$$

Если  $I_k \ll 1_p$ , то  $I(\varphi) \approx I(0) \varphi m/teH$  и "плотность сканирования", которую можно определить как  $(dI/d\varphi)/I_0$ , не зависит от  $\varphi$  и равна  $m/teH$ .

Если мезоны в пучке имеют параллельные, но разные по величине начальные скорости, то в магнитном поле они будут двигаться по винтовым линиям различного радиуса, но угол излучения нейтрино будет для них одинаков и равен  $\beta$ . Если в пучке мезонов имеется распределение по углам, то это распределение сохранится, так как поле не изменит отношения  $p_{\perp}/p_{\parallel}$ , задаваемого начальным углом  $\beta$ .

Другая возможность получения винтового движения мезонов состоит в использовании винтового магнитного поля

$$H(z) = iN_1(z) - \bar{j}N_1(z + h/4); \quad N_1(z) = N_0 \sin(2\pi z/h)$$

Подобное поле может быть получено, например, с помощью устройства, предложенного в работе /1/. В таком поле мезоны, имеющие начальный импульс, направленный вдоль оси, будут двигаться по винтовой линии с поперечным импульсом  $p_{\perp} \sim N_0 h/E$ , так что испускание нейтрино будет происходить вдоль образующих конуса под углом, уменьшающимся с ростом энергии мезонов ( $\sim E^{-2}$ ).

2. При движении мезонов внутри канала по траекториям  $y = r(z)$ , лежащим в плоскости, можно осуществить сканирование нейтринным пучком в этой плоскости внутри угла  $\alpha$ , определяемого наибольшим и наименьшим значениями производной  $df/dz$ . Движение по плоским траекториям может быть получено с помощью по-

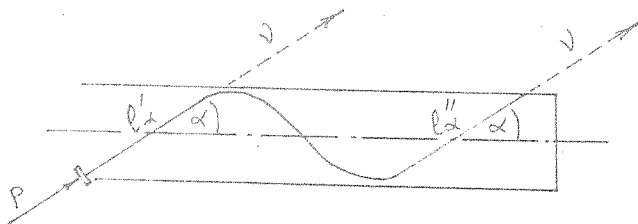
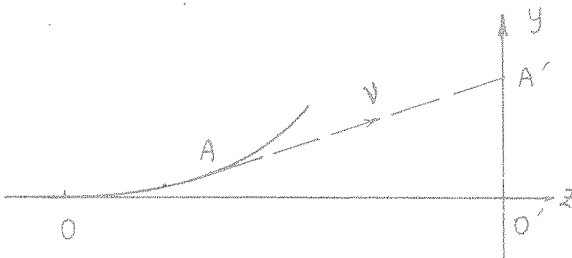


Рис. 1. Испускание нейтрино под углом  $\alpha$  к оси канала.  $l'_{\alpha}$ ,  $l''_{\alpha}$  — прямые участки траектории мезонов, направленные под углом  $\alpha$  к оси

перечных магнитных полей соответствующей конфигурации, подобно тому как это делается в плоских ондуляторах.

3. Стационарное отклонение пучка нейтрино от оси канала на угол  $\alpha > \text{arctg}(d/l_k)$  ( $d$  - диаметр канала) может быть получено, если траектория мезонов внутри канала содержит прямолинейные участки  $l_\alpha$ , направленные под углом  $\alpha$  к оси (рис. 1). (Подобная система может быть использована также для разделения пучка нейтрино на два и более пучков в разных направлениях). Такая траектория может быть создана с помощью продольных или поперечных магнитных полей. Относительная интенсивность потока нейтрино в заданном направлении определяется относительной длиной прямолинейных участков  $I_\alpha/I \approx l_\alpha/l$ , где  $l$  - общая длина траектории мезонов и  $I$  - полная интенсивность. Аналогичным образом можно определять также уменьшение интенсивности при сканировании.



Р и с. 2. Испускание нейтрино при движении мезонов по плоской траектории  $OA$  ( $y = f(z)$ );  $OO' = L$

4. Задавая с помощью надлегающей формы магнитного поля определенную траекторию мезонов, можно получить требуемую плотность сканирования (или засветки) в мишенной плоскости. Так, например, для конфигурации, изображенной на рис. 2 с плоской траекторией  $y = f(z)$  при  $L \gg l_p$  имеем

$$\frac{1}{I_0} \frac{dI}{dy} = \frac{1}{I_p L} \exp \left( - \frac{1}{I_p} \int_0^z F(z) dz \right) \frac{F(z)}{f'(z)},$$

где

$$y \approx Lf''(z) \text{ и } F(z) = \sqrt{1 + (y/L)^2}.$$

Поступила в редакцию  
7 апреля 1982 г.

#### Л и т е р а т у р а

И. Д. Ф. Адферов, Ю. А. Башмаков, Е. Г. Бессонов, Препринт  
ФИАН № 118, М., 1975 г.