

УДК 539.123

КИНЕМАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА НЕЙТРИННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРАХ

Н. И. Старков, В. А. Рябов

В работе обсуждаются кинематические методы выделения нейтринных событий с образованием и последующим распадом τ -лептона от фоновых нейтринных реакций заряженного тока с легкими лептонами в конечном состоянии. Показано, что при энергиях пучков дальних нейтрино от ускорителей FNAL и CERN эффективность обсуждаемых методов может достигать 20%.

В настоящее время для обнаружения нейтринных осцилляций предложен ряд экспериментов, использующих пучки дальних (регистрируемых на расстояниях ≥ 100 км от ускорителя) нейтрино и детекторы с большими (≥ 100 тонн) чувствительными массами [1 – 3]. В этих экспериментах возможно определять параметры осцилляций вплоть до значений $\Delta m^2 \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ эВ и $\sin^2 2\theta \sim 10^{-2}$.

Экспериментальная методика обнаружения осцилляций нейтрино с энергией выше порога образования τ -лептона предполагает использование тонкоструктурных калориметрических детекторов, обеспечивающих идентификацию природы частиц по сигнатуре электромагнитного ливня и адронного каскада, а также высокую точность в определении их энергии. Это необходимо для разделения событий нейтрального (NC)

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + X, \quad (l = e, \mu, \tau) \quad (1)$$

и заряженного (CC)

$$\nu_l + N \rightarrow l + X, \quad (l = e, \mu, \tau) \quad (2)$$

токов и определения типа CC-событий. В калориметрических детекторах [1, 2] эффективность выделения ν_μ -CC событий от фона ν_μ -NC реакций при энергии нейтринного

пучка $\langle E_\nu \rangle \sim 20 \text{ ГэВ}$ составляет более 90%. При дискриминации ν_e -событий, содержащих электрон, средняя эффективность выделения составляет около 30%.

Поиск осцилляций нейтрино $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ требует тщательного отбора полезных событий

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau + X \quad (3)$$

на фоне ν_μ - и ν_e -реакций заряженного тока (2) с образованием легких (e, μ) лептонов. Существующие в настоящее время оценки параметров, определяющих характеристики осцилляций, показывают, что на расстояниях от ускорителя до детектора $\sim 750 \text{ км}$, которые соответствуют условиям проведения экспериментов [1 – 3], число событий фоновых реакций должно превышать возможное число событий от ν_τ . Кроме того ввиду малого времени жизни τ -лептона ($\sim 10^{-13} \text{ сек}$), его идентификация возможна только по продуктам распада.

Для изучения моды $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -осцилляций обычно используются два метода регистрации событий с τ -лептоном, возникающим в реакции (3). Первый метод связан с прямым наблюдением распада τ -лептона в фотоэмульсионном детекторе [3 – 4]. Второй метод идентификации взаимодействия этой реакции является чисто кинематическим. Он был предложен более 30 лет назад для использования в калориметрических детекторах [5]. Суть метода состоит в наблюдении дисбаланса по поперечному импульсу между τ -лептоном и струей адронов X , и определении недостающего поперечного импульса, уносимого двумя нейтрино в процессах распада $\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ и $\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_e \nu_\tau$. Эти моды распада составляют около 30% и для них характерны большие значения углов между направлением суммарного поперечного импульса адронной системы и недостающим поперечным импульсом Φ_{mh} . С другой стороны, для $\nu_\mu N$ -взаимодействия недостающий поперечный импульс мал и, следовательно, $\Phi_{mh} \rightarrow 0$ (отличие от нуля определяется в основном неопределенностью в восстановлении импульса адронной системы). Углы же между направлением поперечного импульса мюона и суммарным поперечным импульсом адронной системы $\Phi_{mh} \rightarrow 180^\circ$. Поэтому, исследуя корреляции $\Phi_{eh} \rightarrow \Phi_{mh}$, возможно выделить взаимодействия $\nu_\tau N$ на фоне $\nu_e N$ и $\nu_\mu N$. Этот метод хорошо зарекомендовал себя в короткобазовом осцилляционном эксперименте NOMAD [6], и его предполагается использовать в дальнебазовых экспериментах с калориметрами MINOS [1] и NOE [2].

В настоящей работе предлагаются для обсуждения новые дополнительные критерии отбора полезных событий (3), с одной стороны, имеющих достаточную эффективность, а с другой, обеспечивающих приемлемую надежность идентификации этой реакции. Эти

критерии используют кинематические особенности реакции (3) по сравнению с реакциями (2), в которых образуются легкие лептоны. Как показывает анализ, существуют такие кинематические области вторичных продуктов реакции (3), которые являются "мертвой зоной" для вторичных продуктов реакции с образованием e и μ (2). То есть в этой кинематической области продукты реакции (2) просто отсутствуют. Так как распад τ -лептона происходит независимо от условий протекания реакции (3), то направления импульсов продуктов распада не привязаны кинематически к плоскости первичной реакции его рождения (кроме тривиального преобразования Лоренца, учитывающего скорость и направление движения τ -лептона). Основываясь на этом, можно сформулировать два критерия, позволяющих при идеальных условиях надежно выделить события реакции (3) из (2).

1. Отличие от нуля перпендикулярной составляющей лептона от распада τ -лептона по отношению к плоскости реакции заряженного тока (1).

В данном пункте мы обсудим возможности, связанные только с лептонным каналом распада τ -лептона:

$$\tau \rightarrow \begin{cases} \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \\ e \bar{\nu}_e \nu_\tau. \end{cases} \quad (4)$$

В реакции (2) три вектора: импульс начального нейтрино P_ν , импульс струи адронов P_X и импульс легкого лептона P_l лежат в одной плоскости. В реакции (3) в случае распада по каналу (4) это не так и поперечная составляющая импульса лептона P_l^\perp может достигать $\sim 900 \text{ МэВ}/c$ (рис. 1). Таким образом, отличие от нуля P_l^\perp может свидетельствовать о реакции (3). Эффективность такого критерия зависит от точности определения импульса P_l и направления импульса P_X (считаем, что направление импульса P_ν в экспериментах с пучками дальних нейтрино хорошо известно). Следует заметить, что погрешность в определении направления P_X может в некоторой степени имитировать ненулевую компоненту P_l^\perp даже в реакции (2).

На рис. 1 также показаны границы областей "поперечных компонент" импульсов легких лептонов, образующихся в реакции (2) и имитирующих реакцию (3), для случаев, когда определенное в эксперименте направление P_X отличается от истинного на $\Delta\theta = 10$ и 20 градусов. Чистая выборка реакций с образованием τ -лептона находится на этом рисунке справа от границ неопределенности направления P_X . Эффективность данного метода выделения реакций (3) от фона реакций с легкими лептонами (2) для нейтрино различных энергий в зависимости от величины ошибки восстановления направления

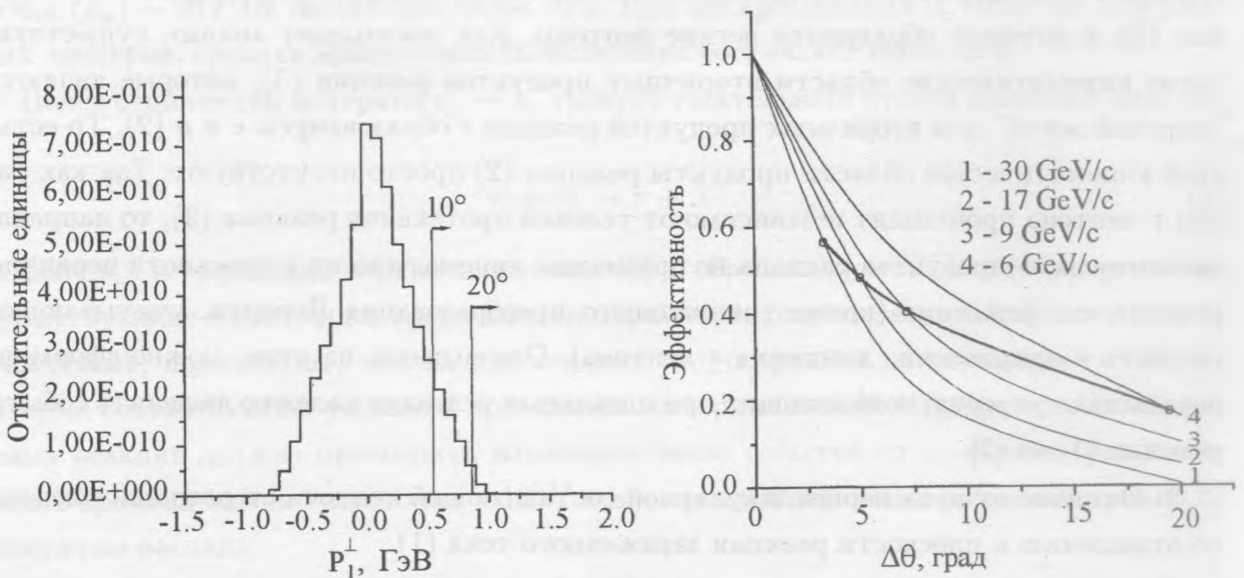


Рис. 1. Распределение поперечных составляющих импульса лептона P_T^\perp в реакции $\nu_\tau + N \rightarrow \tau + X$ и границы областей поперечных компонент импульсов легких лептонов, имитирующих данную реакцию.

Рис. 2. Эффективность метода анализа P_T^\perp от распада τ -лептона в зависимости от величины ошибки восстановления направления импульса адронной струи.

импульса P_X показана на рис. 2. Видно, что при энергии нейтрино $E_\nu = 17 \text{ ГэВ}$, соответствующей средней энергии нейтринного пучка ускорителя FNAL, неопределенность в определении направления импульса адронной струи $\Delta\theta = 10^\circ$ и 20° обуславливает эффективность выделения событий с образованием τ -лептона на уровне соответственно 22% и 4%. Для нейтрино более высоких энергий эффективность понижается. Используя аппроксимацию неопределенности в определении направления P_X , предложенную при анализе экспериментальных данных [7]

$$\Delta\theta = (0.16/\sqrt{E(\text{ГэВ})} + 0.56/E(\text{ГэВ})) (\text{рад}), \quad (5)$$

видно (жирная кривая на рис. 2), что при энергиях 10 – 30 ГэВ эффективность данного метода составляет соответственно $\sim 6 - 4\%$, что существенно меньше используемых нами допущений.

2. Наличие большой поперечной составляющей импульса у адрона по отношению к плоскости, образованной импульсами налетающего нейтрино и вторичного лептона.

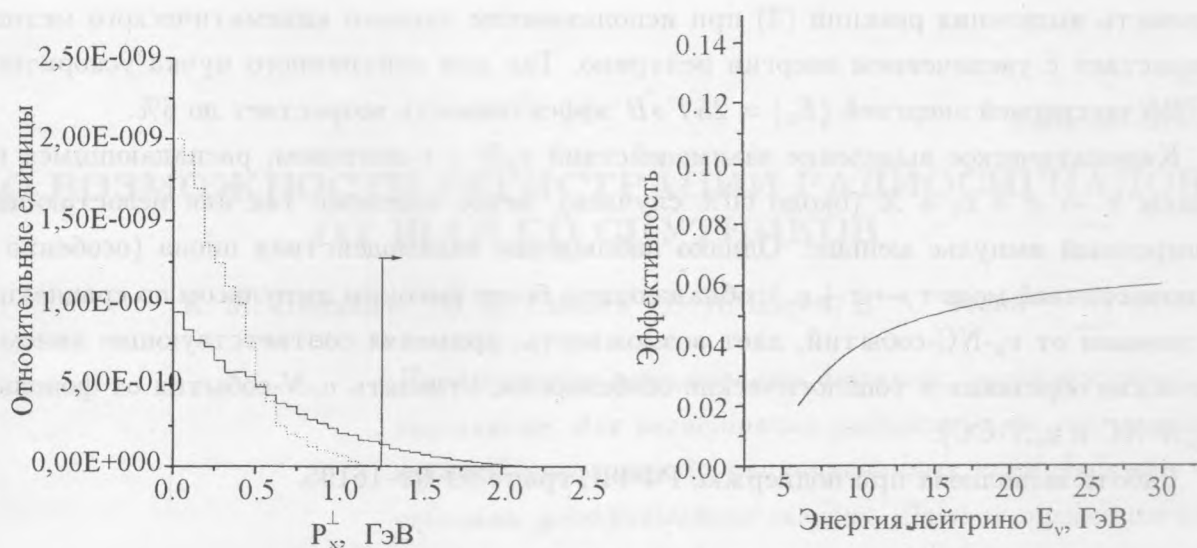


Рис. 3. Распределения поперечной составляющей у адрона струи в реакции $\nu_{e,\mu} + N \rightarrow e, \mu + X$ (пунктирная гистограмма) и в реакции $\nu_{\tau} + N \rightarrow \tau + X$ (сплошная гистограмма). Показана граница перекрытия гистограмм.

Рис. 4. Эффективность метода анализа поперечной компоненты импульса адрона струи в реакциях заряженного тока в зависимости от энергии нейтрино.

В реакции (2) плоскость, образованная импульсом налетающего нейтрино и вторичного лептона, это плоскость реакции. В этой же плоскости лежит и импульс адронной струи, которая является в данной реакции единственным источником адронов. Распределение поперечных компонент их импульса по отношению к импульсу струи довольно узкое. Оно описывается функцией Гаусса $\exp[-(P^{\perp}/P_0)^2]$ с коэффициентом $P_0 = 0.4 - 0.8 \text{ ГэВ}$, зависящим от типа частицы.

В случае реакции (3) с последующим распадом (4) плоскость, образованная импульсами налетающего нейтрино и вторичного лептона, повернута по отношению к плоскости реакции и адрон струи может иметь значительно более широкое распределение.

На рис. 3 показаны распределения для обоих случаев. Видно, что имеется довольно большая область P^{\perp} , в которой поперечная компонента для реакции (3) отлична от нуля и которая запрещена для реакции (2). Выделяя область P^{\perp} , где распределения не перекрываются, можно для различных энергий нейтрино получить эффективность выделения реакций с τ -лептоном. Как следует из рис. 4, для средней энергии нейтринного пучка ускорителя FNAL $E_{\nu} = 17 \text{ ГэВ}$ эта эффективность составляет около 5%. Эффек-

тивность выделения реакций (3) при использовании данного кинематического метода возрастает с увеличением энергии нейтрино. Так для нейтринного пучка ускорителя CERN со средней энергией $\langle E_\nu \rangle = 25 \text{ ГэВ}$ эффективность возрастает до 6%.

Кинематическое выделение взаимодействий $\nu_\tau N$ с τ -лептоном, распадающимся по модам $\tau \rightarrow \pi + \nu_\tau + X$ (около 60% случаев), менее надежно, так как недостающий поперечный импульс меньше. Однако наблюдение взаимодействия пиона (особенно в одночастичной моде $\tau \rightarrow \pi + \nu_\tau$), обладающего более высоким импульсом по сравнению с пионами от ν_μ -NC-событий, дает возможность, применяя соответствующие кинематические обрезания и топологические особенности, отделять $\nu_\tau N$ -события от фоновых ($\nu_\mu N$ -NC и $\nu_e N$ -CC).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 99-02-16195.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Adamson P., Alexandrov K. V., Allison W. W. M., et al. (The MINOS collaboration). The MINOS Experiment Technical Design Report, NuMI-L-337, April, 1998.
- [2] Arneodo F., Bernardini E., Palamara O., et al. (ICARUS & NOE collaborations). ICARUS/NOE PROPOSAL/ LNGS-P21/99, INFN/AE-99-17, CERN/SPSC 99-25, SPSC/P314, 1999.
- [3] The OPERA collaboration. A long baseline ν_τ appearance experiment in the CNGS beam from CERN to Gran Sasso (PROGRESS REPORT). CERN/SPSC 99-20, SPSC/M635, LNGS-LOI 19/99. August 27, 1999.
- [4] Adamson P., Alexandrov K. V., Allison W. W. M. et al. (The MINOS collaboration). The Hybrid Emulsion Detector for MINOS R & D Proposal, NuMI-L-473, April, 1999.
- [5] Altegoer J. et al. (NOMAD collaboration). Phys. Lett., **B 431**, 219 (1998).
- [6] Albright C. et al. Phys. Lett., **B 48**, 123 (1979). Phys. Rev., **D 20**, 2177 (1979).
- [7] Diddens A. et al. Nucl. Instr. and Meth., **178**, 27 (1980).

Поступила в редакцию 16 ноября 2000 г.