

C.333.5

Д-79

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1717



Ду Юань-цай, Сянь Дин-чан, У Цзун-фань,  
Хуан Цзу-чжань

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ  
СПЕКТРА ПУЧКА НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1964

Ду Юань-пай, Сянь Дин-чан, У Цзун-фань,  
Хуан Цзун-чжань

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ  
СПЕКТРА ПУЧКА НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БНБЕЦИОТЕМ

2683/1 чр.

Изучение взаимодействий нейтральных частиц ( $a, K_2^0, \dots$ ) с нуклонами при высоких энергиях имеет большое значение в исследовании элементарных частиц.

Однако проведение экспериментов затрудняется тем, что спектр пучков нейтральных частиц неизвестен. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные в этой области еще очень незначительны.

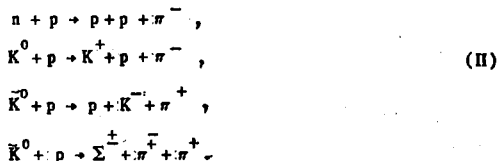
В настоящей работе предлагается метод определения спектра пучков нейтральных частиц, полученных от ускорителя высоких энергий.

Предположим, что эксперимент проводится в пузырьковой камере, экспонированная в нейтральном пучке. Тогда можно отбирать события, принадлежащие одному и тому же каналу реакции. На основе экспериментального энергетического распределения событий определенного канала реакции может быть получен энергетический спектр пучка с помощью теоретического расчета.

Как известно, чем меньше число частиц в конечном состоянии, тем проще эксперимент, если при этом сечение интересующего нас канала реакции не очень мало относительно других каналов реакции. На первый взгляд для нашей цели возможно было бы отбирать события упругого рассеяния. На самом же деле процесс упругого рассеяния очень трудно отличить от других процессов по кинематике. Поэтому наиболее удобно отбирать события типа трехлучевых звезд



где  $p$  - протон (мишень),  $a^0$  - первичная нейтральная частица. Если  $a^0$  представляет собой, например,  $n$  (нейтрон) или  $K^0$  и  $\bar{K}^0$ -мезон (из пучка  $K_2^0$ -мезонов) то можно отбирать следующие каналы реакции:



Необходимо отметить, что если размер камеры достаточен для регистрации  $V^0$ -частиц, то для определения спектра пучка  $K_2^0$ -мезонов канал реакции



еще удобнее, так как он самый простой.

Для эксперимента, который проводится в камере Вильсона, экспонированной в пучке  $K^0_2$ -мезонов, наиболее разумно отобрать канал реакции (III), так как идентификация заряженных частиц в других каналах затруднительна. Если энергия  $K^0_2$ -мезона не больше 350 Мэв, то можно по кинематике однозначно определить энергию первичного  $K^0_2$ -мезона, вызывающего канал реакции (III), не обращая внимания на идентификацию заряженной частицы в конечном состоянии.

Трудность отбора вышеперечисленных каналов реакции заключается в том, что нужно определить, имелись ли незарегистрированные частицы в выбранных звездах. Для решения этого вопроса предлагается следующий критерий. Как известно, поперечные импульсы всяких сильно взаимодействующих частиц, рождающихся во взаимодействиях, почти одинаковы ( $200 \text{ Мэв/с} < |P_{\perp}| < 500 \text{ Мэв/с}$ ) и почти не зависят от первичной энергии. Если все имеющиеся в событии частицы зарегистрированы, то их суммарный поперечный импульс равен нулю (в пределах ошибок измерения). Однако, если событие имело незарегистрированные частицы, каждая из которых унесла поперечный импульс  $|P_{\perp}|$ , то суммарный поперечный импульс зарегистрированных частиц сразу стал бы  $|P_{\perp}| = \left| \sum_{i=1}^n P_{\perp i} \right|$ ,

где  $n$  - число незарегистрированных частиц. Ошибка измерения поперечного импульса  $\Delta P_{\perp} < 50 \text{ Мэв/с}$ , так что  $P_{\perp} > 4\Delta P_{\perp}$ . Таким образом, этот критерий довольно четко отличает события, у которых все частицы зарегистрированы, от событий с незарегистрированными частицами.

Для отобранных по этому критерию событий, у которых все частицы зарегистрированы, можно определить энергию поперечных частиц, после чего легко получить энергетическое распределение событий определенного канала реакции  $N^I(E)$ . Очевидно, что энергетическое распределение  $N^I(E)$  связано с энергетическим спектром пучка  $\alpha(E)$  следующим образом:

$$N^I(E) = \sigma^I(E) \cdot \alpha(E) \cdot N_0, \quad (A)$$

где  $\sigma^I(E)$  - сечение выделенного канала реакции при данной первичной кинетической энергии  $E$ ;  $N_0$  - известная константа, связанная с плотностью материала, в котором возникает реакция.

Отсюда спектр получается в виде:

$$\alpha(E) = \frac{N^I(E)}{N_0 \sigma^I(E)}. \quad (B)$$

х) На плоскости, перпендикулярной к направлению первичной частицы, модуль векторной суммы двух и большего числа произвольного направления поперечных импульсов с одинаковым модулем в подавляющем числе случаев больше, чем модуль отдельного поперечного импульса.

К сожалению, экспериментальное значение  $\sigma^I(E)$  в настоящее время неизвестно, поэтому для определения  $\sigma^I(E)$  нам придется прибегнуть к теоретическому расчету. Необходимо отметить, что более желательнее вычисление соотношения  $\frac{\sigma^I(E)}{\sigma_{tot}^I(E)}$  вместо  $\sigma^I(E)$ , так как полученные теоретические значения для  $\frac{\sigma^I(E)}{\sigma_{tot}^I(E)}$  ближе к экспериментальным, чем для самого сечения  $\sigma^I(E)$ , поэтому формулу (B) удобно переписать в следующем виде:

$$\alpha(E) = \frac{N^I(E)}{N_0 \frac{\sigma^I(E)}{\sigma_{tot}^I(E)}} \quad (B)$$

где  $\sigma_{tot}^I(E)$  - полное сечение реакции. Из формулы (B) видно, что, получив экспериментально энергетическое распределение событий определенного канала реакции  $N^I(E)$  и используя теоретическую кривую зависимости соотношения  $\frac{\sigma^I(E)}{\sigma_{tot}^I(E)}$  от энергии  $E$ , можно получить энергетический спектр пучка нейтральных частиц, так как  $N_0$  - известная константа, а точность имеющихся в настоящее время экспериментальных данных  $\sigma_{tot}^I(E)$  достаточна.

Теоретическая кривая зависимости соотношения  $\frac{\sigma^I(E)}{\sigma_{tot}^I(E)}$  от энергии  $E$  может быть получена двумя способами: а) по статистической модели; б) по модели одно-мезонного обмена. Способ а) применим ко всем реакциям и дает величины соотношений  $\frac{\sigma^I(E)}{\sigma_{tot}^I(E)}$ , которые хорошо согласуются с экспериментальными (с ошибкой меньше 10%<sup>1/2</sup>).

Кривая зависимости соотношения  $\frac{\sigma_{pp\pi^+}(E)}{\sigma_{tot}^I(E)}$  от кинетической энергии  $E$  первоначально нейтронов в области 1-9 Гэв показана на рисунке. Кривая получена с помощью статистической теории в представлении эффективной массы<sup>2/2</sup> с учетом изобарных состояний, поэтому она является точной.

Что касается способа б), то он сложнее, чем способ а). Конечно, зная сечения упругого рассеяния и перезарядки для  $\pi-N$  взаимодействий при разных энергиях и константу связи  $\pi-N$  взаимодействий, этим способом можно получить соотношение  $\frac{\sigma^I(E)}{\sigma_{tot}^I(E)}$  для  $N-N$  взаимодействий<sup>3/3</sup>, однако способ б) мало помогает при определении спектра пучка  $K^0_2$ -мезонов, так как до сих пор сечения  $\pi-K$  взаимодействия еще мало известны.

Авторы благодарны профессору Чжан Вен-юю и его группе в ОИЯИ за полезные обсуждения и тов. Ли Да-ту за помощь в вычислении кривой, а также выражают благодарность В.М. Мальцеву за полезные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. Н.Т.Биргер, Ван Ган-чан и др. ЖЭТФ, 41 (5) 1461 (1961).
2. Ду Юань-цай, У Цзун-фань, Хуан Цзун-чжань, Шэнь Цун-хуа. Кривые фазового объема к их применению к изучению резонансов, ч. I . Препринт ОИЯИ, 1673, Дубна, 1964.
3. E. Ferrati and F. Selledi. Nuovo Cimento, 27, 1950 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 сентября 1964 г.

