

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна

P1-85-221

В.В.Вишняков, И.Л.Писарев

ОБ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
ИНВАРИАНТНЫХ СЕЧЕНИЙ  
РЕАКЦИИ  $\pi^- A \rightarrow p_{\text{назад}} X$   
ПРИ ИМПУЛЬСЕ ПИОНОВ 40 ГэВ/с

1985

## ВВЕДЕНИЕ

Важным результатом изучения адрон-ядерных взаимодействий является экспериментальное обнаружение кумулятивного эффекта <sup>1,2/</sup> - испускания вторичных частиц в кинематическую область, запрещенную для взаимодействия адрона со свободным нуклоном.

В <sup>3/</sup> представлены результаты исследования инклюзивного процесса

$$\pi^- A \rightarrow p X \quad /1/$$

для ядерных мишеней (C, Cu, Pb) при импульсе пионов 40 ГэВ/с, полученные на установке МИС ОИЯИ. В этой работе были определены инвариантные сечения вылета протонов в заднюю полусферу лабораторной системы координат /кумулятивных протонов/ в области импульсов  $0,3 \div 1$  ГэВ/с для двух интервалов углов  $120^\circ \div 160^\circ$  и  $155^\circ \div 175^\circ$ .

В каждом из двух исследованных угловых интервалов инвариантные сечения процесса /1/

$$F(P^2, \theta) = \frac{E}{P^2} \frac{d^2\sigma}{dP d\Omega} \quad /2/$$

где  $E$ ,  $P$ ,  $\theta$  - полная энергия, импульс и угол вылета протонов в л.с.к. - были параметризованы в виде

$$F(P^2) = C \cdot \exp(-BP^2), \quad /3/$$

в предположении независимости параметра наклона  $B$  от угла  $\theta$  в пределах каждого интервала.

На основании полученных данных о величине параметра  $B$  для двух угловых интервалов был сделан вывод о том, что с ростом угла эмиссии протонов  $\theta$  параметр  $B$  увеличивается.

В настоящей работе приведены результаты обработки экспериментального материала по кумулятивному рождению протонов /реакция /1// для интервалов углов  $\theta = 120^\circ \div 160^\circ$  /использован тот же экспериментальный материал, что и в <sup>3/</sup> с учетом угла вылета протонов для каждого акта взаимодействия. Для инвариантного сечения использовалась параметризация в виде

$$\frac{E}{P^2} \frac{d^2\sigma}{dP d\Omega} = A_1 \exp\left(-\frac{E - P\beta \cos \theta}{T \sqrt{1-\beta^2}}\right), \quad /4/$$



который следует из "файербольной" модели кумулятивного рождения<sup>/4/</sup>. В формуле /4/  $T_0$  и  $\beta$  - температура и скорость файербола в момент испускания частицы /  $T_0$  и  $\beta$  - параметры модели/. Инвариантное сечение аппроксимировалось также зависимостью вида

$$\frac{E}{P^2} \frac{d^2\sigma}{dP d\Omega} = A_2 \exp(-\frac{x}{\langle x \rangle}), \quad /5/$$

где  $x = (E - \bar{P} \cos \theta) / m$ ,  $m$  - масса нуклона,  $\langle x \rangle$  - параметр.

Такая зависимость используется в различных моделях кварк-партоного представления кумулятивного эффекта<sup>/5,6/</sup>.

Для анализа отбирались события с эмиссией положительно заряженной частицы в интервале импульсов от 0,3 до 1 ГэВ/с /область  $x$  от 1,2 до 2,5/. Идентификация вторичных частиц не проводилась. Доля  $\pi^\pm$ -мезонов в спектре положительно заряженных частиц составляла при взаимодействиях на ядрах углерода -17%, на ядрах меди и свинца - меньше 5%.

#### МЕТОД АНАЛИЗА ДАННЫХ

Анализ данных проводился с помощью метода максимума правдоподобия, позволившего использовать всю имеющуюся экспериментальную информацию и определить параметры с наилучшей точностью<sup>/7/</sup>.

Функция правдоподобия имела следующий вид:

$$L = \prod_{j=1}^N \frac{\Phi(P_j, \theta_j)}{\iint_{P, \theta} \Phi(P, \theta) dP d\theta},$$

$N$  - число событий,

$$\Phi(P, \theta) = \sum_{i=1}^n \frac{P_i^2}{E_i} f(P_i, \theta) \Delta P_i \Delta \Omega, \quad /6/$$

$\Delta \Omega = G(P, \theta) \sin \theta \Delta \theta \Delta \phi$  - телесный угол, вычисленный с учетом геометрии установки. Величина  $G(P, \theta)$  определялась для ряда значений  $P$  и  $\theta$  и использовалась при анализе в виде таблицы  $G_{kl} = G(P_k, \theta_l)$ .

Суммирование в выражении /6/ проводилось по толщине мишени с целью учета изменения импульса вторичной частицы за счет ионизационных потерь в мишени.

Если разбить мишень в продольном направлении на  $n$  слоев /см. рисунок а/, то, зная измеренный импульс протона  $P_0$  и путь, пройденный им при прохождении  $i$  слоев, можно восстановить  $P_i$  - импульс протона в  $i$ -м слое, используя энергетическую зависимость пробегов протонов /рисунок б/. Путь, пройденный частицей при прохождении  $i$  слоев, равен  $\Delta R_i =$

$= \frac{S}{\rho} (i - \frac{1}{2}) \frac{1}{|\cos \theta|}$ , где  $S$  - толщина мишени. Для анализа данных энергетическая зависимость пробегов протонов в веществе для разных мишеней использовалась в виде таблиц, взятых из<sup>/7/</sup>.

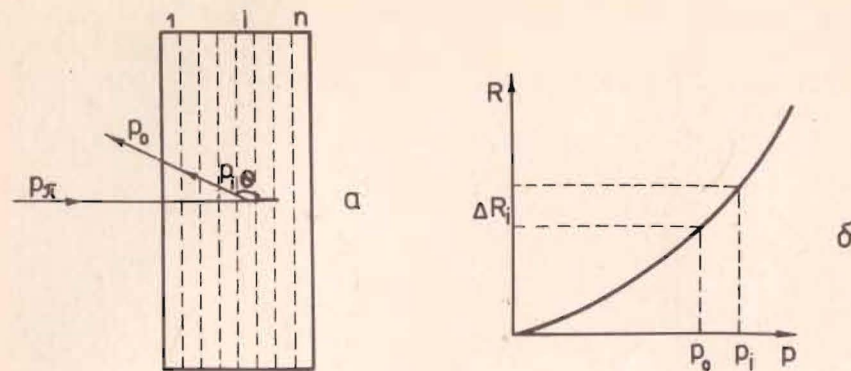


Иллюстрация метода учета изменения импульса вторичной частицы за счет ионизационных потерь в мишени.

При аппроксимации инвариантных сечений выражением вида /4/ функция в формуле /6/ имела вид

$$f(P_i, \theta) = \exp(-\frac{E_i - P_i \beta \cos \theta}{T \sqrt{1 - \beta^2}}).$$

При параметризации инвариантных сечений выражением вида /5/

$$f(P_i, \theta) = \exp(-\frac{E_i - P_i \cos \theta}{m \langle x \rangle}).$$

Если значение параметра  $\beta = 0$ , зависимость инвариантных сечений от угла  $\theta$  исчезает и

$$f(P_i, \theta) = f(P_i) = \exp(-\frac{E_i}{T_0})^{/9/}. \quad /7/$$

Для анализа использовалась стандартная программа FUMILI<sup>/10/</sup>, в которой минимизируется функционал  $S = -\ln L$ .

#### РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

В результате анализа экспериментального материала были определены параметры  $T_0$  и  $\beta$  в случае параметризации инвариантных сечений в виде /4/, и  $\langle x \rangle$  - при параметризации в виде /5/.



Таблица

Мишень	Кол-во событий	$\beta$	$T_0$	S(4)	$\langle x \rangle$	S(5)
C	413	$0,17 \pm 0,12$	$58,9 \pm 12,6$	4044	$0,15 \pm 0,01$	4054
Cu	1691	$0,15 \pm 0,06$	$63,3 \pm 6,4$	16720	$0,16 \pm 0,01$	16760
Pb	1166	$0,16 \pm 0,07$	$66,9 \pm 8,3$	11890	$0,16 \pm 0,01$	11910

В таблице приведены величины найденных параметров для функций /4/ и /5/, а также значения величины  $S = -\ln L$  - логарифмической функции правдоподобия, взятой со знаком минус.

Из таблицы следует, что значения параметров  $T_0$ ,  $\beta$ ,  $\langle x \rangle$  в пределах ошибок не зависят от атомного номера мишени. В работе /4/ из подгонки данных /11,12/ зависимостью /4/ были найдены следующие значения параметров  $T_0$  и  $\beta$ :  $T_0 = 51 \pm 54$  МэВ;  $\beta_C = 0,18 \pm 0,03$ ;  $\beta_{Cu} = 0,14 \pm 0,04$ ;  $\beta_{Pb} = 0,13 \pm 0,03$ . Сопоставляя значения параметров  $T_0$  и  $\beta$ , полученные в /4/ для реакции  $\gamma \cdot A \rightarrow pX$  при начальной энергии 2 ГэВ /11/ и для реакции  $d \cdot Pb \rightarrow pX$  при 8,9 ГэВ /12/ со значениями параметров  $T_0$  и  $\beta$ , определенными в настоящей работе для реакции /1/, можно сделать вывод о том, что значения параметров  $\beta$  в пределах ошибок совпадают, а значения параметров  $T_0$  отличаются незначительно.

Полученные в настоящей работе значения универсального параметра  $\langle x \rangle$  для разных ядер совпадают со среднемировым значением  $\langle x \rangle = 0,16 \pm 0,01$  /5/.

Однако надо заметить, что выражение /4/ при  $\beta \rightarrow 1$  переходит в выражение /5/, если принять  $T_0 \sqrt{1 - \beta^2} = m \langle x \rangle$ , а при  $\beta = 0$  - в выражение /7/, в котором зависимость инвариантного сечения от угла исчезает. Поэтому полученное из анализа данных значение  $\beta \approx 0,16$  указывает на то, что параметризация инвариантных сечений в виде /4/ лучше описывает экспериментальные данные, чем параметризация в виде /5/ или /7/. Представленные в таблице значения S для разных ядер систематически несколько меньше для параметризации вида /4/ по сравнению с параметризацией /5/, что также указывает на то, что выражение /4/ лучше описывает экспериментальные данные.

В /13/ указывается, что для реакции  $\pi^- C \rightarrow pX$  при 5 ГэВ/с лучшей из известных параметризаций угловой зависимости выхода кумулятивных протонов с  $P_p < 1$  ГэВ/с является параметризация, полученная на основе файрбольной модели барионного кумулятивного эффекта.

Таким образом, при параметризации инвариантного сечения реакции /1/ выражением /4/, которое следует из файрбольной модели барионного кумулятивного эффекта и учитывает угловую

зависимость вылета кумулятивных протонов, определены параметры модели  $T_0$  и  $\beta$  для разных ядерных мишеней.

Полученные результаты показывают, что значения  $T_0$  и  $\beta$  в пределах ошибок не зависят от атомного номера мишени.

Найденные значения  $T_0$  и  $\beta$  согласуются со значениями этих параметров, полученными в /4/, что указывает на их универсальность.

Авторы благодарят А.Г.Гальперина за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. и др. ЯФ, 1973, т.18, с.79.
2. Баюков Ю.Д. и др. ЯФ, 1973, т.18, с.1246.
3. Альбини Е. и др. ОИЯИ, P1-85-144, Дубна, 1985.
4. Бюгацкая И.Г., Горенштейн М.И., Зиновьев Г.М. Препринт ИТФ-77-121Р, Киев, 1977; ЯФ, 1978, т.27, с.858.
5. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.3, с.613.
6. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, E1-82-472, Дубна, 1982.
7. Идьё В. и др. Статистические методы в экспериментальной физике. Атомиздат, М., 1976.
8. Ритсон Д. Экспериментальные методы в физике высоких энергий. "Наука", М., 1964.
9. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.5, с.949.
10. Соколов С.Н., Силин И.Н. ОИЯИ, Д-810, Дубна, 1961; Библиотека программ на фортране. ОИЯИ, Д-520, Б1-11-5144, Дубна, 1970, т.1, с.180.
11. Аланакян К.В. и др. Препринт ЕрФИ-220/12/-77, Ереван, 1977.
12. Baladin A.M. et al. Contribution to the European Conference on Particle Physics, Budapest, 1977.
13. Валкар Ш. Автореферат диссертации. ОИЯИ, 1-80-649, Дубна, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 марта 1985 года.