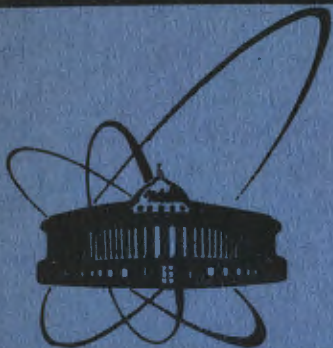


27/II-84



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1165/84

P1-83-805

Г.Р.Гулканян, Т.Канарек, Е.Н.Кладницкая,  
С.А.Корчагин, А.П.Чеплаков

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ  $\pi^0$ -МЕЗОНОВ  
В  $dTa$ - И  $STa$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ 4,2 ГэВ/с·нуклон

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983



## ВВЕДЕНИЕ

В работах по исследованию взаимодействий легких ядер с танталовой мишенью получена информация о множественности, импульсных и угловых характеристиках  $\pi^-$ -мезонов<sup>/1-4/</sup>.

Двухметровая пропановая камера ЛВЗ ОИЯИ с танталовыми пластинками в рабочем объеме дает возможность получить данные не только о заряженных, но и о нейтральных  $\pi$ -мезонах, образующихся при взаимодействии релятивистских ядер с танталом. Ранее были опубликованы результаты изучения средней множественности  $\pi^0$ -мезонов, а также импульсных и угловых распределений  $\gamma$ -квантов из dTa- и cTa-взаимодействий при 4,2 ГэВ/с на нуклон<sup>/5/</sup>.

Данная работа посвящена восстановлению распределений по множественности  $\pi^0$ -мезонов, а также определению дисперсии этих распределений в столкновениях релятивистских ядер d и c с ядрами Ta при том же импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. Проводится сравнение распределений по множественности  $\pi^0$ - и  $\pi^-$ -мезонов в этих экспериментах.

Получена зависимость средней множественности  $\pi^0$ -мезонов от числа  $\pi^-$  во взаимодействиях дейтронов и углерода с танталом.

Экспериментальные данные о множественности  $\pi^0$ -мезонов и зависимости  $\langle n_{\pi^0} \rangle$  от  $n_{\pi^-}$  сравниваются с расчетами по каскадной модели ДКМ<sup>/6/</sup>.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Экспериментальный материал был получен на 2-метровой пропановой пузырьковой камере, облученной пучками дейтронов и углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон. Мишенью служили три танталовые пластины толщиной 1 мм, размещенные в рабочем объеме камеры на расстоянии ~9 см друг от друга.

Для последующей обработки отбирались  $\gamma$ -кванты, проконвертировавшие только в пропане, в эффективном объеме  $40 \times 80 \times 28$  см<sup>3</sup>, и с  $\chi^2$ -вероятностью не менее 1% ( $\chi^2 \leq 11$ ) принадлежащие интересующим нас dTa- и cTa-событиям. Из рассмотрения исключались тормозные  $\gamma$ -кванты<sup>/5/</sup>, а также  $\gamma$ -кванты, проконвертировавшие в танталовых пластинках. Последнее связано с неопределенностью в числе  $e^+e^-$ -пар, не прошедших по критерию  $\chi^2$  из-за искажения направления вылета  $\gamma$ -кванта, обусловленного многократным рассеянием треков  $e^+e^-$ -пары в тантале на пути 1-2 мм.

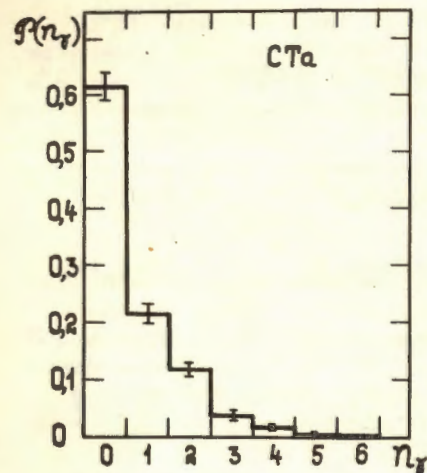


Рис. 1. Распределение cTa-взаимодействий по множественности зарегистрированных  $\gamma$ -квантов.

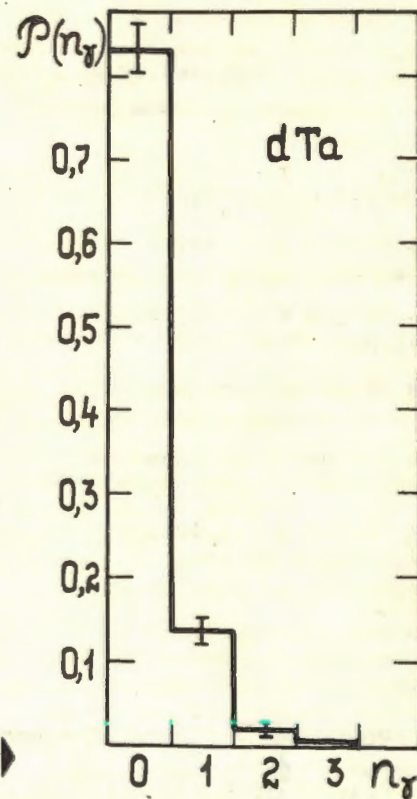


Рис. 2. Распределение dTa-взаимодействий по множественности зарегистрированных  $\gamma$ -квантов.

Для всех отобранных  $\gamma$ -квантов вычислялся геометрический вес, представляющий собой величину, обратную вероятности конверсии  $\gamma$ -кванта в эффективном объеме пропана, при условии, что он не конвертирует ни в одной из танталовых пластин, встречающихся по направлению его вылета. После этого были вычислены полные веса  $\gamma$ -квантов с учетом различных поправок, как это было сделано в работе<sup>/5/</sup>. Значения поправок и полные средние веса приведены в табл. 1.

## СРЕДНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ, ДИСПЕРСИИ И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ $\pi^0$ -МЕЗОНОВ В dTa-И cTa-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

На увеличенной по сравнению с полученной в работе<sup>/5/</sup> статистике определены средние множественности  $\gamma$ -квантов и  $\pi^0$ -

Таблица 1

Поправки, учитывающие потери  $\gamma$ -квантов

Тип поправки	CTa	dTa
Геометрический "вес"	8,7 $\pm$ 0,3	8,8 $\pm$ 0,4
На потери $\gamma$ -квантов в направлении ко дну камеры	1,18 $\pm$ 0,05	1,20 $\pm$ 0,14
На потери $e^+e^-$ -пар вблизи звезды	1,03 $\pm$ 0,02	1,02 $\pm$ 0,02
На эффективность просмотра и неизмеримые $\gamma$ -кванты	1,05 $\pm$ 0,02	1,07 $\pm$ 0,02
На потери из-за комптон-рассеяния $\gamma$ -квантов	1,02	1,02
На потери из-за отклонения ( $e^+e^-$ )-пары на угол $>3^\circ$ при конверсии на ядре углерода	1,02	1,03
Полный средний "вес" $\gamma$ -квантов	11,5 $\pm$ 0,7	12,0 $\pm$ 1,7

мезонов. Для этого использовались соотношения  $\langle n_\gamma \rangle = \frac{N_\gamma \langle W_\gamma \rangle}{N_{\text{соб.}}}$  и  $\langle n_{\pi^0} \rangle = \frac{1}{2} \langle n_\gamma \rangle^*$ .

Результаты оказались следующими:  $\langle n_\gamma \rangle^{dTa} = 2,20 \pm 0,36$ ;  $\langle n_\gamma \rangle^{CTa} = 7,34 \pm 0,61$ .

Для средних множественностей  $\pi^0$ -мезонов получили  $\langle n_{\pi^0} \rangle^{dTa} = 1,1 \pm 0,2$ ;  $\langle n_{\pi^0} \rangle^{CTa} = 3,7 \pm 0,3$ .

Для определения дисперсий распределений по множественности  $\pi^0$ -мезонов использовались два способа, описанных в работе /7/. Первый из них основывается на возможности определения так называемых биномиальных моментов полного распределения по множественности  $\gamma$ -квантов на основе характеристик зарегистрированных  $\gamma$ -квантов, а второй использует распределение по множественности зарегистрированных  $\gamma$ -квантов и среднюю, одинаковую для всех событий эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов.

Биномиальный момент порядка  $k$  для распределения  $\{P_n\}$  определяется формулой  $B_k = \sum_{n \geq k} P_n C_k^n$ , где  $C_k^n$  - биномиальные коэффициенты.

Пусть имеется  $N$  событий нужного типа и пусть  $m^{(j)}$  - число зарегистрированных в  $j$ -м событии  $\gamma$ -квантов ( $j=1,2,3,\dots,N$ ). Соответствующие этим  $\gamma$ -квантам веса обозначим через  $W_r^{(j)}$  ( $r=1,2,3,\dots,m^{(j)}$ ).

\*Предполагалось, что единственным источником  $\gamma$ -квантов служат  $\pi^0$ -мезоны.

Тогда, как показано в работе /7/,  $k$ -й биномиальный момент истинного /соответствующего 100%-ной эффективности регистрации  $e^+e^-$ -пар/ распределения по множественности  $\gamma$ -квантов определяется через характеристики зарегистрированных  $\gamma$ -квантов по следующей формуле:

$$B_k = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left( \sum_{m^{(j)}} W_{i_1}^{(j)} W_{i_2}^{(j)} \dots W_{i_k}^{(j)} \right), \quad /1/$$

где символ  $\sum_{m^{(j)}}$  означает суммирование по всем различным наборам по  $k$  зарегистрированных  $\gamma$ -квантов из числа  $m^{(j)}$ ,  $i$  - номер набора.

В более компактной форме формула /1/ может быть записана так:  $B_k = \langle \sum_{(k)} W_{i_1} W_{i_2} \dots W_{i_k} \rangle$ , где скобки означают усреднение.

Дисперсия  $D$  распределения по множественности  $\pi^0$ -мезонов выражается через первый и второй биномиальные моменты истинного распределения по множественности  $\gamma$ -квантов  $B_1$  и  $B_2$  формулой

$$D^2 = \frac{1}{2} B_2 + \frac{1}{4} B_1 - \frac{1}{4} B_1^2. \quad /2/$$

Как следует из /1/, для определения биномиального момента порядка  $k$  нужно иметь достаточное число событий с  $k$  и более зарегистрированными  $\gamma$ -квантами. Обычно бывает достаточным ~100 событий. Когда истинное распределение по множественности  $\gamma$ -квантов имеет пуассоновский вид, число событий  $N$ , необходимых для определения  $k$ -го биномиального момента, связано с эффективностью регистрации  $e^+e^-$ -пар  $\epsilon$  соотношением  $N \sim \epsilon^{-k}$  /7/. Наша статистика событий с  $\gamma$ -квантами позволяет определить дисперсию /второй момент/ распределения по множественности  $\pi^0$ -мезонов только для CTa-взаимодействий, где имеется необходимое число событий с двумя и более  $\gamma$ -квантами. Расчеты по формулам /1/ и /2/ дают значение  $D_{\pi^0}^2 = 7,2 \pm 2,5$ .

Второй способ определения дисперсии распределения по множественности  $\pi^0$ -мезонов связан с восстановлением этого распределения путем использования распределения по числу зарегистрированных  $\gamma$ -квантов. Математически это означает, что нужно решить систему уравнений

$$G_i = \sum_{k=0}^n C_{2k}^i \epsilon^i (1-\epsilon)^{2k-i} P_k, \quad /3/$$

где  $\{G_i\}$  ( $i=0,1,2,\dots,N$ ) - экспериментально наблюдаемое распределение по множественности  $\gamma$ -квантов,  $\{P_k\}$  ( $k=0,1,2,\dots,n$ ) - неизвестное распределение по множественности  $\pi^0$ -мезонов, которое определяется решением системы /3/,  $\epsilon$  - вероятность регистрации  $\gamma$ -квантов в эффективном объеме камеры,  $C_j^n$  - биномиальные коэффициенты, причем полагается, что  $C_j^n = 0$ , если  $j < n$ .

Таблица 2

Средние геометрические веса  $\gamma$ -квантов в СТа-событиях с  $n_\gamma$  зарегистрированными  $\gamma$ -квантами

$n_\gamma$	$\langle W_\gamma \rangle_{\text{геом.}}$
1	8,0 $\pm$ 0,3
2	8,5 $\pm$ 0,3
3	8,7 $\pm$ 0,4
4	8,0 $\pm$ 0,7
>4	9,6 $\pm$ 1,2

Непосредственное решение системы /3/ имеет вид

$$P_k = \sum_{i \geq k} G_i C_k^i \left(\frac{1}{\epsilon}\right)^k \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right)^{i-k} \quad /4/$$

Из выражения /4/ видно, что при малых  $\epsilon$  /в нашем случае  $\epsilon \approx 0,1$ / небольшая неточность /изменение/ в  $\epsilon$  приводит к большим изменениям в  $P_k$ , то есть при малых  $\epsilon$  решения системы /3/ неустойчивы.

В связи с этим при решении системы /3/ использовался метод регуляризации А.Н.Тихонова /8/. Решение системы /3/ на ЭВМ проводилось по программе FUMILI /9/, с помощью которой минимизировался функционал вида

$$\sum_{i=0}^N \left\{ \frac{G_i^{\text{эксп.}} - \sum_{k=0}^n C_k^i \epsilon^i (1-\epsilon)^{2k-1} P_k}{\Delta G_i^{\text{эксп.}}} \right\}^2 + \alpha \sum_{k=0}^n P_k^2 \quad /5/$$

с регуляризующей добавкой  $\alpha \sum_{k=0}^n P_k^2$  в соответствии с методом

регуляризации. Кроме того, по аналогии с поведением распределения по множественности  $\pi^-$ -мезонов, считалось, что распределение по множественности  $\pi^0$ -мезонов  $\{P_k\}$  монотонно убывает с увеличением  $k$ . При таком предположении суживается область тех значений коэффициента  $\alpha$  в /5/, при которых получается хорошее согласие с экспериментом по критерию  $\chi^2 (\chi^2 < 2)$ . Монотонность  $\{P_n\}$  обеспечивалась следующей заменой переменных в /5/ / $A_k$  - новая переменная/:

$$A_1 = P_1, A_2 = P_1 - P_2, A_3 = P_2 - P_3 \dots A_l = P_{l-1} - P_l \dots A_n = P_{n-1} - P_n.$$

Система /3/ справедлива, если вероятность регистрации  $\epsilon$  не меняется с числом  $\gamma$ -квантов в событии/числом  $i$ /. В нашем эксперименте геометрические веса  $\gamma$ -квантов, действительно, слабо меняются в зависимости от их числа в событии /см.табл.2/. В системе /3/ полагали распределения по множественности  $\{G_i\}$  и  $\{P_k\}$  нормированными на единицу, а максимальное число  $\pi^0$ -мезонов в событии /число  $n$ / считали равным 12 с тем, чтобы наилучшим образом описать экспериментальное распределение  $\gamma$ -квантов.

Таблица 3

Распределения  $\pi^0$ - и  $\pi^-$ -мезонов в СТа- и dТа-взаимодействиях / вероятности в % /

$n_\pi$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	$\chi^2/\nu$
СТа $\mathcal{P}(\pi^0)$	19,1	19,0	9,1	8,8	8,5	8,3	8,2	7,2	5,2	1,8	1,6	1,1	0,8	1,63 $3,3 \pm 0,5$ $8,8 \pm 2,5$
	$\Delta \mathcal{P}(\pi^0)$	6,6	2,2	1,5	2,1	1,0	1,3	0,7	0,4	1,0	1,0	0,2	0,3	
dТа $\mathcal{P}(\pi^0)$	36	23	4	0,4										1,03 $0,9 \pm 0,2$ $0,8 \pm 0,1$
	$\Delta \mathcal{P}(\pi^0)$	7	6	3	4									
СТа $\mathcal{P}(\pi^-)$	17,4	19,4	12,2	10,0	8,3	8,3	7,1	6,6	4,9	1,5	1,6	1,1	0,4	- $3,4 \pm 0,2$ /4/ $9,3 \pm 0,6$ /4/
	$\Delta \mathcal{P}(\pi^-)$	2,6	1,5	1,1	1,0	0,9	0,9	0,3	0,8	0,7	0,4	0,3	0,2	
dТа $\mathcal{P}(\pi^-)$	38,4	37,6	18,5	4,8	0,4	0,2	0,1							- $0,91 \pm 0,05$ /4/ $0,84 \pm 0,05$ /4/
	$\Delta \mathcal{P}(\pi^-)$	1,8	1,7	1,2	0,6	0,2	0,1	0,1						

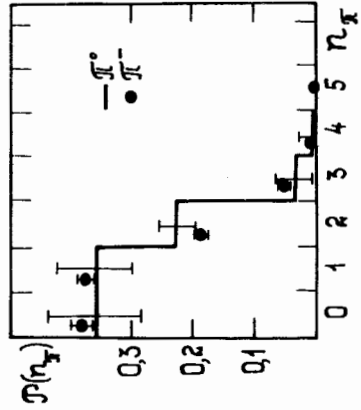


Рис.3. Распределение по числу  $\pi^0$ (-) и  $\pi^-$ (●) -мезонов для СТа-взаимодействий.

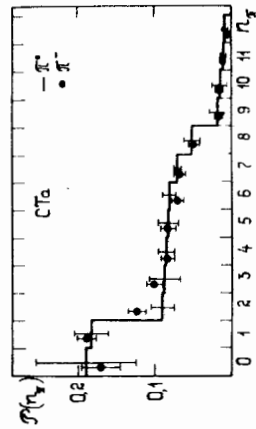


Рис.4. Распределение по числу  $\pi^0$ (-) и  $\pi^-$ (●) -мезонов для dТа-взаимодействий.



Очевидно, что при изменении  $A_l$  в "естественных" пределах  $0 \leq A_l \leq 1$ , задаваемых вероятностным характером  $\{P_k\}$ , последовательность  $\{P_k\}$  будет монотонно убывающей. Последовательность  $\{P_k\}$  наложением условия  $A_1 - A_2 - A_3 - \dots - A_n = \omega$ , где  $\omega$  - малое положительное число, делается положительной. Это условие означает, что последний член монотонно убывающей последовательности  $\{P_k\}$  положителен.

Полученные таким путем распределения по множественности  $\pi^0$ -мезонов для СТа- и dТа-взаимодействий приведены в табл.3 и на рис.3 и 4.

Можно считать, что полученные распределения по числу  $\pi^0$ -мезонов в СТа- и dТа-взаимодействиях близки к истинным, поскольку оцененные по ним  $\langle n_{\pi^0} \rangle$  совпадают в пределах ошибок со средними множественностями  $\pi^0$ -мезонов, определенными по числу  $\gamma$ -квантов, а величина дисперсии - с  $D_{\pi^0}$ , полученной по методу биномиальных моментов. Кроме того, видно, что распределения СТа- и dТа-событий по числу  $\pi^0$ -мезонов совпадают с распределением этих событий по числу  $\pi^-$ -мезонов.

Общий вид распределения по числу  $\pi^0$ -мезонов для СТа-взаимодействий хорошо воспроизводится в каскадной модели /рис.5/. Однако модель дает несколько завышенную среднюю множественность  $\pi^0$ -мезонов по сравнению с экспериментальным значением:  $\langle n_{\pi^0} \rangle_{\text{ДКМ}} = 4,2$ .

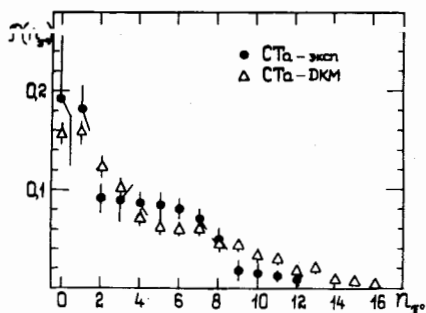


Рис.5. Сравнение распределения по числу  $\pi^0$ -мезонов для СТа-взаимодействий с расчетами по каскадной модели /ДКМ/.

#### ЗАВИСИМОСТЬ СРЕДНЕГО ЧИСЛА $\pi^0$ -МЕЗОНОВ ОТ ЧИСЛА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ

Изучению корреляций между средним числом  $\pi^0$ -мезонов и числом отрицательных пионов в адрон-адронных взаимодействиях посвящено довольно много работ /см., например, обзор<sup>10/</sup> и ссылки в нем/. При энергиях выше 20 ГэВ наблюдался линейный рост  $\langle n_{\pi^0} \rangle$  с увеличением числа  $n_-$  примерно до  $n_- = 2 \langle n_- \rangle$ . При меньших энергиях, в частности в диапазоне 3-4 ГэВ,  $\langle n_{\pi^0} \rangle$  убывает с увеличением  $n_-$ , что связано с ограничением по энергии, необходимой для образования пионов.

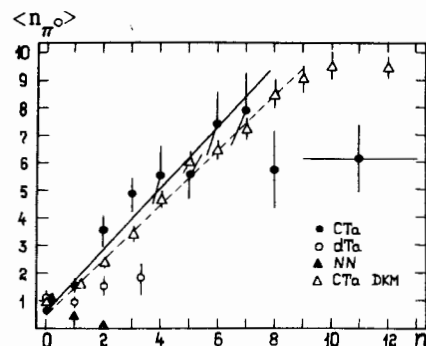


Рис.6. Зависимость среднего числа  $\pi^0$ -мезонов от числа отрицательных пионов для NN-, dТа- и СТа-взаимодействий.

Нами определена зависимость среднего числа  $\pi^0$ -мезонов от числа  $\pi^-$ -мезонов в ядерных взаимодействиях, полученных при облучении танталовой мишени ядрами углерода и дейтерия при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон /см. рис.6/. Для СТа-взаимодействий виден явный рост  $\langle n_{\pi^0} \rangle$  с увеличением  $n_-$  до  $n_- = 7$  ( $\sim 2 \langle n_- \rangle$ ). Этот рост  $\langle n_{\pi^0} \rangle$  аппроксимируется линейной функцией:  $\langle n_{\pi^0} \rangle = a n_- + b$ , с  $a = 1,13 \pm 0,08$  и  $b = 0,65 \pm 0,10$  / $\chi^2_{\text{ст.св.}} = 0,74$ /, в то время как для NN-взаимодействий при 4 ГэВ/с  $a = -0,45 \pm 0,05$ , а  $b = 1,0 \pm 0,05$  / $10,13$ /. Значение параметра  $a$ , близкое к единице, для адрон-адронных взаимодействий отмечалось лишь при импульсах первичных адронов выше 100 ГэВ/с<sup>10/</sup>, когда достаточно велика / $\sim 10$ / множественность вторичных пионов.

В ядро-ядерных взаимодействиях увеличение множественности пионов достигается не только благодаря увеличению энергии, входящей на один нуклон ядра-снаряда, но и благодаря тому, что во взаимодействиях с ядром-мишенью участвуют несколько нуклонов падающего ядра<sup>2, 11, 12/</sup>. Так, при столкновении ядер углерода с танталом во взаимодействии участвуют в среднем  $6,6 \pm 0,3$  нуклонов ядра-снаряда<sup>12/</sup> с  $D = 4,1 \pm 0,2$  и средняя множественность пионов всех знаков больше 10 уже при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон<sup>4, 5/</sup>. При этом число вторичных пионов растет пропорционально числу нуклонов, участвовавших во взаимодействии.

В dТа-взаимодействиях число взаимодействующих нуклонов первичного ядра ограничено / $\langle \nu \rangle = 1,60 \pm 0,04$ <sup>12/</sup>/ и соответственно зависимость  $\langle n_{\pi^0} \rangle$  от  $n_-$  гораздо слабее. Линейная зависимость  $\langle n_{\pi^0} \rangle$  от  $n_-$  в адрон-адронных взаимодействиях при высоких энергиях обусловлена динамическими корреляциями в процессах множественного рождения пионов. Подобная зависимость  $\langle n_{\pi^0} \rangle$  от  $n_-$  в ядро-ядерных взаимодействиях при средних энергиях на нуклон ядра-снаряда отражает в первую очередь результат наложения нескольких нуклон-ядерных взаимодействий при столкновении ядра с ядром. Процесс образования пионов по ДКМ приводит к зависимости  $\langle n_{\pi^0} \rangle$  от  $n_-$ , близкой к экспериментальной до значений  $n_- = 7$ . При аппроксимации роста  $\langle n_{\pi^0} \rangle$  ДКМ линейной функцией  $\langle n_{\pi^0} \rangle = a n_- + b$  получили  $a = 1,00 \pm 0,04$  и  $b = 0,48 \pm 0,13$ .

В заключение авторы выражают благодарность В.Д.Тонееву за моделирование СТа-событий по ДКМ; Н.Ангелову, А.П.Гаспаряну, В.Г.Гришину, М.И.Соловьеву за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-12281, Дубна, 1979; ЯФ, 1979, т.30, с.1590.
2. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-80-473, Дубна, 1980; ЯФ, 1980, т.33, с.1046.
3. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, P1-81-176, Дубна, 1981; ЯФ, 1981, т.34, с.1517.
4. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, 1-83-22, Дубна, 1983.
5. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, Д1-82-445, Дубна, 1982; ЯФ, 1983, т.37, с.1241.
6. Гудима К.К., Тонеев В.Д. ЯФ, 1978, т.37, с.658; Nucl.Phys., 1983, A400, p.173.
7. Diósi L. KFKI-76-46, Budapest, 1976.
8. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. "Наука", М., 1979.
9. Силин И.Н. ОИЯИ, 11-3362, Дубна, 1967.
10. Whitmore J. Phys.Rep.C, 1974, vol.10, p.273.
11. Хорозов С.А. ОИЯИ, 2-80-142, Дубна, 1980.
12. Баатар Ц. и др. ОИЯИ, P1-80-209, Дубна, 1980.
13. Flaminio V. et al. Compilation of Cross Sections,  $p$  and  $\bar{p}$  Induced Reactions. CERN-HERA, 79-03, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 декабря 1983 года.

Гулканян Г.Р. и др.

P1-83-805

Распределения по множественности  $\pi^0$ -мезонов в  $dTa$ - и  $CTa$ -взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон

Приводятся результаты восстановления распределений по числу  $\pi^0$ -мезонов на основе распределений по числу зарегистрированных  $\gamma$ -квантов для  $dTa$ - и  $CTa$ -взаимодействий при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Восстановленные распределения по множественности  $\pi^0$ -мезонов сравниваются с экспериментально полученными распределениями по числу  $\pi^-$ -мезонов для тех же взаимодействий. Найдена зависимость среднего числа  $\pi^0$ -мезонов от числа  $\pi^-$ -мезонов в  $dTa$ - и  $CTa$ -событиях. Экспериментальные данные по множественности  $\pi^0$ -мезонов сравниваются с расчетами по каскадной модели.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Gulkanian G.R. et al.

P1-83-805

$\pi^0$ -Meson Multiplicity Distributions in  $dTa$ - and  $CTa$ -Interactions at 4.2 GeV/c per Nucleon

The results of reconstruction of the  $\pi^0$ -meson multiplicity distributions on the basis of distributions over number of registered  $\gamma$ -quanta for  $dTa$ - and  $CTa$ -interactions at 4.2 GeV/c per nucleon are presented. The reconstructed  $\pi^0$ -meson multiplicity distributions are compared with experimental distributions over  $\pi^-$ -meson for the same interactions. The dependence of average number of  $\pi^0$ -meson on  $\pi^-$ -meson number in  $dTa$ - and  $CTa$  events has been obtained. Experimental data over multiplicity of  $\pi^0$ -mesons are compared with the cascade model calculations.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой