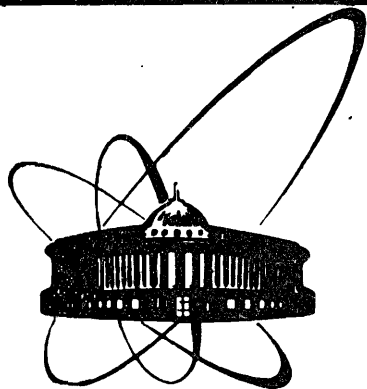




ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-87-423

Д.Д.Армутлийски, Н.О.Ахабабян*, В.Г.Гришин,
И.А.Ивановская, Е.Н.Кладницкая

ИНКЛЮЗИВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ π^- -МЕЗОНОВ,
ОБРАЗОВАННЫХ В pC- И pTa-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ ПРОТОНА 10 ГэВ/с

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* ИЯИЯЭ БАН, София

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа представляет собой продолжение работ по исследованию взаимодействий протонов с ядрами углерода и тантала в интервале импульсов падающего протона (2+10) ГэВ/с в инклюзивном подходе, в условиях 4П - геометрии /1,6/. Она посвящена изучению множественности, импульсных и угловых распределений вторичных отрицательных пионов, образованных в pC- и pTa- взаимодействиях при импульсе налетающего протона 10 ГэВ/с. Проводится анализ зависимости этих распределений от массы ядра-мишени, а также сравнение их с аналогичными распределениями при 4,2 ГэВ/с и с предсказаниями дубненского варианта каскадной модели (ДКМ) /7,8/.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Работа выполнена на основе стереофотографий, полученных при облучении двухметровой пропановой пузырьковой камеры протонами с импульсами 10 ГэВ/с на синхрофазотроне ЛВЭ ОИИИ. В рабочем объеме камеры были размещены две танталовые пластинки толщиной 1 мм. Камера находилась в магнитном поле 1,5 Тл.

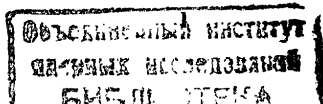
Взаимодействия первичных протонов с ядрами углерода выделялись из всех взаимодействий в пропане (C_3H_8) с помощью следующих критериев отбора:

1. $n_+ - n_- > 2$;
2. $n_s^p > 1$;
3. $n_b^p > 0$;
4. $n_+ > 2 \{ \sigma^{pp}(n_+ > 2) \leq 0,8 \% \sigma_{in}^{pp} \}$;
5. $n_{\pm} = 2K + 1$ ($K = 0, 1, 2, \dots$);
6. $m_{\pm} = \Sigma (E_{\pm} - p_{11}) > 1,1 m_p$.

Здесь $n_+(n_-)$ - число положительных (отрицательных) вторичных частиц в событии; n_p^c - число протонов с $P_{\text{пр}}^c \approx 0,75$ ГэВ/с;

n_g - число протонов, вылетающих в заднюю полусферу в лабораторной системе координат; n_+ - число заряженных частиц в событии;

m_t – эффективная масса мишени; E_i и p_{ti} – энергия и продольный импульс i – той частицы; m_p – масса протона. Суммирование в п.6 идёт по всем заряженным частицам, кроме испарительных протонов с $P_{\text{лаб}} < 0,25$ ГэВ/с. По этим критериям выделяются $\approx 83\%$ от всех неупругих взаимодействий протонов с ядрами углерода, которые ожидаются в соответствии с сечениями $p-p$ и pC – взаимодействий. Недостающие $\approx 17\%$ pC – взаимодействий (это одно-, двух- и четырехлучевые события) являются в основном периферическими взаимодействиями протонов с квазисвободными протонами ядра углерода. Они были выделены из ос-



тавшихся событий и добавлены в группу рС-взаимодействий статистически. Это сделано следующим образом. Используя известные топологические сечения pp - взаимодействий при 10 ГэВ/с и полагая, что примесь рС - событий среди 6-лучевых pp - взаимодействий пренебрежимо мала, можно определить число pp - событий в каждой топологии. Разности $(N_2^{pp+(pC)} - N_2^{pp})$ и $(N_4^{pp+(pC)} - N_4^{pp})$ были добавлены соответственно к 2- и 4-лучевым рС - событиям. Обозначение (рС) относится к рС - событиям, не выделенным по критериям отбора (I+6). Для однолучевых событий введена поправка на эффективность просмотра. Таким образом, всего анализируется по множественности 1724 рС - события, из них 1426 выделено по критериям (I+6). На рис. I показано распределение рС - взаимодействий при 10 ГэВ/с по множественности заряженных частиц ($n_{\pm}$). Выделенные по критериям рС - взаимодействия содержат $\approx 95\%$ всех вторичных Π^- мезонов из неупругих рС - столкновений. Они и использовались для определения импульсных и угловых характеристик Π^- мезонов.

В пропановой пузырьковой камере Π^- мезоны надёжно идентифицируются по кривизне в магнитном поле, начиная с импульса ≈ 70 МэВ/с для взаимодействий в пропане и ≈ 80 МэВ/с - для взаимодействий в тантале. Примесь неидентифицированных электронов не превышает 5% /9/, а отрицательных странных частиц - 1%. Распределение Π^- мезонов из рС - взаимодействий по азимутальному углу (φ) показывает, что нет потерь частиц в направлении ко дну камеры. Для рТа-взаимодействий вводилась поправка на поглощение в танталовой пластинке Π^- мезонов, вылетающих под углом около 90° к направлению пучка /10/, которая составила $\leq 4\%$. Средняя относительная ошибка в определении импульсов отрицательных пионов $-\langle \Delta p/p \rangle = 11\%$, а средняя абсолютная ошибка в определении углов вылета $-\langle \Delta \theta \rangle = 0,8^\circ$.

В таблице I приведено число рС - и рТа-взаимодействий, использованных при анализе характеристик Π^- мезонов. Там же приведено число рС - взаимодействий, генерированных по дубненскому варианту каскадной модели (ДКМ) /7,8/ с кинетической энергией налетающего протона $T_0 = 10$ ГэВ, что соответствует импульсу $p_0 = 10,9$ ГэВ/с. Для большинства исследуемых характеристик Π^- мезонов такая разница импульсов падающих протонов в экспериментальных и моделированных рС-столкновениях незначительна. При анализе множественности Π^- мезонов эта разница учитывалась. Для сравнения с экспериментальными данными на моделированные взаимодействия накладывались те же ограничения и условия отбора, что и на экспериментальные.

Таблица I

Средние множественности и дисперсии распределений Π^- мезонов в неупругих протон-ядерных взаимодействиях

Тип взаимодействия	рТа	рС	рС	рС (ДКМ)
p_0 , ГэВ/с	10	10	4,2	10,9
$N_{\text{сод}}$	1518	1724	3856	28805
$\langle n_{\pm} \rangle$	$1,53 \pm 0,03$	$1,00 \pm 0,07$	$0,33 \pm 0,02^{\text{ж}}$	$1,58 \pm 0,01^{\text{жж}}$
$D_{\pm}$	$1,13 \pm 0,02$	$0,89 \pm 0,02$	$0,54 \pm 0,02^{\text{ж}}$	$1,34 \pm 0,01$
$\langle n_{\pm} \rangle / D_{\pm}^2$	$1,20 \pm 0,05$	$1,28 \pm 0,08$	$1,14 \pm 0,08^{\text{ж}}$	$0,88 \pm 0,01$

ж) Данные из работы /5/

жж) В переводе на $p_0 = 10$ ГэВ/с $\langle n_{\pm} \rangle = 1,42 \pm 0,01$

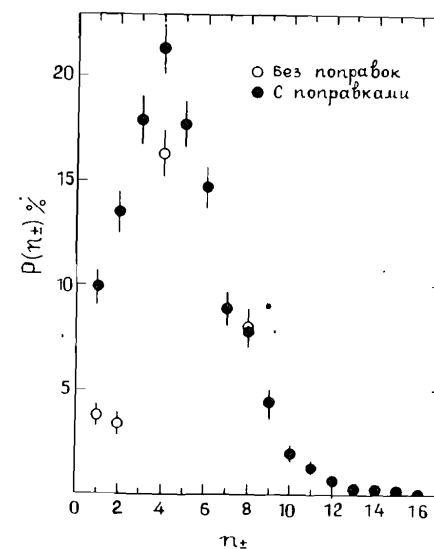


Рис. I. Распределение рС - событий по множественности вторичных заряженных частиц ($n_{\pm}$). В $n_{\pm}$ не входят медленные фрагменты ядра-мишени с $p \lesssim 150$ МэВ/с (с пробегом меньше 2 мм).

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ПИОНОВ

Распределения pC - и pTa - взаимодействий по множественности Π^- -мезонов показаны на рис.2, а их средние значения и дисперсии представлены в табл.1. Там же приведены данные для моделированных по ДКМ pC - столкновений.

В работе [11] были приведены предварительные данные по множественности Π^- -мезонов в pC - и pTa -взаимодействиях при 10 ГэВ/с, полученные по результатам просмотра стереоснимков. Для pC -взаимодействий они согласуются в пределах ошибок с полученными в данной работе, а для pTa -взаимодействий средняя множественность Π^- -мезонов была меньше приблизительно на 20%. Это объясняется тем, что не были учтены потери Π^- -мезонов на поглощение в танталовых пластинках, в то время как потери эти были больше, чем в этой работе, так как пластинки были расположены под углом $\approx 60^\circ$ к направлению первичного пучка (в данной работе они расположены под углом $\approx 90^\circ$). В работе [12] эти потери были учтены.

Как видно из табл.1, взаимодействия протонов с тяжелой мишенью (Ta) приводят к большей ($\approx 1,5$ раза) средней множественности Π^- -мезонов и большей дисперсии распределения, чем pC -столкновения. Сказывается большее влияние вторичных процессов в тяжелом ядре на выход Π^- -мезонов. Представление о роли вторичных процессов в образовании Π^- -мезонов на ядре углерода при 10 ГэВ/с можно получить из сравнения $\langle n_- \rangle$ для pN -(протон-нуклонных) и pC взаимодействий. В нормировке на $\sigma_{pN}^{tot} - \langle n_- \rangle_{pN} = 0,60$ [11]. Таким образом, около 40% Π^- -мезонов образуются во вторичных взаимодействиях в ядре углерода. При 4,2 ГэВ/с эта доля составляет $\approx 10\%$ [5, 12]. Аналогичное сравнение для pTa - соударений ($\langle n_- \rangle_{pN} = 0,63$ [11]) позволяет сделать вывод о том, что вклад вторичных процессов в образование Π^- -мезонов в ядре тантала составляет 60%, т.е. превышает долю Π^- -мезонов от первичных pN -взаимодействий.

Полученные распределения событий по множественности Π^- -мезонов (рис.2) отличаются от пуассоновских ($\langle n_- \rangle \neq D^2$) (*). С увеличением массы ядра-мишени (A_t) растут $\langle n_- \rangle$ и D^2 , а отношение $\langle n_- \rangle / D^2$ не зависит от A_t (см. табл.1). Такая же особенность отмечалась ранее для pC - и pTa - взаимодействий при 4,2 ГэВ/с [3, 5, 12]. Отношение $\langle n_- \rangle / D^2$ для pC - и pTa -взаимодействий

х) $D^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$

Таблица 2

Значения параметров, полученные при аппроксимации импульсных распределений Π^- -мезонов функцией (1)

Тип взаимодействия	pTa	pC	pC	pC (ДКМ)
P_0 , ГэВ/с	10	10	4,2	10,9
Интервал аппроксимации, ГэВ/с	0,1 + 6,0	0,1+6,0	0,1+2,6	0,1+6,0
a_1 , (ГэВ/с) $^{-1}$	2,51 $\pm$ 0,17	1,09 $\pm$ 0,25	2,93 $\pm$ 0,13	1,21 $\pm$ 0,03
b_1 , ГэВ/с	0,38 $\pm$ 0,04	0,42 $\pm$ 0,15	0,43 $\pm$ 0,01	0,40 $\pm$ 0,02
a_2 , (ГэВ/с) $^{-1}$	0,33 $\pm$ 0,19	0,71 $\pm$ 0,32	-	0,64 $\pm$ 0,04
b_2 , ГэВ/с	1,00 $\pm$ 0,17	1,00 $\pm$ 0,14	-	1,11 $\pm$ 0,02
χ^2_1	1,39	0,78	1,31	1,65

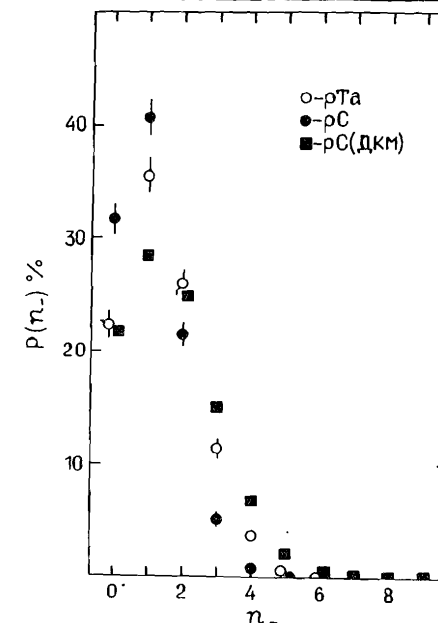


Рис.2. Распределения pC - и pTa -событий по множественности вторичных Π^- -мезонов.

в пределах ошибок не зависит и от импульса налетающего протона в интервале $(2+10)$ ГэВ/с /5,11/.

Экспериментальное изучение КЧО - скейлинга для протон-ядерных взаимодействий в интервале импульсов $(2+10)$ ГэВ/с /2/ показало, что существует универсальная зависимость между D_- и $\langle n_- \rangle$: $D_- = A(\langle n_- \rangle - \alpha)$. Определение параметров A и α на основе имеющейся в настоящее время увеличенной статистики (около 14000 рС - и рТа-взаимодействий при импульсах налетающего протона $p_0 = (2+10)$ ГэВ/с) приводит к следующим значениям: $A = 0,61 \pm 0,01$ и $\alpha = -0,52 \pm 0,02$, которые в пределах ошибок не отличаются от полученных в работе /2/.

Распределение моделированных по ДКМ рС - взаимодействий по множественности Π^- мезонов (рис.2) существенно отличается от экспериментального, и соответствующие ему значения $\langle n_- \rangle$ и D_- значительно превышают экспериментальные значения (табл.1). На эксперименте не наблюдаются события с множественностью Π^- мезонов больше 5, а ДКМ предсказывает на имеющейся у нас статистике 13 таких событий с множественностью вплоть до 8. Следует отметить, что при $p_0 = 4,2$ ГэВ/с расхождение эксперимента с моделью ДКМ было гораздо меньше.

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ Π^- МЕЗОНОВ В ЛАБОРАТОРНОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

Импульсные спектры Π^- мезонов, образованных в рС и рТа-взаимодействиях, показаны на рис.3. Они описываются экспоненциальной зависимостью:

$$\frac{1}{n} \frac{dn_-}{dp} = a_1 e^{-p/b_1} + a_2 e^{-p/b_2}. \quad (I)$$

Значения параметров a_1 , b_1 , a_2 , b_2 и χ^2 на одну степень свободы, полученные в результате аппроксимации экспериментальных и моделированного спектров этой зависимостью в интервале $(0,1+6,0)$ ГэВ/с, представлены в табл.2. Там же приведены параметры для импульсного спектра Π^- мезонов из рС - взаимодействий при 4,2 ГэВ/с. Этот спектр описывается только одной экспонентой. Из табл.2 видно, что параметры наклона и первой, и второй экспоненты в пределах ошибок одинаковы для рС - и рТа - взаимодействий, однако вклад второй экспоненты для

рТа - взаимодействий меньше, чем для рС - взаимодействий $((a_2/a_1)_{pTa} < (a_2/a_1)_{pC}$. Поэтому средний импульс Π^- мезонов из рТа - соударений значительно меньше, чем у Π^- мезонов из рС-столкновений (см. табл.3). По-видимому, вторая экспонента относится к Π^- мезонам, родившимся в первом акте нуклон-нуклонного взаимодействия и не испытавшим последующего перерассеяния в ядре.

Каскадная модель (ДКМ) хорошо описывает импульсный спектр Π^- мезонов из рС- взаимодействий.

Таблица 3

Средние характеристики Π^- мезонов

Тип взаимодействия	рТа	рС	рС	рС (ДКМ)
p_0 , ГэВ/с	10	10	4,2	10,9
$\langle p \rangle$, ГэВ/с	$0,64 \pm 0,01$	$0,95 \pm 0,02$	$0,51 \pm 0,01$	$0,919 \pm 0,004$
$\langle p_{\perp} \rangle$, ГэВ/с	$0,275 \pm 0,005$	$0,312 \pm 0,006$	$0,254 \pm 0,005$	$0,261 \pm 0,001$
$\langle p_{\perp}^2 \rangle$, (ГэВ/с) ²	$0,122 \pm 0,005$	$0,148 \pm 0,006$	$0,095 \pm 0,005$	$0,116 \pm 0,001$
$\langle \chi_K \rangle$	$0,172 \pm 0,003$	$0,147 \pm 0,004$	$0,180 \pm 0,005$	$0,125 \pm 0,001$
$\langle \chi_F \rangle$	$-0,116 \pm 0,004$	$-0,068 \pm 0,006$	$-0,081 \pm 0,007$	$-0,047 \pm 0,001$
$\langle \gamma^* \rangle$	$-0,62 \pm 0,02$	$-0,28 \pm 0,02$	$-0,29 \pm 0,02$	$-0,207 \pm 0,004$
$\langle \cos \theta^* \rangle$	$-0,43 \pm 0,02$	$-0,19 \pm 0,02$	$-0,22 \pm 0,01$	$-0,155 \pm 0,003$

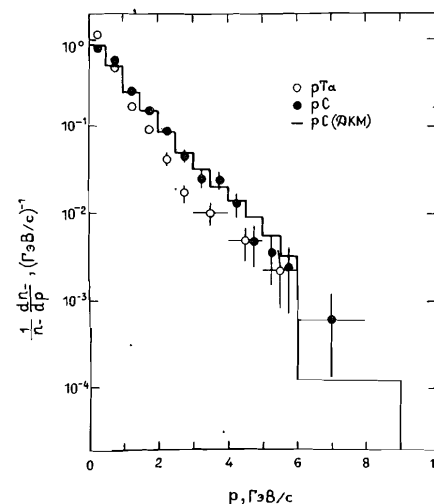


Рис.3. Импульсные спектры вторичных отрицательных пионов в лаб. системе для рС- и рТа-взаимодействий.

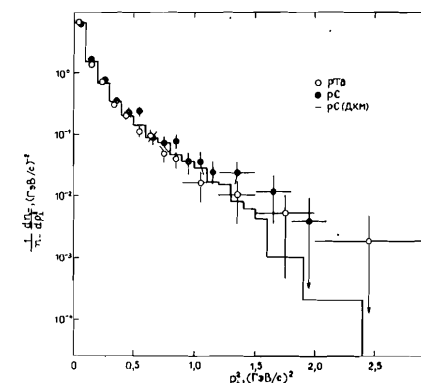


Рис.4. Распределения вторичных Π^- мезонов по квадрату поперечного импульса $p_{\perp}^2$ для рС- и рТа-взаимодействий.

На рис.4 показаны распределения Π^- мезонов по квадрату поперечного импульса. Видно, что Π^- мезоны из pTa - взаимодействий имеют в среднем меньшие значения квадратов поперечных импульсов, чем Π^- мезоны из pC - столкновений. На это указывают и значения средних поперечных импульсов Π^- мезонов, приведенные в табл.3. Все распределения хорошо аппроксимируются двумя экспонентами

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dp_{\perp}^2} = a_1 e^{-p_{\perp}^2/b_1} + a_2 e^{-p_{\perp}^2/b_2}. \quad (2)$$

Результаты этой аппроксимации для экспериментальных и моделированных событий представлены в табл.4. Там же приведены значения параметров аппроксимации для pC - взаимодействия при 4,2 ГэВ/с. Из табл.4 видно, что с увеличением первичной энергии значение параметра наклона первой экспоненты b_1 не меняется, а параметр наклона второй экспоненты b_2 увеличивается. Это отражается на росте среднего поперечного импульса Π^- мезонов с ростом первичной энергии (см. табл.3).

При $p_{\perp}^2 \lesssim 1$ (ГэВ/с)² каскадная модель хорошо описывает экспериментальное распределение Π^- мезонов из pC - взаимодействий по

$p_{\perp}^2$ (см. рис.4 и табл.4), однако при больших поперечных импульсах экспериментальные точки отклоняются от предсказания ДКМ. В области $p_{\perp}^2 > 1$ (ГэВ/с)² наблюдаются (1,8±0,3)% всех Π^- мезонов из pC -взаимодействий, в то время как ДКМ предсказывает только (0,85±0,04) %.

На рис.5 показаны распределения отрицательных пионов по кумулятивной переменной $x_k = (E - p_{\parallel})/m_N$, где E и $p_{\parallel}$ - полная энергия и продольный импульс Π^- мезона, m_N - масса нуклона. Экспериментальные распределения Π^- мезонов, образованных в pC - и pTa -взаимодействиях, совпадают друг с другом в пределах ошибок. Распределение Π^- мезонов, генерированных по каскадной модели, совпадает с экспериментальным лишь до $x_k \approx 0,4$. При больших значениях x_k наблюдается заметное расхождение ДКМ с экспериментом.

В табл.5 представлены значения параметров аппроксимации распределений по x_k зависимостью

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dx_k} = a_k e^{-x_k/b_k}. \quad (3)$$

Как видно из таблицы, значения параметров совпадают в пределах ошибок. Ранее /13,14/ была отмечена независимость параметра b_k от массы ядра-снаряда и ядра-мишени для Π^- мезонов, образованных в (d, α, C)C- и (d, α, C)Ta - взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон. В данной работе мы наблюдаем независимость этого параметра и от первичной энергии в области (4+10) ГэВ/с.

Таблица 4

Значения параметров, полученные при аппроксимации распределений вторичных Π^- мезонов по $p_{\perp}^2$ функцией (2)

Тип взаимодействия	pTa	pC	pC	pC (ДКМ)
P_0 , ГэВ/с	10	10	10	10,9
Интервал аппроксимации, ГэВ/с	0+2	0+2	0+1,5	0+1
a_1 , (ГэВ/с) ⁻²	18±2	12±1	15±1	14,7±0,4
b_1 , (ГэВ/с) ²	0,042±0,005	0,066±0,005	0,060±0,005	0,052±0,002
a_2 , (ГэВ/с) ⁻²	1,9±0,3	0,9±0,2	0,8±0,4	1,36±0,07
b_2 , (ГэВ/с) ²	0,21±0,01	0,33±0,03	0,23±0,04	0,25±0,01
χ^2_1	1,29	1,00	0,28	1,35
				3,52

Таблица 5

Значения параметров, полученные при аппроксимации распределений Π^- -мезонов по кумулятивной переменной x_k функцией (3)

Тип взаимодействия	pTa	pC	pC	pC (ДКМ)
$p_0, \text{ГэВ/с}$	10	10	4,2	10,9
Интервал аппроксимации	0,1 + 1,3	0,1+1,1	0,1+1,3	0,1 + 0,4
a_k	15 ± 1	16 ± 1	15 ± 1	$16,3 \pm 0,6$
b_k	$0,136 \pm 0,004$	$0,133 \pm 0,004$	$0,136 \pm 0,005$	$0,148 \pm 0,004$
χ^2_1	1,31	1,42	1,17	4,24

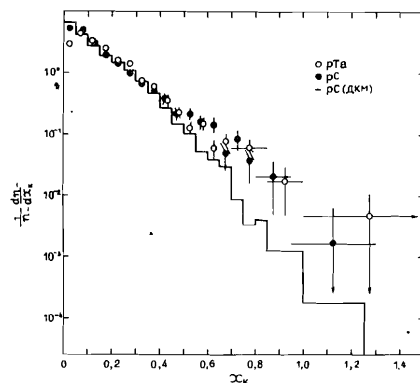


Рис. 5. Распределения вторичных Π^- -мезонов по кумулятивной переменной x_k для pC- и pTa-событий.

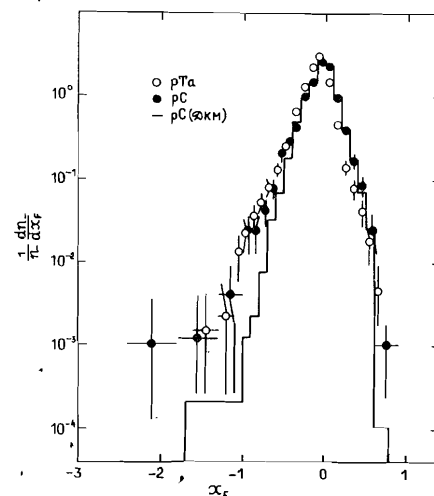


Рис. 6. Распределения вторичных отрицательных пионов по фейнмановской переменной x_f для pC- и pTa-взаимодействий.

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ Π^- -МЕЗОНОВ В СИСТЕМЕ ЦЕНТРА МАСС НУКЛОН-НУКЛОН (С.Ц.И.)

На рис. 6 показаны распределения Π^- -мезонов по фейнмановской переменной x_f . Все распределения несимметричны относительно нуля, при этом для pTa-взаимодействий асимметрия больше, чем для pC-взаимодействий (см. табл. 3). Модель согласуется с экспериментом лишь в интервале $(-0,5 + 0,6)$. Вне этого интервала видно расхождение, которое связано, вероятно, и с кумулятивными частицами. Распределения хорошо аппроксимируются в передней и задней полусферах экспоненциальной зависимостью e^{x_f/b_f} (см. табл. 6).

На рис. 7 представлены распределения Π^- -мезонов по продольной быстрой Y^* в с.ц.м. Распределение для pTa-соударений более узкое, чем для pC-взаимодействий, и сдвинуто в сторону меньших значений Y^* вдоль оси Y^* (см. табл. 3).

Каскадная модель описывает экспериментальное распределение по продольной быстрой только в центральной области, однако в областях фрагментации налетающего протона и ядра-мишени наблюдается расхождение с экспериментом, что соответствует результатам, приведенным на рис. 6. Средняя быстрая $\langle Y^* \rangle$ Π^- -мезонов в pC-взаимодействиях не зависит от первичной энергии (см. табл. 3).

Угловые распределения Π^- -мезонов в с.ц.м. (рис. 8) для pC- и pTa-взаимодействий асимметричны относительно нуля и тем больше, чем тяжелее ядро-мишень. Доля Π^- -мезонов, вылетающих назад в с.ц.м., в pTa-столкновениях значительно больше, чем в pC-соударениях, что указывает на существенную роль вторичных процессов перерасеяния в тяжелом ядре.

Модель плохо воспроизводит угловое распределение отрицательных пионов в области малых углов Θ^* .

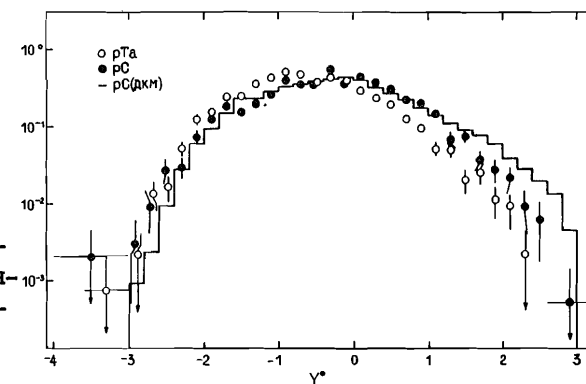


Рис. 7. Распределения вторичных Π^- -мезонов по продольной быстрой Y^* в с.ц.м. нуклон-нуклон для pC- и pTa-взаимодействий.

Таблица 6

Значения параметра b_F , полученные при аппроксимации распределений Π^- -мезонов по фейнмановской переменной x_F экспонентой e^{x_F/b_F}

Тип взаимодействия	p_0 , ГэВ/с	Интервал аппроксимации	b_F ($x_F < 0$)	χ^2_1	Интервал аппроксимации	b_F ($x_F > 0$)	χ^2_1
pTa	10	-1,5 $\pm$ 0,1	0,151 $\pm$ 0,005	1,26	0 $\pm$ 0,7	-0,095 $\pm$ 0,005	1,37
pC	10	-1,5 $\pm$ 0,1	0,180 $\pm$ 0,006	0,88	0 $\pm$ 0,6	-0,117 $\pm$ 0,005	0,58
pC	4,2	-0,6 $\pm$ 0,1	0,221 $\pm$ 0,013	1,06	0 $\pm$ 0,6	-0,128 $\pm$ 0,011	0,51
pC (ДКМ)	10,9	-0,4 $\pm$ 0,1	0,183 $\pm$ 0,004	3,43	0 $\pm$ 0,6	-0,116 $\pm$ 0,002	5,31

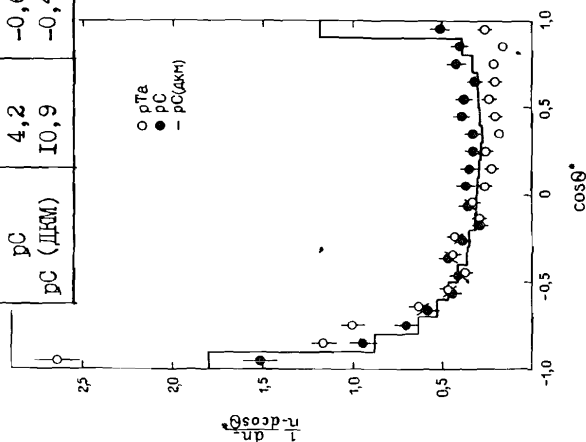


Рис. 8. Угловые распределения вторичных Π^- -мезонов в с.ц.м. нуклон-нуклон для pC- и pTa-событий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены новые данные по неупругому взаимодействию протонов с импульсом 10 ГэВ/с с ядрами углерода и тантала в инклюзивном подходе и в условиях 4 Π -геометрии. Проведен сравнительный анализ распределений Π^- -мезонов, рожденных в этих взаимодействиях, по множественности, углам вылета и импульсам в зависимости от массы ядра-мишени (^{12}C , ^{181}Ta) и импульса протона-снаряда (4,2 ГэВ/с и 10 ГэВ/с).

Показано, что Π^- -мезоны, рожденные при взаимодействии протона с ядром тантала, имеют более мягкий импульсный спектр и более широкое угловое распределение, чем Π^- -мезоны, рожденные в pC-взаимодействиях, что указывает на существенную роль вторичных процессов перерасеяния в тяжелом ядре. С ростом импульса протона-снаряда растет средний поперечный импульс вторичных отрицательных пионов.

Проведено сравнение экспериментальных распределений с расчетами по модели ДКМ. Показано, что модель внутриядерного каскада (дубненский вариант) качественно описывает экспериментальный материал по протон-ядерным взаимодействиям при импульсе протона 10 ГэВ/с. Наблюдается хорошее согласие с экспериментом в импульсном спектре вторичных отрицательных пионов в области $p \lesssim 6$ ГэВ/с, в распределении этих частиц по квадрату поперечного импульса до $p_{\perp}^2 \approx 1 (\text{ГэВ/с})^2$, а также в центральной области по быстроте Y^* в с.ц.м. В то же время наблюдаются заметные отклонения от экспериментальных распределений при больших значениях исследуемых переменных, что отражается и на их средних значениях. Существенно отличается от экспериментальной средняя множественность Π^- -мезонов, предсказываемая моделью.

Наблюдается универсальность параметра b_K (формула (3)) в инвариантном распределении вторичных Π^- -мезонов по кумулятивной переменной x_K , который в пределах ошибок не зависит от массы снаряда (p , d , α , C) и мишени (C , Ta), а также от первичной энергии в интервале (4-20) ГэВ/с. Этот параметр для исследованных взаимодействий имеет значение $b_K \approx 0,14$.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В.Д.Тонееву за плодотворные обсуждения и участникам сотрудничества по исследованиям на 2-метровой пузырьковой пропановой камере за участие в получении экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1980, т. 32, с. 1582
2. Армутлийски Д., Ахабабян Н., Грекова Л., Болг. физ. Ж., 1980, т. 7, с. 592.

3. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1981, т. 33, с. 1046.
4. Армутлийски Д. Болг. физ. Ж. 1983, т. 10, с. 373
5. Агакишиев Г.Н. и др. ЯФ, 1984, т. 40, с. 1209; JINR, E1-84-31. Dubna, 1984 г.
6. Агакишиев Г.Н. и др. ЯФ, 1987, т. 45, с. 423
7. Барашенков В.С. и др. УФН, 1973, т. 109, с. 91
8. Гудима К.К., Тонеев В.Д., ЯФ, 1978, с. 27, с. 658
9. Гаспарян А.П. и др. ОИЯИ, I-80-778, Дубна, 1980
10. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, PI-84-235, Дубна, 1984.
11. Баатар Ц. и др. ЯФ, 1980, т. 32, с. 1372.
12. Angelov N. et al., JINR, E1-12548, Dubna, 1979
13. Баатар Ц. и др. ЯФ, 1982, т. 36, с. 431
14. Армутлийски Д. и др. ЯФ, 1985, т. 41, с. 1235.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 июня 1987 года.

Армутлийски Д.Д. и др.
Инклюзивные характеристики π^- -мезонов,
образованных в pC- и pTa-взаимодействиях
при импульсе протона 10 ГэВ/с

P1-87-423

Получены новые данные по неупругим pC- и pTa-взаимодействиям при импульсе налетающего протона 10 ГэВ/с в инклюзивном подходе, в условиях 4π -геометрии. Исследованы распределения вторичных π^- -мезонов по различным кинематическим переменным. Проведено сравнение этих распределений с аналогичными распределениями при импульсе налетающего протона 4,2 ГэВ/с, а также с предсказаниями дубненского варианта каскадно-испарительной модели. Показано, что модель хорошо описывает экспериментальные распределения π^- -мезонов по импульсу до ~6 ГэВ/с, по квадрату поперечного импульса до ~1 (ГэВ/с)², а также в центральной области по быстроте. В то же время модель существенно отличается от эксперимента в области фрагментации снаряда и мишени и в распределении π^- -мезонов по множественности.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод авторов

Armutlijski D.D. et al.
Inclusive Characteristics of π^- -Mesons Produced
in pC- and pTa-Interactions at 10 GeV/c Proton Momentum

P1-87-423

New data on inelastic pC and pTa interactions at an incident proton momentum of 10 GeV/c have been obtained in the inclusive approach for 4π -geometry. The distributions of secondary π^- -mesons over different kinematic variables have been studied. These distributions are compared with analogous ones for an incident proton momentum of 4.2 GeV/c as well as with predictions of a Dubna version of the cascade - evaporation model. The model is shown to describe well the π^- -meson experimental distributions over momentum up to ~6 GeV/c, over transverse momentum squared up to ~1 (GeV/c)² as well as over rapidity in the central region. At the same time the model differs substantially from the experiment in the region of projectile and target fragmentation and also in the multiplicity distribution of π^- -mesons.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987