

Характеристики протонов и π^- - мезонов, образованных СтА- углерод-танталовых центральных соударениях при импульсе 4.2АГэВ/с.

Л. Т. Ахобадзе¹, В. Р. Гарсеванишвили², Ю. В. Тевзадзе¹

¹Институт физики высоких энергий Тбилисского государственного университета им. И. Джавахишвили, ул. Университетская, 9, 0186 Тбилиси, Грузия

²Институт математики им. А. Размадзе, ул. Алексидзе, 1, 0193 Тбилиси, Грузия

Аннотация

Рассмотрены характеристики протонов и π^- - мезонов рождённых в СтА-углерод-танталовых центральных соударениях (первичный импульс 4.2АГэВ/с). Проводится сравнение характеристик частиц, рождённых в нецентральных (периферических) и центральных соударениях. Рассматривается модель одноцентрового и двухцентрового рождения π^- - мезонов. Полученные результаты сравниваются с результатами Дубненской версии каскадно-испарительной модели и с результатами других работ.

Введение

После получения моноэнергетических пучков релятивистских ионов стало возможным сравнить между собой NN – нуклон-нуклонные, NA_t – нуклон-ядерные и A_iA_t-ядро-ядерные взаимодействия. Были изучены многочастичные коллективные процессы, характеристики частиц рождённых в нецентральных (периферических) и центральных соударениях, роль массовых чисел сталкивающихся ядер.

Экспериментальный материал получен на двухметровой пропановой пузырьковой камере –ППК-500, ЛВЭ ОИЯИ. Камера облучалась релятивистскими ионами p, d, He, C, F, Mg в импульсном интервале (2÷10)АГэВ/с. В камере размещались три танталовые пластины толщиной ~ 1мм. Методические вопросы связанные анализом и обработкой экспериментальных данных рассмотрены в работах [1-4]. Центральные ядро-ядерные взаимодействия при разных энергиях рассматривались в работах [5-9].

Анализ экспериментальных данных

Наша статистика состоит из 2469 СтА- углерод-танталовых взаимодействий (N_t=2469). Число протонов составляет 22543 (N_p=22543). Сюда не входят т.н. стриппинговые протоны с импульсом больше 3ГэВ/с и углом вылета меньше 4⁰. Мы анализируем протоны, импульсы которых больше 0.3ГэВ/с, т.к. протоны с импульсом меньше 0.3ГэВ/с – это так называемые испарительные протоны, или спектаторы ядра – мишени. Полное число π^- - мезонов N _{π^-} = 5967. π^- - мезоны с импульсом меньше 0.08ГэВ/с не рассматриваются, т.к. для данного эксперимента их идентификация ненадёжна.

Центральными считаем те столкновения, в которых нет ни одной заряженной стриппинговой частицы (n_s=0) и число вторичных заряженных частиц n_± больше 30 (сюда не входят стриппинговые и спектаторные частицы). Нецентральными считаем те взаимодействия, где есть хотя бы одна заряженная стриппинговая частица, т.к.

¹ Contact author Yu. Tevzadze: tevza1@rambler.ru

Работа выполнена при поддержке Грузинского национального научного фонда (грант GNSF/ST08/4-418)

нейтральных стриппинговых частиц мы не контролируем. Число таких событий составляет 57.6% от всех СТА-взаимодействий. Строится распределение по множественности $P_{n_{\pm}}$ для этих событий (Рис. 1, ●). Затем строится $P_{n_{\pm}}$ распределение для тех событий, где нет ни одной заряженной стриппинговой частицы ($n_s=0$)

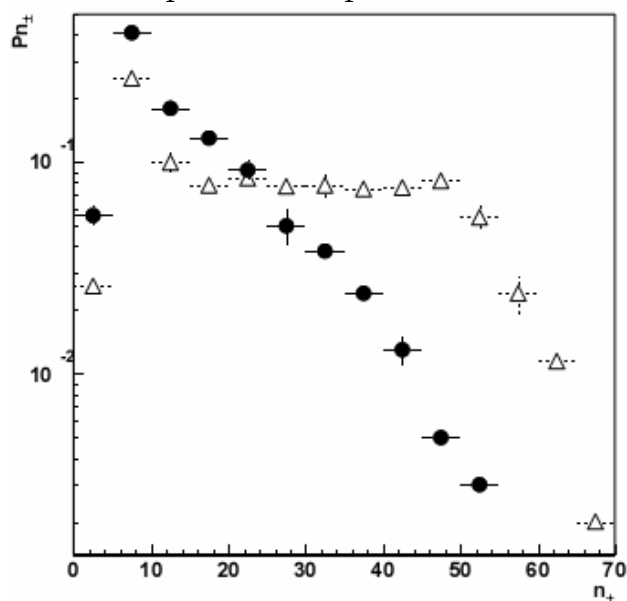


Рис. 1 Распределение по множественности $P_{n_{\pm}}$ вторичных заряженных частиц для нецентральных взаимодействий ($n_s \neq 0$, ●) и для тех событий, где нет заряженных стриппинговых частиц ($n_s=0$, Δ).

Из формы распределений видно, что те бесстриппинговые события, где $n_{\pm} \leq 15$, надо причислить к p - нецентральным событиям. Число таких событий составляет 45% от событий, где нет ни одного стриппинга (от событий, где $n_s=0$). Полное число p - нецентральным событий составляет 77% всех соударений.

Распределения по множественности вторичных заряженных частиц для нецентральным событий (●) и для событий, для которых $n_{\pm} \leq 15$ т. е. $N_{\text{cob.}}(n_s=0, n_{\pm} \leq 15)$ имеет вид, представлений на Рис. 2.

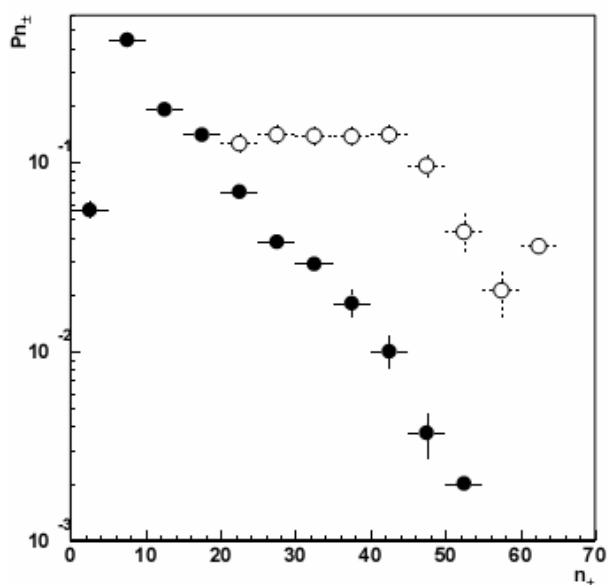


Рис. 2 Распределения по множественности $P_{n_{\pm}}$ вторичных заряженных частиц для p - нецентральным событий (●) и для тех событий, где нет ни одной заряженной стриппинговой частицы ($n_s=0$) и число вторичных заряженных частиц $n_{\pm} > 15$ (O).

Однако, не все взаимодействия, где нет ни одной заряженной стриппинговой частицы ($n_s=0$), и $n_{\pm}>15$ можно причислить к центральным, т. к. детектируются только заряженные стриппинговые частицы.

Средняя множественность вторичных заряженных частиц для полной статистики СТа-взаимодействий $\langle n_{\pm} \rangle = 15.0 \pm 0.3$ (сюда не входят стриппинговые частицы и спектаторы). Известно, что в NN- взаимодействиях при импульсе 4.2 ГэВ/с в среднем рождаются около 2.5 заряженных частиц. В СТа-столкновениях во взаимодействиях участвуют примерно 6 нуклонов. Если взаимодействие центральное, то все 12 нуклонов падающего ядра должны принять участие во взаимодействии и тогда в конечном состоянии родится 30 и более частиц. Таким образом, мы считаем, что взаимодействие центральное, если $n_s=0$ и $n_{\pm}>30$. Число таких событий составляет 13.8% всей статистики, что хорошо согласуется с предсказанием ДКМ-каскадной модели [9].

Окончательно можно заключить, что центральным является событие, в котором нет ни одной заряженной стриппинговой частицы ($n_s=0$) и $n_{\pm} > 2 \langle n_{\pm} \rangle$, где $\langle n_{\pm} \rangle$ - средняя множественность вторичных заряженных частиц (без учёта стриппинговых и спектаторных частиц).

Столкновения, в которых нет заряженных стриппинговых частиц ($n_s=0$), и $15 < n_{\pm} < 30$, назовём полуженными. Они составляют 9.6% всей статистики.

Для выделения центральных событий можно использовать полную поперечную энергию

$$E_t^{\pm} = \sum_{i=1}^{n_{\pm}} [(M_i^2 + P_{i\perp}^2)^{1/2} - M_i \delta_i], \quad (1)$$

где M_i и $P_{i\perp}$ - масса и поперечной импульс вторичной заряженной частицы; $\delta=0$ или 1 для пионов и протонов, соответственно [9,10,11]. Условие центральности таково: $E_t^{\pm} > 2 \langle E_t^{\pm} \rangle$. Среднее значение полной поперечной энергии (для полной статистики) равно $\langle E_t^{\pm} \rangle = (2.44 \pm 0.05) \text{ ГэВ}$. На Рис. 3 представлено распределение событий по полной поперечной энергии для всей статистики.

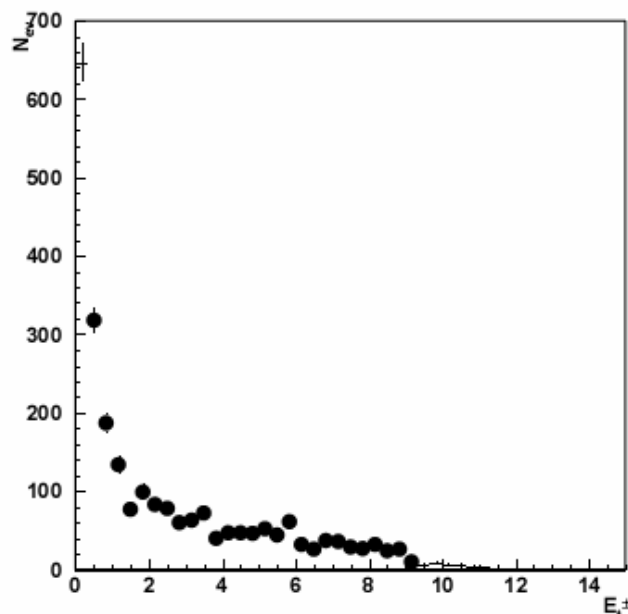


Рис. 3 Распределение по полной поперечной энергии для СТа-взаимодействий (для всей статистики).

Получаем, что центральные соударения составляют 14.5% от всей статистики (согласно условию центральности $E_t^\pm > 2 \langle E_t^\pm \rangle$).

В центральных соударениях среднее значение полной поперечной энергии $\langle E_t^\pm \rangle = (7.44 \pm 0.40) \text{ ГэВ}$ гораздо больше чем во всём неупругом спектре (Рис. 4)

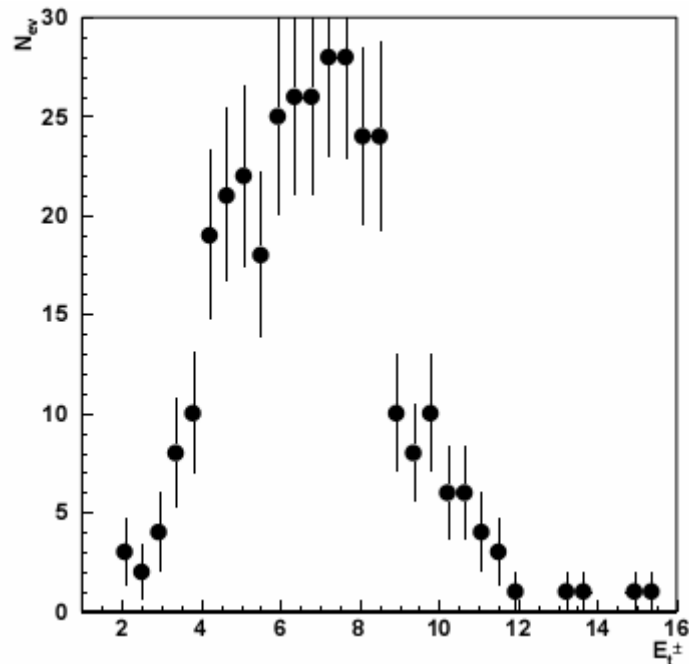


Рис. 4 Распределение по полной поперечной энергии для центральных взаимодействиях ($n_s=0$, $n_{\pm}>30$).

Формы распределений также существенно отличаются друг от друга (см. Рис. 3 и 4).

Некоторые авторы [9-11] для выделения с- центральных соударений из полного неупругого спектра (из полной статистики) используют распределение по множественности протонов (протоны, которые принимают участие во взаимодействиях). Условие с-центральности $n_p > 2 \langle n_p \rangle$ (n_p -число протонов в конечном состоянии, $\langle n_p \rangle$ - среднее число протонов для всей статистики).

Таким образом, для выделения центральных событий используем следующие условия:

- 1) в событии нет ни одного заряженного стриппинга $n_s=0$;
- 2) в событии велика множественность вторичных заряженных частиц, $n_{\pm} > 2 \langle n_{\pm} \rangle$;
- 3) в событии число протонов, участвующих во взаимодействиях $n_p > 2 \langle n_p \rangle$;
- 4) в событии поперечная энергия $E_t^\pm > 2 \langle E_t^\pm \rangle$.

Число центральных событий, выделениях по различным подходам, с хорошей точностью совпадает друг с другом. Средние множественности частиц, рождённых в с-центральных и п-нецентральных соударениях, приведены в Таблице 1.

Таблица 1.

$N_{\text{соб}}(n)$	1892	$\langle n_{\pm} \rangle (n)$	8.64 ± 0.21	$\langle n_p \rangle (n)$	5.51 ± 0.14	$\langle n_{\pi^-} \rangle (n)$	1.41 ± 0.04
$N_{\text{соб}}(c)$	340	$\langle n_{\pm} \rangle (c)$	41.58 ± 2.18	$\langle n_p \rangle (c)$	25.73 ± 7.34	$\langle n_{\pi^-} \rangle (c)$	7.11 ± 0.40

$N_{\text{соб}}(c)$ - число центральных соударений, $N_{\text{соб}}(n)$ - число нецентральных соударений, $\langle n_{\pm} \rangle (n)$, $\langle n_{\pm} \rangle (c)$ -среднее число вторичных заряженных частиц, $\langle n_p \rangle (n)$, $\langle n_p \rangle (c)$ - среднее число протонов в одном СТа- соударении, $\langle n_{\pi^-} \rangle (n)$, $\langle n_{\pi^-} \rangle (c)$ - среднее число π^- мезонов в одном СТа- соударении.

О надёжности вышеупомянутых критериев говорит то, что средние характеристики частиц образованных в с-центральных и п- нецентральных соударениях существенно отличаются, что видно из соответствующих рисунков и таблиц.

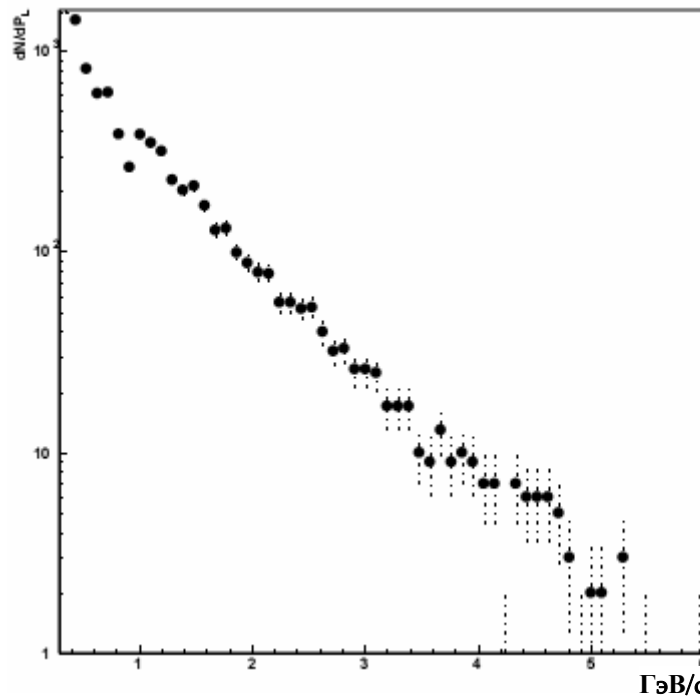


Рис. 5 Импульсное распределение протонов в с- центральных СТа-соударениях.

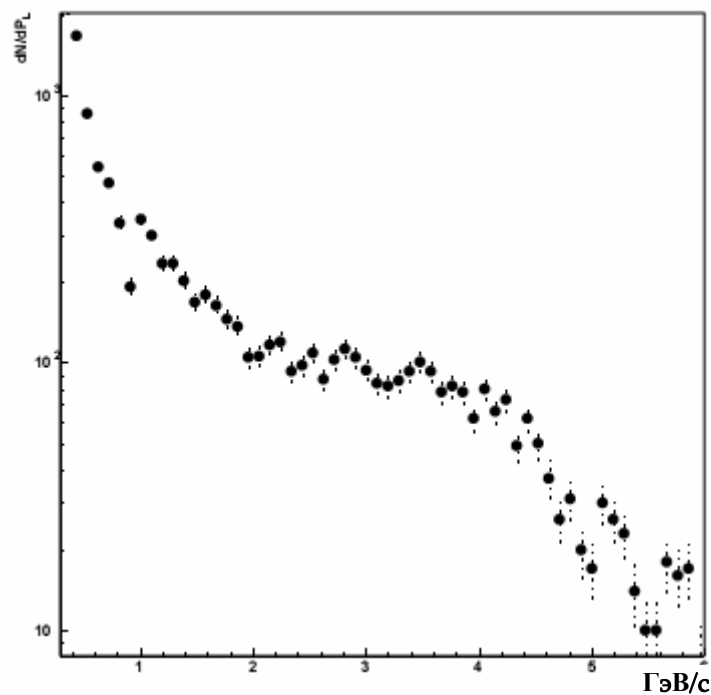


Рис. 6 Импульсное распределение протонов в п-нецентральных СТа-соударениях.

Средние характеристики π -мезонов и протонов, рождённых в СТа-соударениях, неплохо согласуются с результатами модели ДКМ [12] (Дубненский вариант каскадно-испарительной модели, для N_t –полной статистики, Таблица 2).

Для сравнения характеристик частиц, рождённых в центральных и нецентральных соударениях, надо учесть, что максимальное значение поперечного импульса протонов

$P_{\perp}^{\text{макс}} = 1.22$ ГэВ. Максимальное значение быстроты в NN – соударениях в лабораторной системе $Y_{\text{л}}^{\text{макс}} = 2.21$. (для первичного импульса 4.2 ГэВ/с). Большим поперечным импульсом считается $P_{\perp} > 0.7$ ГэВ/с

В неупругих СТа- взаимодействиях примерно 14% протонов имеют поперечный импульс $P_{\perp} > 0.7$ ГэВ/с. Примерно половина этих протонов рождаются в центральных соударениях. Вне кинематической границы $P_{\perp}^{\text{макс}} = 1.22$ ГэВ находится примерно 2.3% протонов и половина из них принадлежит к центральным соударениям, несмотря на то, что центральные соударения составляют $\sim 14\%$ всех неупругих СТа-взаимодействий.

Распределение протонов по быстроте в лабораторной системе резко асимметрично вокруг нуля (в особенности для нецентральных соударений). В центральных соударениях практически нет протонов вне кинематической границы ($Y_{\text{л}}^{\text{макс}} = 2.21$). Вне кинематической границы есть протоны только от n- нецентральных соударений. Угловые распределения протонов в с. ц. м. для центральных и нецентральных соударений значительно отличаются друг от друга. В центральных соударениях примерно 90% протонов летят назад – сильное влияние тяжелого ядра- мишени. В нецентральных соударениях нет резкой асимметрии вперед-назад.

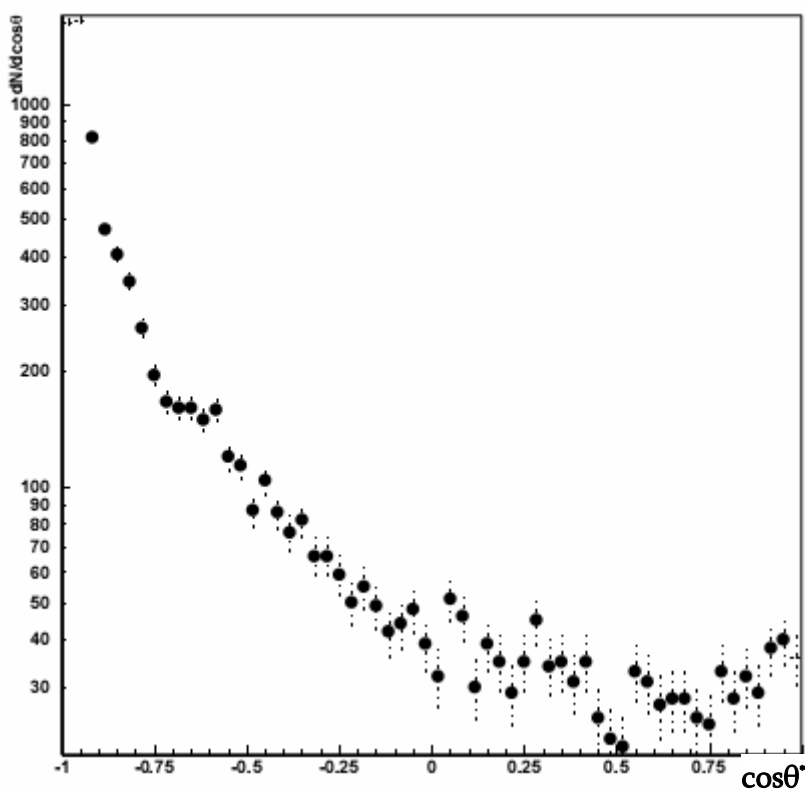


Рис. 7 Угловое распределение протонов с-центральных соударениях в системе центра масс нуклон-нуклон.

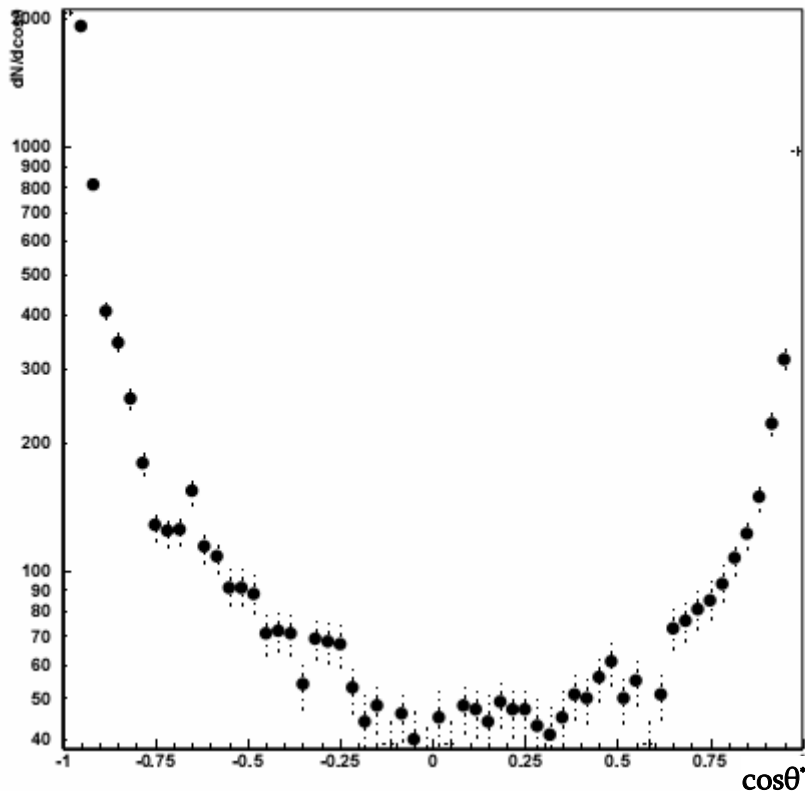


Рис. 8 Угловое распределение протонов в p -нецентральных соударениях в системе центра масс нуклон-нуклон.

Таблица 2. Средние характеристики π^- -мезонов и протонов рождённых СТа-соударениях. t -полное неупругое, s -центральное, p -нецентральное соударения, $p_L = p_{LAB}$, $\cos\theta^* = \cos\theta_{с.ц.м.}$, $\theta_L = \theta_{LAB}$, $Y_L = Y_{LAB}$, $Y^* = Y_{с.ц.м.}$.

тип взаимодействия	$\langle P_L \rangle$ ГэВ/с	$\langle P_{\perp} \rangle$ ГэВ/с	$\langle \theta_L^0 \rangle$	$\langle Y_L \rangle$	$\langle \cos\theta^* \rangle$	Y^*
Р протоны						
c	0.932 ± 0.014	0.499 ± 0.08	50.63 ± 0.51	0.486 ± 0.010	-0.66 ± 0.010	-0.616 ± 0.010
n	1.375 ± 0.020	0.415 ± 0.007	40.82 ± 0.60	0.753 ± 0.010	-0.313 ± 0.006	-0.346 ± 0.001
t	1.087 ± 0.010	0.468 ± 0.005	46.60 ± 0.30	0.589 ± 0.007	-0.543 ± 0.006	-0.513 ± 0.005
t (ДКМ)	1.127	0.462	47.60	0.610	-0.504	-
π^- - мезоны						
c	0.379 ± 0.014	0.209 ± 0.006	56.78 ± 1.09	0.635 ± 0.020	-0.367 ± 0.013	-0.453 ± 0.040
n	0.514 ± 0.017	0.218 ± 0.009	44.70 ± 0.88	0.907 ± 0.030	-0.113 ± 0.008	-0.176 ± 0.010
t	0.460 ± 0.012	0.216 ± 0.005	49.80 ± 0.65	0.819 ± 0.010	-0.224 ± 0.007	-0.297 ± 0.010
t (ДКМ)	0.470	0.225 ± 0.004	51.59 ± 0.60	0.79 ± 0.02	-	-

Для количественной характеристики степени асимметрии используется параметры α и α_{fb} [13].

$$\alpha = (N_f - N_b) / (N_f + N_b), \quad (2)$$

$$\alpha_{fb} = N_f / N_b, \quad (3)$$

где: N_f - число частиц, летящих вперёд в с.ц. м., N_b - число частиц, летящих назад в с.ц. м. Значения параметров α и α_{fb} для протонов и π^- -мезонов можно найти в Таблице 3.

Таблица 3. Значения параметров α и α_{fb} , полученные из $\cos\theta^*$ -распределений (выражения 2 и 3)

тип взаимодействия	α_{fb}	α
π^- -мезоны		
t	0.54 ± 0.01	-0.30 ± 0.01
c	0.34 ± 0.01	-0.49 ± 0.02
n	0.71 ± 0.01	-0.17 ± 0.01
p-протоны		
t	0.21 ± 0.01	-0.65 ± 0.01
c	0.13 ± 0.01	-0.78 ± 0.01
n	0.43 ± 0.01	-0.40 ± 0.01

Аппроксимация экспериментальных данных производилась выражением [8]

$$dN/d\cos\theta^* = A(1 + a \cos^2\theta^*) \quad (4)$$

Из найденного отсюда параметра a можно определить коэффициент анизотропии

$$R = a/(a+3) \quad (5)$$

В Таблице 4 даны результаты аппроксимации. Только $\sim 13\%$ π^- -мезонов вылетает анизотропно в центральных соударениях и $\sim 34\%$ в нецентральных соударениях

Таблица 4. Значения параметров a и R полученные с помощью формул (4) и (5).

тип взаимодействия	a	R
π^- -мезоны		
t	1.14 ± 0.09	0.27 ± 0.03
c	0.47 ± 0.10	0.13 ± 0.02
n	1.53 ± 0.16	0.34 ± 0.05

тип взаимодействия	a	R
p-протоны		
t	4.09 ± 0.18	0.58 ± 0.03
c	0.61 ± 0.10	0.17 ± 0.03
n	6.65 ± 0.45	0.68 ± 0.05

Примерно 17% протонов вылетает анизотропно из центральных соударений и 68% из нецентральных.

Коэффициент анизотропии R для пионов находится в хорошем согласии с результатами работы [8], где для SPb взаимодействий при 4.5 АГэВ/с для π^- -мезонов $a = 1.17 \pm 0.05$ и $R = 0.28 \pm 0.03$.

Для π^- -мезонов, рожденных $Ar(KCl)$ -соударениях (первичная энергия 1.8 ГэВ), коэффициент анизотропии $R \approx 0.16$ [7]. Это значение R находится в хорошем согласии с нашими результатами для π^- -мезонов от с-центральных соударений (Таблица 4).

Надо отметить, что в реакции $NN \rightarrow N\Delta \rightarrow N\pi N$ коэффициент анизотропии π^- -мезонов $R \approx 0.55$ [8], что несущественно отличается от R , который получен нами для CTa нецентральных соударений $R(n) = 0.34 \pm 0.05$ (Таблица 4).

Исходя из сказанного, можно заключить, что нуклоны в п-нецентральных соударениях из падающего ядра не испытывают каскадного рассеяния на нуклонах мишени (происходит одно, или максимум два рассеяния) и поэтому в нецентральных

соударениях среднее число π -мезонов несущественно отличается от соответствующего значениям в NN - соударениях и существенно отличается от соответствующего среднего в с- центральных соударениях (Табл. 1)

Средняя кинетическая энергия возбуждённой ядерной материи

Температура возбуждённой системы адронов является одним из важнейших параметров, определяющих состояние ядерной материи. Температура определяется из распределения по кинетической энергии частиц. Аппроксимация происходит по выражению:

$$F(E_k) = \frac{1}{pE} \frac{dN}{dE_k} = A \exp(-E_k / T), \quad (6)$$

где, p -импульс, E -полная энергия, E_k – кинетическая энергия в с.ц.м. Величина T определяет среднюю кинетическую энергию рассматриваемых частиц, и характеризует температуру ядерной материи в той стадии расширения, когда испускается данная частица.

Из Таблицы 5 видно, что для протонов, рожденных в t и n -соударениях, наблюдается явное уменьшение $\langle E_k \rangle$ - средней кинетической энергии по мере продвижения к центру ($\cos\theta = \pm 0.1$ или $\theta \sim 90^\circ$) в с. ц. м; Для протонов, образованных в с-центральных соударениях, наблюдается незначительное (слабое) уменьшение $\langle E_k \rangle$ при движении к центру в с. ц. м;

Средняя кинетическая энергия протонов, рожденных в с-центральных соударениях, всегда больше, чем в n -нецентральных. Явная зависимость $\langle E_k \rangle$ от угла вылета наблюдается для π -мезонов рожденных в с-центральных соударениях. $\langle E_k \rangle$ протонов всегда выше, чем $\langle E_k \rangle$ π -мезонов, т. к. протоны рождаются на более ранней стадии расширения ядерной материи [14].

Таблица 5. Зависимость T рождённых протонов и π -мезонов от угла вылета

θ^* интервал угла	$\cos\theta^*$ интервал	T_p (МэВ)	T_π (МэВ)	тип взаимодействия
$0^\circ - 180^\circ$	± 1		78 ± 1	t
			76 ± 1	c
			82 ± 1	n
$41^\circ - 130^\circ$	± 0.75	188 ± 2	70 ± 1	t
		206 ± 3	67 ± 1	c
		171 ± 3	74 ± 1	n
$60^\circ - 120^\circ$	± 0.50	168 ± 2	67 ± 1	t
		184 ± 4	63 ± 1	c
		155 ± 3	72 ± 1	n
$70^\circ - 110^\circ$	± 0.34	161 ± 2	64 ± 1	t
		175 ± 4	59 ± 1	c
		148 ± 4	70 ± 1	n
$75^\circ - 105^\circ$	± 0.25	154 ± 3	63 ± 1	t
		169 ± 5	59 ± 1	c
		144 ± 4	67 ± 1	n
$80^\circ - 100^\circ$	± 0.17	154 ± 4	65 ± 2	t
		172 ± 6	54 ± 1	c
		141 ± 5		n
$84^\circ - 96^\circ$	± 0.10	145 ± 4	64 ± 2	t
		171 ± 8	40 ± 1	c
		134 ± 7		n

Зависимость $\langle E_k \rangle$ от угла вылета отмечается и в работе [15].

Если допустить существование двух механизмов рождения π -мезонов и проведём аппроксимацию зависимости $F(E_k)$ двумя экспонентами:

$$F(E_k) = A_1 \exp(-E_k/T_1) + A_2 \exp(-E_k/T_2), \quad (7)$$

то получим результаты, представленные в Таблице 6.

Для центральных и t-полного неупругого соударений наблюдается существенная зависимость T_1 - от угла вылета в с.ц.м. (T_1 уменьшается в 4-5 раз); T_2 – уменьшается гораздо слабее \approx на (30-35)%. При приближении к центральной области ($\theta \approx 90^\circ$) роль первой экспоненты практически исчезает ($T_1 \ll T_2$) и хорошо работает модель одноцентрового образования. Для n-нецентральных соударений не наблюдается зависимость T от угла вылета - работает модель с двумя механизмами рождения.

Таблица 6. T_1 и T_2 для π -мезонов в различных угловых интервалах в с.ц.м.

θ^0 интервал угла	интервал $\cos\theta^*$	T_1 [МэВ]	T_2 [МэВ]	тип взаимодействия
$0^\circ - 180^\circ$	± 1	49 ± 1	113 ± 1.6	t
		41 ± 1.5	110 ± 2	c
		54 ± 2	113 ± 3	n
$41^\circ - 130^\circ$	± 0.75	54 ± 1	116 ± 3	t
		44 ± 2	92 ± 3	c
		61 ± 2	118 ± 6	n
$60^\circ - 120^\circ$	± 0.50	41 ± 1.5	93 ± 2	t
		19 ± 1.5	76 ± 1	c
		60 ± 2	129 ± 10	n
$70^\circ - 110^\circ$	± 0.34	26 ± 1.3	84 ± 1.4	t
		14 ± 1.3	78 ± 1.2	c
		60 ± 2	135 ± 10	n
$75^\circ - 105^\circ$	± 0.25	20 ± 1.5	80 ± 2	t
		13 ± 1	79 ± 1	c
		52 ± 2	130 ± 12	n
$80^\circ - 100^\circ$	± 0.17	13 ± 2	77 ± 1	t
		8 ± 2	74 ± 1.5	c
				n
$84^\circ - 96^\circ$	± 0.10	14 ± 2	77 ± 2	t
		9 ± 2	70 ± 2.6	c
				n

Заключение

1. Наблюдается явная зависимость $\langle E_k \rangle$ - средней кинетической энергии протонов в зависимости от угла вылета в с.ц.м для t-полного неупругого и n-нецентрального взаимодействий.
2. В центральных соударениях наблюдается слабое уменьшение $\langle E_k \rangle$ протонов при продвижении от области фрагментации ($\cos\theta^* = \pm 0.75$) в центральную область ($\cos\theta^* = \pm 0.1$).
3. Наблюдается явное уменьшение $\langle E_k \rangle$ π -мезонов в зависимости от угла вылета в центральных соударениях.

4. Средняя кинетическая энергия протонов, рождённых в центральных соударениях, всегда выше, чем протонов, рождённых в нецентральных соударениях.
5. Анализ распределений π -мезонов по E_k согласно двум механизмам рождения, показывает, что для t – полного неупругого и с-центрального соударений (в области фрагментации) хорошо работает модель с двумя центрами рождения, но при приближении к центру ($\theta \approx 90^\circ$) хорошо работает модель с одним центром рождения ($T_1 \ll T_2$).

Один из авторов (В. Р. Г.) выражает глубокую благодарность Луису Альварец-Гауме (Luis Alvarez-Gaume) и Альваро Де Рухула (Alvaro De Rujula) за тёплое гостеприимство в Теоретическом отделе ЦЕРНа и плодотворные обсуждения.

Литература

1. Ангелов Н. и др. ,ОИЯИ, Дубна , 1979, 1-12424.
2. Abdrahmanov E.O. et al. JINR, Dubna , 1978 E1-11517.
3. Григалашвили Н. С. и др. , ЯФ, 1988, 48, 476;
4. Г. Н. Агакишиев и др Сообщения ОИЯИ, 1986, P1-86-370. , 1989,P1-89-488.
5. Агакишиев Г. Н. и др. ЯФ, 1987, 45, 1373.
6. Agakishiev H. et al. JINR, E1-84-448, Dubna, 1984; V. Grishin et al.,JINR, Dubna, 1986, P1-86-639.
7. M.Gazdicki, D. Rohrich; Z. Phys, 1995, C-65, 215.
8. L. Chkhaidze et al. Z. Phys. Particles and Fields, 1998, 54 179.
9. J. J. Lu et al. Phys. Rev. Lett. 1981, 46, 898; Болдея В. и др. ЯФ, 1986, 44, 149;
10. A. Sandoval et al. Darmshtadt, 1982, Preprint GSI-82-16, Phys. Rev. Lett, 1980, 45; 874;
11. Boldea V., Heckman S. CIP Preprint HE-101-1983;
12. Д. Армутлийски и др. ОИЯИ, P1-87-905, Дубна; ЯФ, 1989, 49, 182;
13. V. S. Murzin, L. I. Saricheva. High Energy Hadrons Interactions. Moscow, 1983;
14. L. Didenko et al, Dubna, JINR, 1984, E1-84-354.
15. M. Deutschman et al, Nucl. Phys. 1974, 70B, 189.

Article received: 2009-11-11