

УДК 539.126.34

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЧАСТИЦ В РЕАКЦИЯХ π^- , p , d , He, C + C С ПОЛНЫМ РАЗВАЛОМ ЯДРА УГЛЕРОДА

*О.Б.Абдинов¹, А.И.Аношин², А.М.Багиров³, А.А.Кузнецов, Р.Р.Мехтиев¹,
М.К.Сулейманов¹, Г.Д.Рзаев¹*

Получены значения средних характеристик частиц в событиях с полным развалом ядра-мишени углерода в столкновениях с π^- -мезонами (с импульсом 40 ГэВ/с) и релятивистскими ядрами (с импульсом 4,2 А ГэВ/с). Выявлены особенности поведения этих характеристик в зависимости от типа события и уточнен критерий отбора реакций с полным развалом ядра-мишени. Получено указание на существование граничных значений суммарного заряда зарегистрированных частиц (Q^*), за которыми происходит смена режима в поведении средних характеристик вторичных частиц в зависимости от Q . Установлено, что в событиях с полным развалом ядра-мишени происходит большая диссипация энергии и увеличение средних значений порядка кумулятивности вторичных частиц вне зависимости от массы ядра-снаряда.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Study of the Characteristics of Particles in Reactions π^- , p , d , He, C + C with the Total Disintegration of Carbon Nucleus

O.V.Abdinov et al.

The mean characteristics of particles in the events with total disintegration of the carbon nuclear target in collisions with π^- -mesons (with a momentum of 40 GeV/c) and relativistic nuclei (with a momentum of 4.2 A GeV/c) are obtained. The peculiarities of the behaviour of these characteristics depending on the type of event are revealed, and the selection criterion of reactions with the total disintegration of the nuclear target is specified. An indication of the existence of boundary values of the sum charge of detected particles (Q^*) is obtained, after which the regime of the behaviour of the mean characteristics of secondary particles changes depending on Q . It is found that in the events with the total disintegration of the nuclear target, there take place the energy dissipation and the increase of the mean values of the cumulativity orders of secondary particles independent of the mass of the nuclear shell.

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

¹Институт физики АН Аз. Республики

²НИИЯФ МГУ

³Бакинский государственный университет

1. Введение

Данная работа посвящена исследованию реакций с полным развалом ядра-мишени (ПРЯ) путем сравнительного изучения особенностей поведения средних характеристик частиц в столкновениях релятивистских ядер разного типа. Основные этапы работы состоят в следующем:

- получение значений средних характеристик частиц во взаимодействиях различных ядер с ПРЯ;

- выявление особенностей поведения этих характеристик в зависимости от атомного номера сталкивающихся ядер;

- уточнение критериев отбора событий с ПРЯ. Последний этап имеет определяющее значение при изучении процессов с ПРЯ.

В работе [1] для выделения событий с ПРЯ мишени в качестве критерия отбора было использовано условие

$$Q \geq Q^*, \quad (1)$$

где $Q = N_+ - N_{\pi^-}$, а N_+ и N_{π^-} — число зарегистрированных положительных частиц (в основном протоны и π^+ -мезоны) и π^- -мезонов соответственно. Считалось, что величина Q (см., например, [2]) содержит информацию как о числе идентифицированных протонов (N_p), так и о числе неидентифицированных протонов (в основном быстрых). Q^* — граничное значение Q , за которым происходит процесс ПРЯ мишени. Величина Q^* определялась путем сравнения спектров вероятностей событий по Q (т.е. $W(Q)$) для случаев столкновений релятивистских ядер разного сорта и случая π^- -взаимодействий. В последнем случае считается, что критерий отбора для ПРЯ уже имеется (см., например, [3,4]) и известно также его влияние на спектр $W(Q)$, (например, появление точки смены режима в спектрах [1]). При этом также предполагалось, что существует некоторое граничное значение числа испущенных нуклонов из ядра мишени, при превышении которого происходит ПРЯ. Результаты, полученные в работе [1], подтвердили это предположение. Необходимость дальнейшего уточнения критерия отбора определялась следующими причинами:

- в случае легких и средних ядер изменение Q^* даже на одну единицу может привести к изменению на порядок числа отбираемых событий;

- использованный в работе [1] критерий отбора не позволял выделять процессы ПРЯ в случае тяжелых ядер-мишеней;

- величина Q грубо учитывает только количество быстрых фрагментов и совсем не учитывает число многозарядных и нейтральных фрагментов.

2. Постановка эксперимента

Весь имеющийся для анализа статистический материал разделялся на следующие группы: по $Q \rightarrow Q \geq 1; 2; 3; \dots; Q^*; \dots$ (здесь Q^* — граничное значение Q , определен-

ное в работе [1] из спектров вероятностей событий по $Q(W(Q))$ соответственно). Изучалось поведение средних значений характеристик частиц в каждой группе событий в зависимости от Q . Такая постановка эксперимента позволяет проследить изменения средних значений характеристик частиц в зависимости от выбора критерия отбора, что необходимо для уточнения самого критерия отбора, а также для понимания характера перехода в область больших Q и в область ПРЯ. (Аналогичные данные были получены и с использованием переменной N_p).

В работе анализировались:

1) π^- -С-взаимодействия при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с, полученные в результате обработки стереофотоснимков с 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной пучками π^- -мезонов от ускорителя ИФВЭ (подробно о методике отбора и обработки событий см. [5]). Всего в анализе было использовано 8791 неупругое событие (сюда не включались взаимодействия с квазисвободными нуклонами ядра углерода);

2) взаимодействия протонов (p) и ядер d , He и C с ядрами углерода при импульсах 4,2 А ГэВ/с. Соответствующее число событий p -С-, d -С-, He-С- и С-С-взаимодействий составляло: 5284, 6735, 4852 и 7327. Данные были получены в результате обработки стереофотоснимков с 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной пучками ядер от синхрофазотрона ОИЯИ (подробно о методике отбора и обработки событий см. [6]).

В качестве средних характеристик рассматривались:

- множественности (\bar{n}), отдельно для $\pi^+(\bar{n}_{\pi^+})$ -, $\pi^-(\bar{n}_{\pi^-})$ -мезонов и протонов (\bar{n}_p);
- импульсы (\bar{p}) в лабораторной системе координат (лск), соответственно \bar{p}_{π^+} , \bar{p}_{π^-} и \bar{p}_p для π^+ -, π^- -мезонов и протонов;
- косинусы углов испускания в лск ($\overline{\cos \theta}$): $\overline{\cos \theta_{\pi^+}}$, $\overline{\cos \theta_{\pi^-}}$ и $\overline{\cos \theta_p}$;
- поперечные импульсы ($\overline{P_t}$): $\overline{P_{t\pi^+}}$, $\overline{P_{t\pi^-}}$ и $\overline{P_{tp}}$;
- быстроты в лск (\bar{y}): \bar{y}_{π^+} , \bar{y}_{π^-} и \bar{y}_p (здесь $y = 0,5 \ln [(E + P_L)/(E - P_L)]$, а E и P_L — полная энергия и продольный импульс частиц в лск соответственно);
- порядки кумулятивности (β^0): $\beta_{\pi^+}^0$, $\beta_{\pi^-}^0$ и β_p^0 (здесь $\beta^0 = (E - P_L)/m_N$, а m_N — масса нуклона).

3. Экспериментальные результаты

На рис. 1—6 приведены средние значения характеристик вторичных π^\pm -мезонов в зависимости от Q (при этом использованы следующие обозначения: \blacktriangle - и \triangle - π^+ - и π^- -мезоны соответственно для π^- -С-взаимодействий; \blacksquare - и \square - π^+ - и π^- -мезоны соответственно для p -С-взаимодействий; \bullet - и \circ - π^+ - и π^- -мезоны соответственно для d -С-взаимодействий; \star - и \star - π^+ - и π^- -мезоны соответственно для He-С-взаимодействий;

∇^- - и $\nabla^-\pi^+$ - и π^- -мезоны соответственно для С-С-взаимодействий). На рисунке 7а—7е приведены средние значения характеристик протонов в зависимости от Q , при этом использованы следующие обозначения: ● — для π^- -С-взаимодействий; □ — для p -С-взаимодействий; ■ — для d -С-взаимодействий; △ — для He-С-взаимодействий; ▲ — для С-С-взаимодействий).

Для упрощения процесса интерпретации полученных данных мы составили табл. 1 (в первой строке указаны типы использованных событий, во 2-й—4-й — значения \bar{n} для π^+ -, π^- -мезонов и протонов соответственно, в 5-й—19-й — значения \bar{p} , $\overline{\cos \theta}$, $\overline{P_t}$, \bar{u} и $\bar{\beta}^0$ для π^+ -, π^- -мезонов и протонов соответственно).

Из данных, приведенных на рис. 1—7 и в табл. 1, по характеру зависимости средних значений от величины Q следует, что все полученные результаты можно разделить на две группы:

1) результаты, которые указывают на плавный переход средних значений характеристик частиц из области малых Q в область больших Q , в том числе и в область ПРЯ. В табл. 1 эти результаты обозначены черточкой;

2) результаты, которые указывают на существование граничных значений $Q \rightarrow Q^*$, с которых начинаются смены режимов в поведении зависимостей средних значений характеристик от Q . В табл. 1 эти результаты отмечены цифрами. В круглых скобках приведены значения Q^* , которые косвенным образом связаны с граничными значениями смены режимов. Прямыми скобками выделены случаи, когда имеется несколько Q^* . Эти результаты подтверждают выводы, сделанные в работе [1] о том, что явление ПРЯ влияет на спектры вторичных частиц, образованных во взаимодействиях адронов и ядер высоких энергий с ядрами¹.

Из табл. 1 видно, что в некоторых случаях одному и тому же взаимодействию соответствуют несколько значений Q^* . Причиной этого могут быть либо физика явления, либо методические трудности эксперимента, либо способы определения переменных.

Рассмотрим влияние этих причин отдельно для каждого типа взаимодействия.

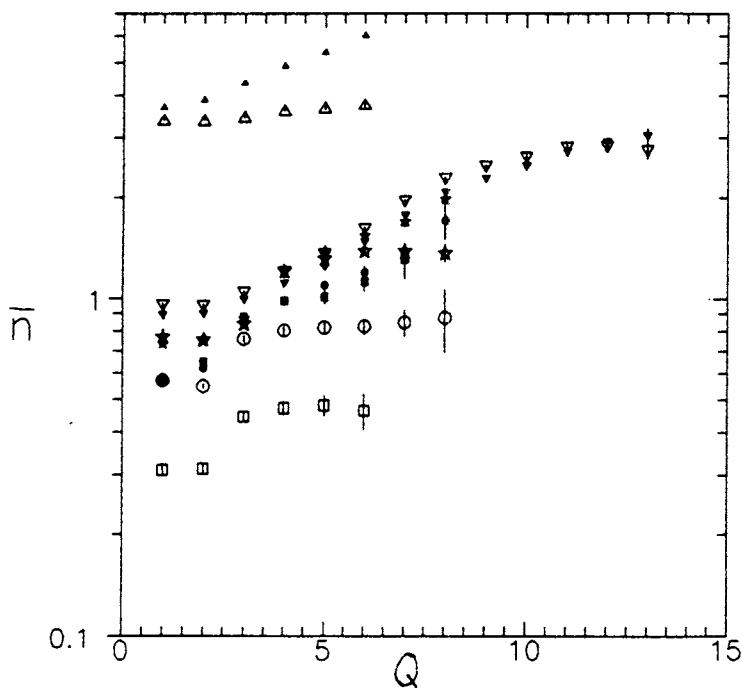
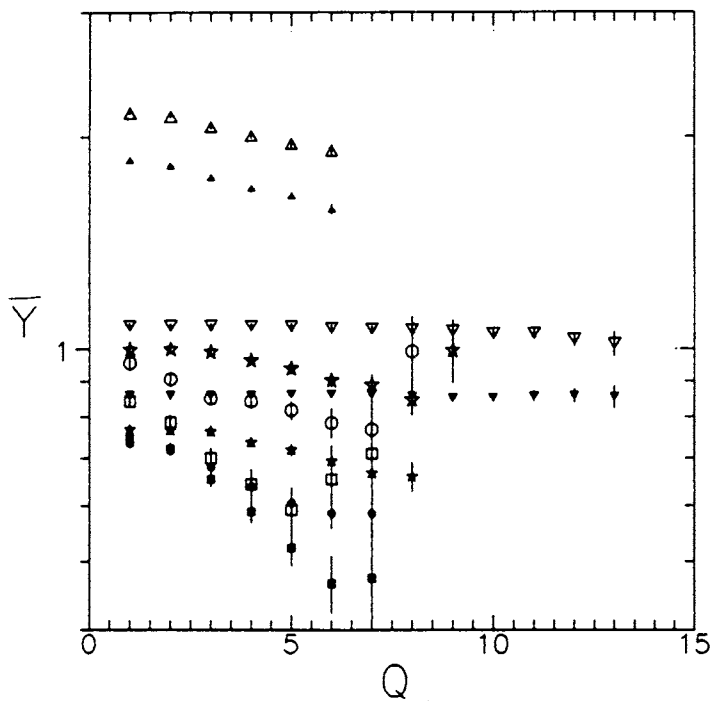
В случае π^- -С-взаимодействия отличие $Q^* \simeq 4 - 5$, найденного для зависимости $\bar{\beta}^0 = f(Q)$, от $Q^* \simeq 3 - 4$ — для зависимости $\bar{n} = f(Q)$, на наш взгляд, связано со способом определения переменной \bar{n} . Поэтому в дальнейшем эта разница не будет приниматься во внимание, и для Q^* мы примем значение

$$Q^* \simeq 3 - 4. \quad (2)$$

¹Данные, приведенные на рис. 1—7, были аппроксимированы выражениями вида $aX + b$; $a \exp(bX)$ и aX^b (здесь X — аргумент, a и b — подгоночные параметры). Оказалось, что часть экспериментальных распределений неудовлетворительно аппроксимируются такими простыми функциями (в табл. 1 эти случаи отмечены знаком *). Удовлетворительными считались случаи с χ^2 на степень свободы меньше чем 1,5). При этом в распределениях значений χ^2 в зависимости от Q наблюдались области с относительно малыми и большими значениями χ^2 . Граничные значения Q между этими областями оказались близкими к указанным в табл. 1. Этот результат может быть рассмотрен как дополнительное указание на наличие двух областей в поведении значений средних характеристик вторичных частиц в зависимости от значений Q).

Таблица 1

		π^-C	pC	dC	HeC	CC
\bar{n}	π^+	—*	(3–4*)	—*	5–6*	[2–3]* [8–9]*
	π^-	—*	3–4*;	3–4*	5–6*	[2–3]* [8–9]*
	p	3–4*	4–5*	5–6*	6–7*	[2–3]* [8–9]*
\bar{p}	π^+	—	–(4–5)	—	—	—
	π^-	—	–(4–5)	(7–8);	—	—
	p	—	4–5*	5–6*	[3–4]* [7–8]*	8–9
$\overline{\cos \theta}$	π^+	—	—	—	—	—
	π^-	—	4–5	—	—	—
	p	–; –	–; –	–; –	[3–4]* [7–8]*	—
\bar{P}_t	π^+	—	—	–(4–5)	—	—
	π^-	—	—	–(4–5)	—	—
	p	—	—*	—	[3–4] [7–8]	[4–5] [9–10]
\bar{y}	π^+	—	4–5	—	—	—
	π^-	—	4–5	5–6	—	—
	p	—	4–5	5–6*	[3–4] [7–8]	6–7 6–7
$\bar{\beta}^0$	π^+	—	—	—	—	—
	π^-	—	—	—	—	—
	p	—	4–5	5–6*	[[3–4]* [7–8]*	6–7

Рис.1. Зависимости значений \bar{n} для π^+ -мезонов от числа Q Рис.2. Зависимости значений \bar{y} для π^+ -мезонов от числа Q

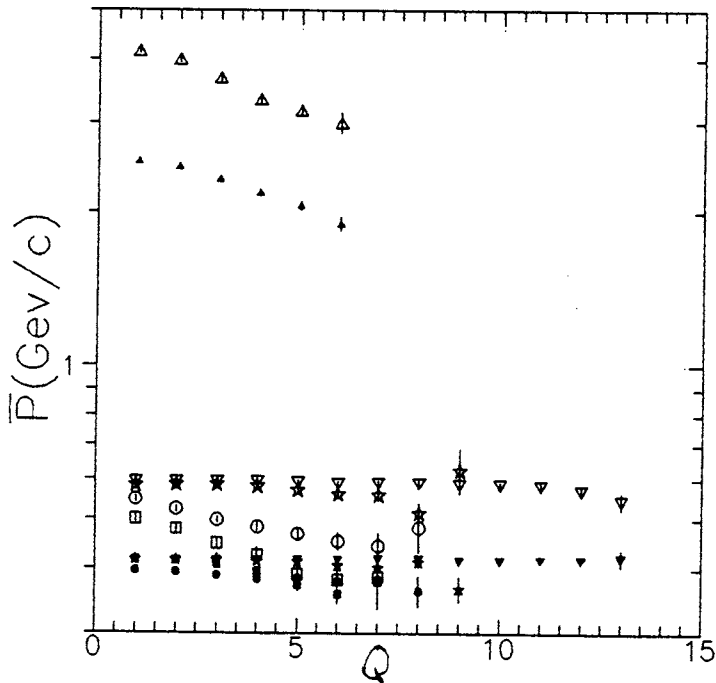


Рис.3. Зависимости значений \bar{p} для π^{\pm} -мезонов от числа Q

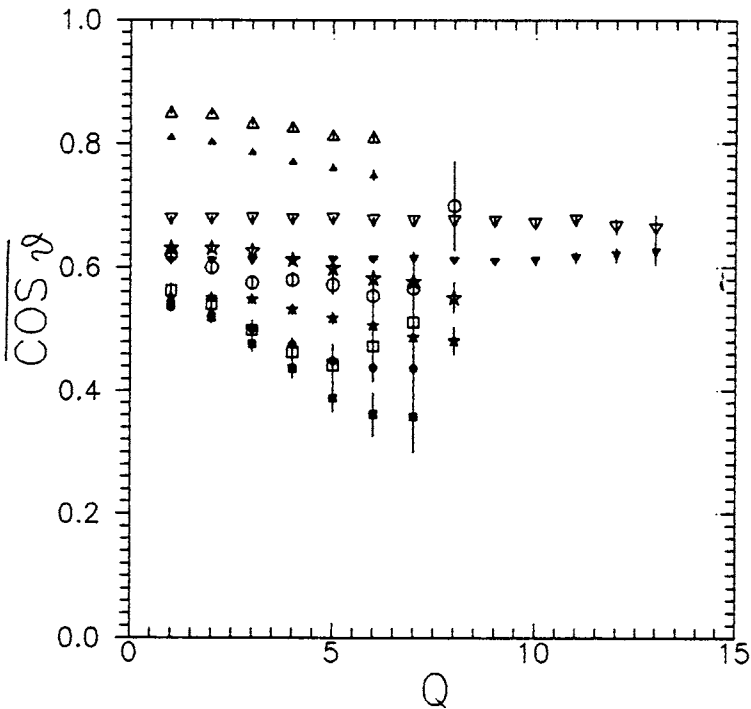


Рис.4. Зависимости значений $\overline{\cos \theta}$ для π^{\pm} -мезонов от числа Q

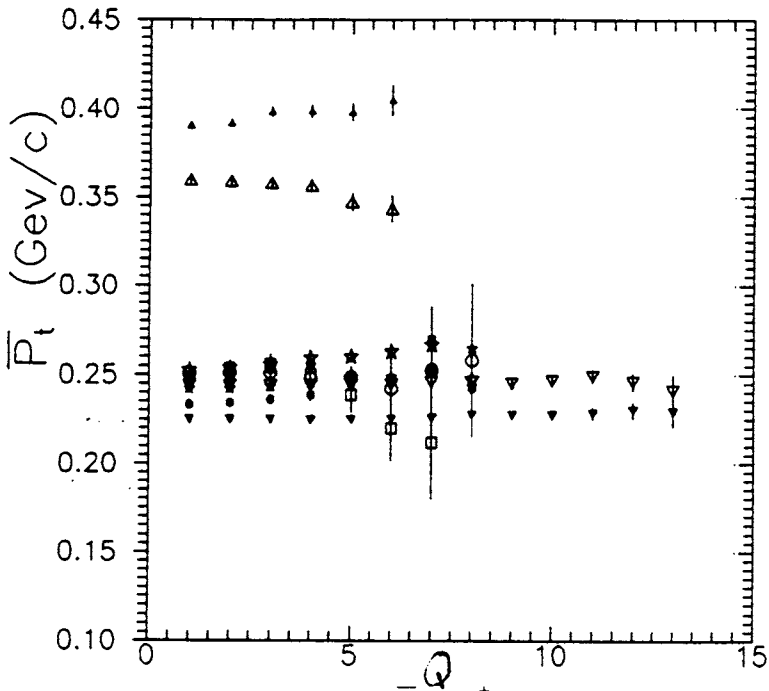


Рис.5. Зависимости значений \bar{P}_t для π^+ -мезонов от числа Q

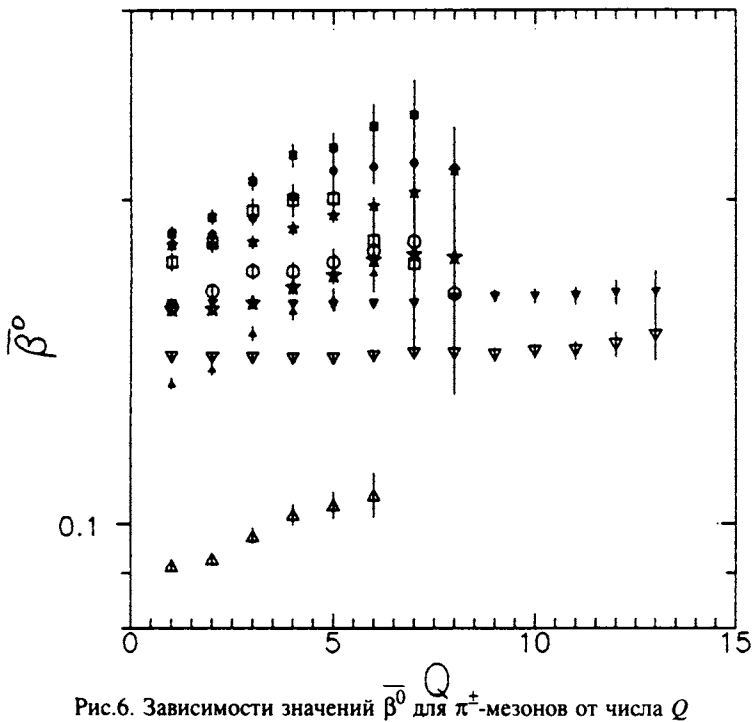


Рис.6. Зависимости значений β^0 для π^+ -мезонов от числа Q

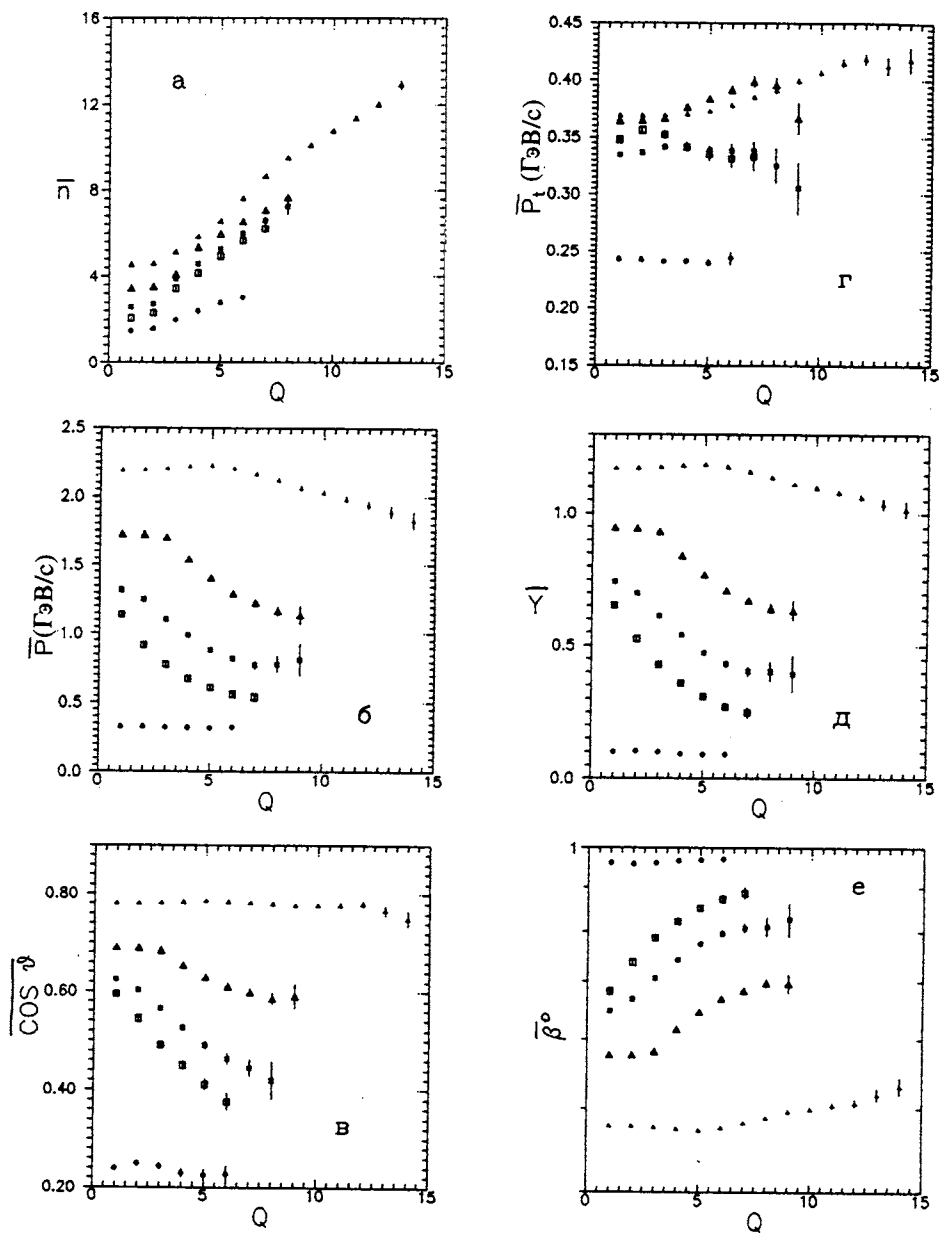


Рис.7. а) зависимости значений \bar{n} для протонов от числа Q ; б) зависимости значений \bar{p} для протонов от числа Q ; в) зависимости значений $\cos \theta$ для протонов от числа Q ; г) зависимости значений \bar{P}_t для протонов от числа Q ; д) зависимости значений $\bar{\gamma}$ для протонов от числа Q ; е) зависимости значений β^0 для протонов от числа Q

В случае π^- -С-взаимодействия отличие в Q^* наблюдается между зависимостями \bar{n}_{π^+} , $\bar{n}_{\pi^-} = f(Q)$ и $\bar{n}_p = f(Q)$. Указание на то, что найденные значения Q^* для π -мезонов меньше, чем значения Q^* для протонов, имеется и для других случаев. Поэтому мы считаем, что эта разница связана с физикой явления и для Q^* принимаем следующие значения:

$$\begin{aligned} [Q^*]\pi^+, \pi^- &\simeq 3 - 4, \\ [Q^*]p &\simeq 4 - 5. \end{aligned} \quad (3)$$

Для dC-взаимодействия значения Q^* принимаем

$$Q^* \simeq 5 - 6. \quad (4)$$

Разницу между значениями Q^* , найденными для зависимостей $\bar{n}_p = f(Q)$ мы не принимаем во внимание, считая, что причиной этой разницы являются методические трудности нашего эксперимента.

В случае HeC-взаимодействий имеет место отличие в Q^* между зависимостями \bar{n}_{π^+} , $\bar{n}_{\pi^-} = f(Q)$ и $\bar{n}_p = f(Q)$. Мы считаем, что эта разница связана с физикой явления. Поэтому для π -мезонов принимаем значение

$$Q^*_{\pi^+, \pi^-} \simeq 5 - 6, \quad (5.1)$$

а для протонов наблюдаются две точки смены режимов

$$[Q^*]_1 \simeq 3 - 4, \quad (5.2)$$

и

$$[Q^*]_2 \simeq 7 - 8, \quad (5.3)$$

Для учета разницы между значениями Q^* , найденными из зависимостей $\overline{p_p}$, $\overline{\cos \theta_p}$, $\overline{y_p}$ и $\overline{\beta_p^0} = f(Q^*)$, от значений Q найденных из зависимостей \bar{n}_p , $\bar{Q} = f(Q)$, мы расширили интервал (5.3) до N_p^* (и Q^*) $\simeq 6 - 8$. Тогда для HeC-взаимодействий мы получаем следующие значения:

$$\begin{aligned} (Q^*)\pi &\simeq 5 - 6, \\ [(Q^*)]_{p1} &\simeq 3 - 4, \end{aligned}$$

$$[(Q^*)]_{p2} \simeq 6 - 8.$$

В случае СС-взаимодействия для протонов мы видим следующие точки смены режимов:

$$[Q^*]_1 \simeq 2 - 3,$$

$$[Q^*]_2 \simeq 8 - 9.$$

Разницу, наблюдаемую между последним значением Q^* и значением, получаемым из зависимости $\overline{P}_{ip} = f(Q)$, мы так же, как и разницу, получаемую из зависимости $\overline{\beta}_p^0 = f(Q)$, связываем с определением переменной $\overline{\beta}^0$.

Поэтому для Q^* берем следующие значения:

$$[Q^*]_1 \simeq 2 - 3,$$

$$[Q^*]_2 \simeq 8 - 9.$$

Отобранные таким образом значения для Q^* приведены в табл.2 совместно с данными, полученными в работе [1]. Из табл.2 видно, что значения Q^* , полученные в настоящей работе и в работе [1], хорошо согласуются друг с другом. Однако данные, полученные в настоящей работе, расширяют интервал значений Q^* в область малых значений Q . Последнее обстоятельство приводит к увеличению вероятности наблюдения событий с ПРЯ, что является, на наш взгляд, очень важным результатом. В табл.3 приведены значения вероятностей событий, соответствующие выбранным значениям Q^* . В таблице Q_{\min} и Q_{\max} — крайние значения Q^* , а

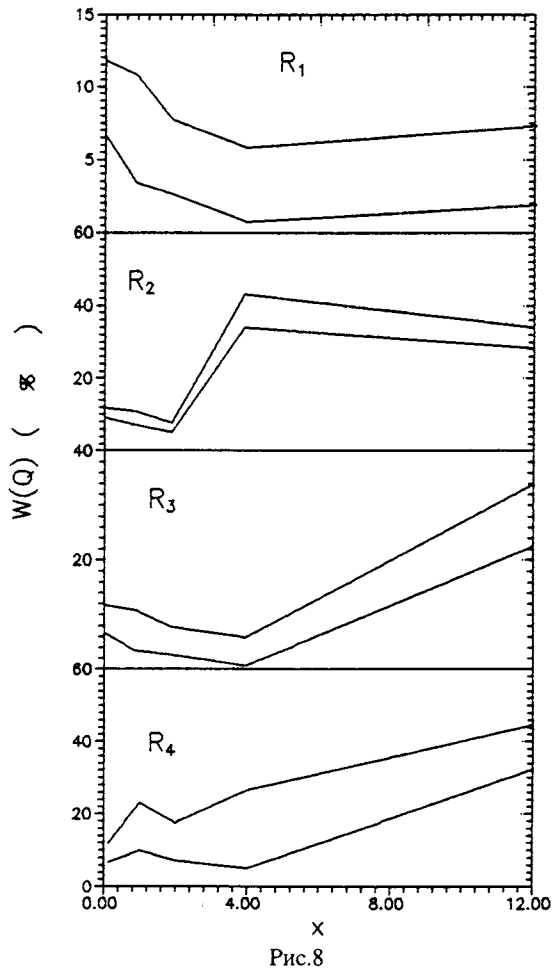


Рис.8

$W(Q_{\min})$ и $W(Q_{\max})$ — значения вероятностей наблюдения событий, соответствующие Q_{\min} и Q_{\max} . Данные о $W(Q_{\min})$ и $W(Q_{\max})$ взяты из работы [1] (см. табл.2 в этой работе).

На основе результатов, приведенных в табл.3, построены зависимости $R = f(x)$ (см. рис.8, $R_1 - R_3$ по данным [1], R_4 — по данным настоящей работы). Величина x

Таблица 2

Тип взаимодействия	π -мезоны	Протоны	N_p (данные раб. [1], табл.2)	Q
π^-C	3-4	3-4	3-4	3-4
pC	3-4	4-5	5-6	5-6
dC	5-6	5-6	5-6	6-7
HeC	5-6	3-4 6-8	7-8	5-6 8-9
CC	2-3 8-9	2-3 8-9	10-11 14-15	9-10 12-13

Таблица 3

Тип взаимодействия	Настоящая работа	Данные раб. [1], табл.2
	$Q_{\min} - Q_{\max}$ $W(Q_{\min}) - W(Q_{\max})$	$Q_{\min} - Q_{\max}$ $W(Q_{\min}) - W(Q_{\max})$
π^-C	3-4 (11,3 ± 0,5) - (7,0 ± 0,3)	3-4 (11,3 ± 0,5) - (7,0 ± 0,3)
pC	4-5 (22,3 ± 0,7) - (10,3 ± 0,5)	5-6 (10,3 ± 0,5) - (3,7 ± 0,3)
dC	5-6 (16,9 ± 0,5) - (7,4 ± 0,3)	6-7 (7,4 ± 0,3) - (2,80,2)
HeC	6-8 (25,8 ± 0,8) - (5,4 ± 0,4)	5-6 (42,0 ± 1,0) - (25,8 ± 0,8) 8-9 (5,4 ± 0,4) - (0,9 ± 0,2)
CC	8-9 (43,7 ± 0,9) - (33,1 ± 0,8)	9-10 (33,1 ± 0,8) - (23,1 ± 0,6) 12-13 (7,0 ± 0,3) - (2,1 ± 0,2)

Таблица 4.1. π^- С-взаимодействие

Средние характеристики	π^+	π^-	p
\bar{n}	$4,38 \pm 0,03$	$3,46 \pm 0,03$	$1,99 \pm 0,02$
	$(1,18 \pm 0,01)$	$(1,02 \pm 0,01)$	$(1,36 \pm 0,02)$
	$4,94 \pm 0,04$	$3,64 \pm 0,03$	$2,39 \pm 0,03$
	$(1,33 \pm 0,02)$	$(1,07 \pm 0,01)$	$(1,64 \pm 0,02)$
\bar{p}	$2,32 \pm 0,03$	$3,68 \pm 0,05$	$3,22 \pm 0,02$
	$(0,92 \pm 0,01)$	$(0,89 \pm 0,01)$	$(0,990 \pm 0,008)$
	$2,19 \pm 0,03$	$3,34 \pm 0,06$	$3,19 \pm 0,03$
	$(0,87 \pm 0,01)$	$(0,80 \pm 0,02)$	$(0,983 \pm 0,009)$
$\overline{\cos \theta}$	$0,787 \pm 0,002$	$0,834 \pm 0,003$	$0,243 \pm 0,006$
	$(0,971 \pm 0,004)$	$(0,979 \pm 0,004)$	$(1,01 \pm 0,03)$
	$0,772 \pm 0,003$	$0,827 \pm 0,004$	$0,230 \pm 0,007$
	$(0,952 \pm 0,005)$	$(0,971 \pm 0,005)$	$(0,96 \pm 0,04)$
\bar{P}_t	$0,398 \pm 0,003$	$0,358 \pm 0,003$	$0,241 \pm 0,002$
	$(1,019 \pm 0,009)$	$(0,995 \pm 0,009)$	$(0,992 \pm 0,008)$
	$0,399 \pm 0,003$	$0,356 \pm 0,004$	$0,241 \pm 0,002$
	$(1,02 \pm 0,01)$	$(0,99 \pm 0,01)$	$(0,994 \pm 0,009)$
\bar{y}	$1,757 \pm 0,009$	$2,066 \pm 0,010$	$0,099 \pm 0,003$
	$(0,946 \pm 0,006)$	$(0,956 \pm 0,006)$	$(1,00 \pm 0,03)$
	$1,696 \pm 0,012$	$2,008 \pm 0,014$	$0,093 \pm 0,003$
	$(0,914 \pm 0,007)$	$(0,929 \pm 0,007)$	$(0,93 \pm 0,03)$
$\bar{\beta}^0$	$0,151 \pm 0,002$	$0,098 \pm 0,003$	$0,961 \pm 0,002$
	$(1,11 \pm 0,02)$	$(1,07 \pm 0,02)$	$(0,999 \pm 0,003)$
	$0,158 \pm 0,003$	$0,102 \pm 0,002$	$0,967 \pm 0,002$
	$(1,17 \pm 0,03)$	$(1,11 \pm 0,03)$	$(1,006 \pm 0,003)$

Таблица 4.2. p С-взаимодействие

Средние характеристики	π^+	π^-	p
\bar{n}	$0,98 \pm 0,03$	$0,47 \pm 0,02$	$4,15 \pm 0,04$
	$(1,74 \pm 0,06)$	$(1,53 \pm 0,08)$	$(2,01 \pm 0,03)$
	$1,01 \pm 0,04$	$0,48 \pm 0,03$	$4,92 \pm 0,06$
	$(1,79 \pm 0,09)$	$(1,6 \pm 0,1)$	$(2,38 \pm 0,03)$
\bar{p}	$0,394 \pm 0,007$	$0,43 \pm 0,01$	$0,67 \pm 0,01$
	$(0,95 \pm 0,02)$	$(0,85 \pm 0,03)$	$(0,59 \pm 0,01)$
	$0,372 \pm 0,009$	$0,39 \pm 0,02$	$0,61 \pm 0,02$
	$(0,89 \pm 0,02)$	$(0,78 \pm 0,04)$	$(0,54 \pm 0,01)$
$\overline{\cos \theta}$	$0,44 \pm 0,01$	$0,46 \pm 0,03$	$0,45 \pm 0,01$
	$(0,81 \pm 0,03)$	$(0,82 \pm 0,04)$	$(0,76 \pm 0,01)$
	$0,39 \pm 0,02$	$0,44 \pm 0,03$	$0,41 \pm 0,01$
	$(0,72 \pm 0,04)$	$(0,79 \pm 0,06)$	$(0,69 \pm 0,02)$

Средние характеристики	π^+	π^-	p
\bar{P}_t	$0,256 \pm 0,005$ ($1,05 \pm 0,02$)	$0,250 \pm 0,007$ ($1,00 \pm 0,03$)	$0,341 \pm 0,004$ ($0,98 \pm 0,01$)
	$0,247 \pm 0,006$ ($1,01 \pm 0,03$)	$0,239 \pm 0,010$ ($0,95 \pm 0,04$)	$0,335 \pm 0,006$ ($0,96 \pm 0,02$)
\bar{y}	$0,59 \pm 0,02$ ($0,79 \pm 0,03$)	$0,64 \pm 0,03$ ($0,77 \pm 0,04$)	$0,36 \pm 0,01$ ($0,55 \pm 0,01$)
	$0,52 \pm 0,03$ ($0,70 \pm 0,04$)	$0,59 \pm 0,05$ ($0,70 \pm 0,05$)	$0,31 \pm 0,01$ ($0,47 \pm 0,01$)
$\bar{\beta}^0$	$0,220 \pm 0,005$ ($1,18 \pm 0,03$)	$0,200 \pm 0,007$ ($1,14 \pm 0,04$)	$0,823 \pm 0,004$ ($1,207 \pm 0,008$)
	$0,22 \pm 0,01$ ($1,20 \pm 0,04$)	$0,201 \pm 0,001$ ($1,15 \pm 0,06$)	$0,852 \pm 0,002$ ($1,25 \pm 0,01$)

Таблица 4.3. dC -взаимодействие

Средние характеристики	π^+	π^-	p
\bar{n}	$1,09 \pm 0,04$ ($1,88 \pm 0,06$)	$0,82 \pm 0,03$ ($1,44 \pm 0,05$)	$5,25 \pm 0,05$ ($2,02 \pm 0,02$)
	$1,20 \pm 0,04$ ($2,05 \pm 0,09$)	$0,83 \pm 0,04$ ($1,45 \pm 0,08$)	$5,97 \pm 0,03$ ($2,30 \pm 0,03$)
\bar{p}	$0,384 \pm 0,006$ ($0,97 \pm 0,02$)	$0,47 \pm 0,01$ ($0,85 \pm 0,02$)	$0,88 \pm 0,01$ ($0,67 \pm 0,01$)
	$0,378 \pm 0,008$ ($0,95 \pm 0,02$)	$0,45 \pm 0,02$ ($0,83 \pm 0,03$)	$0,82 \pm 0,02$ ($0,62 \pm 0,01$)
$\overline{\cos \theta}$	$0,45 \pm 0,01$ ($0,84 \pm 0,03$)	$0,57 \pm 0,02$ ($0,92 \pm 0,03$)	$0,49 \pm 0,01$ ($0,78 \pm 0,01$)
	$0,44 \pm 0,02$ ($0,82 \pm 0,04$)	$0,55 \pm 0,03$ ($0,89 \pm 0,04$)	$0,46 \pm 0,01$ ($0,74 \pm 0,02$)
\bar{P}_t	$0,244 \pm 0,005$ ($1,05 \pm 0,02$)	$0,248 \pm 0,006$ ($0,99 \pm 0,03$)	$0,339 \pm 0,003$ ($1,01 \pm 0,01$)
	$0,246 \pm 0,006$ ($1,05 \pm 0,03$)	$0,242 \pm 0,009$ ($0,96 \pm 0,04$)	$0,338 \pm 0,006$ ($1,01 \pm 0,02$)
\bar{y}	$0,61 \pm 0,01$ ($0,82 \pm 0,03$)	$0,82 \pm 0,02$ ($0,86 \pm 0,03$)	$0,47 \pm 0,01$ ($0,64 \pm 0,01$)
	$0,59 \pm 0,02$ ($0,80 \pm 0,04$)	$0,78 \pm 0,04$ ($0,82 \pm 0,04$)	$0,43 \pm 0,01$ ($0,58 \pm 0,02$)
$\bar{\beta}^0$	$0,213 \pm 0,005$ ($1,17 \pm 0,03$)	$0,175 \pm 0,005$ ($1,10 \pm 0,03$)	$0,77 \pm 0,01$ ($1,196 \pm 0,008$)
	$0,215 \pm 0,006$ ($1,18 \pm 0,04$)	$0,180 \pm 0,008$ ($1,13 \pm 0,05$)	$0,796 \pm 0,006$ ($1,23 \pm 0,01$)

Таблица 4.4. HeC-взаимодействие

Средние характеристики	π^+	π^-	p
\bar{n}	$1,54 \pm 0,04$	$1,39 \pm 0,04$	$6,53 \pm 0,05$
	$(2,10 \pm 0,07)$	$(1,80 \pm 0,06)$	$(1,89 \pm 0,02)$
	$1,97 \pm 0,09$	$1,37 \pm 0,08$	$7,7 \pm 0,1$
	$(2,7 \pm 0,1)$	$(1,8 \pm 0,1)$	$(2,21 \pm 0,04)$
\bar{p}	$0,40 \pm 0,01$	$0,56 \pm 0,01$	$1,29 \pm 0,02$
	$(0,97 \pm 0,01)$	$(0,96 \pm 0,02)$	$(0,75 \pm 0,01)$
	$0,41 \pm 0,01$	$0,52 \pm 0,02$	$1,17 \pm 0,03$
	$(0,99 \pm 0,02)$	$(0,88 \pm 0,04)$	$(0,68 \pm 0,02)$
$\overline{\cos \theta}$	$0,51 \pm 0,01$	$0,58 \pm 0,02$	$0,61 \pm 0,01$
	$(0,92 \pm 0,02)$	$(0,92 \pm 0,02)$	$(0,884 \pm 0,009)$
	$0,48 \pm 0,02$	$5,52 \pm 0,06$	$0,59 \pm 0,01$
	$(0,87 \pm 0,04)$	$(0,87 \pm 0,04)$	$(0,85 \pm 0,01)$
P_t	$0,249 \pm 0,003$	$0,263 \pm 0,004$	$0,392 \pm 0,003$
	$(1,03 \pm 0,02)$	$(1,04 \pm 0,02)$	$(1,07 \pm 0,01)$
	$0,264 \pm 0,007$	$0,248 \pm 0,007$	$0,396 \pm 0,006$
	$(1,09 \pm 0,03)$	$(0,98 \pm 0,03)$	$(1,09 \pm 0,02)$
\bar{y}	$0,69 \pm 0,02$	$0,90 \pm 0,02$	$0,71 \pm 0,01$
	$(0,90 \pm 0,02)$	$(0,90 \pm 0,02)$	$(0,75 \pm 0,01)$
	$0,66 \pm 0,03$	$0,85 \pm 0,04$	$0,64 \pm 0,02$
	$(0,86 \pm 0,04)$	$(0,85 \pm 0,04)$	$(0,68 \pm 0,02)$
$\bar{\beta}^0$	$0,198 \pm 0,003$	$0,176 \pm 0,004$	$0,668 \pm 0,004$
	$(1,09 \pm 0,02)$	$(1,11 \pm 0,03)$	$(1,161 \pm 0,008)$
	$0,21 \pm 0,01$	$0,177 \pm 0,008$	$0,70 \pm 0,01$
	$(1,17 \pm 0,04)$	$(1,12 \pm 0,05)$	$(1,21 \pm 0,01)$

принимает следующие значения: 0,14 — для налетающих π -мезонов, 1 — для протонов, 2 — для дейтронов, 4 — для ядер гелия и 12 — для ядер углерода.

Значения R вычислялись с помощью следующего выражения: $R = (W(Q_{\min}) + W(Q_{\max}))/2$, в котором за минимальное значение R принималась величина $R_{\min} = W(Q_{\max}) - \Delta W(Q_{\max})$, а за максимальное $R_{\max} = W(Q_{\min}) - \Delta W(Q_{\min})$. Здесь $\Delta W(Q_{\min})$ и $\Delta W(Q_{\max})$ — ошибки в определении $W(Q_{\min})$ и $W(Q_{\max})$, соответственно.

По данным, приведенным на рис.8, можно сделать следующие выводы:

Таблица 4.5. СС-взаимодействие

Средние характеристики	π^+	π^-	p
\bar{n}	$2,06 \pm 0,04$	$2,26 \pm 0,04$	$9,51 \pm 0,05$
	$(2,32 \pm 0,05)$	$(2,37 \pm 0,05)$	$(2,09 \pm 0,02)$
	$2,26 \pm 0,04$	$2,46 \pm 0,04$	$10,10 \pm 0,06$
	$(2,55 \pm 0,06)$	$(2,58 \pm 0,06)$	$(2,22 \pm 0,02)$
\bar{p}	$0,417 \pm 0,003$	$0,588 \pm 0,006$	$2,11 \pm 0,01$
	$(1,005 \pm 0,009)$	$(0,99 \pm 0,01)$	$(0,964 \pm 0,007)$
	$0,415 \pm 0,003$	$0,584 \pm 0,006$	$2,06 \pm 0,01$
	$(0,999 \pm 0,009)$	$(0,99 \pm 0,01)$	$(0,939 \pm 0,007)$
$\overline{\cos \theta}$	$0,612 \pm 0,005$	$0,674 \pm 0,006$	$0,780 \pm 0,002$
	$(1,00 \pm 0,01)$	$(1,00 \pm 0,01)$	$(0,999 \pm 0,003)$
	$0,610 \pm 0,006$	$0,674 \pm 0,005$	$0,777 \pm 0,002$
	$(1,00 \pm 0,01)$	$(1,00 \pm 0,01)$	$(0,995 \pm 0,004)$
\bar{P}_1	$0,227 \pm 0,002$	$0,246 \pm 0,002$	$0,391 \pm 0,002$
	$(1,01 \pm 0,01)$	$(1,01 \pm 0,01)$	$(1,061 \pm 0,006)$
	$0,227 \pm 0,002$	$0,245 \pm 0,003$	$0,391 \pm 0,002$
	$(1,01 \pm 0,01)$	$(1,00 \pm 0,01)$	$(1,082 \pm 0,007)$
\bar{y}	$0,86 \pm 0,01$	$1,07 \pm 0,01$	$1,136 \pm 0,005$
	$(1,00 \pm 0,01)$	$(0,99 \pm 0,01)$	$(0,970 \pm 0,005)$
	$0,85 \pm 0,01$	$1,06 \pm 0,01$	$1,112 \pm 0,005$
	$(0,99 \pm 0,01)$	$(0,99 \pm 0,01)$	$(0,948 \pm 0,006)$
$\bar{\beta}^0$	$0,162 \pm 0,002$	$0,144 \pm 0,002$	$0,488 \pm 0,002$
	$(1,01 \pm 0,02)$	$(1,01 \pm 0,02)$	$(1,022 \pm 0,005)$
	$0,163 \pm 0,002$	$0,144 \pm 0,002$	$0,496 \pm 0,002$
	$(1,02 \pm 0,02)$	$(1,00 \pm 0,02)$	$(1,038 \pm 0,006)$

— Результаты, полученные в настоящей работе и в работе [1], согласуются между собой, причем значения, полученные для в работе [1], соответствуют R_{\min} , получаемому из данных настоящей работы.

— По результатам работы [1] возможны два характера зависимости $R = f(x)$; первый — отсутствие зависимости (R_1), а второй — рост R с увеличением x , причем в последнем случае также просматривается наличие двух различных возможностей: возрастание R с увеличением x , начиная с $x = 2$ (R_2) и рост R , начиная с $x = 4$ (R_3).

— По данным настоящей работы R растет с ростом x (R_4). Однако характер зависимости R_4 отличается как от R_2 , так и от R_3 т.е. величина R_4 занимает промежуточное положение между R_2 и R_3 . Можно предположить, что R_4 более точно отражает истинное поведение $R = f(x)$.

В связи со сказанным выше нами для исследования свойств событий с ПРЯ в качестве критерия отбора событий было выбрано условие R_4 .

В табл.4.1—4.5 приведены средние значения характеристик для событий, соответствующих условию R_4 (здесь отдельно показаны значения средних характеристик, соответствующих величинам Q_{\min} (верхние) и Q_{\max} (нижние)). Для сравнения в табл.4.1—4.5 в скобках приведены значения отношений средних значений характеристик — $\bar{a}: \bar{a}_{Q \geq Q_{\min}^*} / \bar{a}_{Q \geq 1}$ и $\bar{a}_{Q \geq Q_{\max}^*} / \bar{a}_{Q \geq 1}$; здесь $\bar{a}_{Q \geq Q_{\min}^*}$, $\bar{a}_{Q \geq Q_{\max}^*}$, $\bar{a}_{Q \geq 1}$ — средние значения характеристик для событий с $Q \geq Q_{\min}^*$, $Q \geq Q_{\max}^*$ и $Q \geq 1$ соответственно.

Из данных, приведенных в этих таблицах, видно, что:

— сильные изменения наблюдаются для \bar{n} . Для \bar{n}_p и \bar{Q} результат очевиден (следствие выборки соответствующих событий). Увеличение \bar{n}_+ и \bar{n}_- в событиях с ПРЯ и зависимость этого увеличения от массы ядра-снаряда указывают на большую диссипацию энергии в событиях с ПРЯ. Это подтверждается уменьшением значений \bar{p} и увеличением значений средних углов вылета частиц в событиях с ПРЯ мишени;

— в событиях с ПРЯ мишени средние значения порядков кумулятивности больше, и не зависят от массы ядра-снаряда. Этот результат может служить указанием на то, что диссипация энергии происходит не только за счет каскадного размножения частиц.

4. Заключение

Сформулируем основные выводы настоящей работы.

1. Получено указание на существование граничных значений $Q \rightarrow Q^*$ за которыми происходит смена режима в зависимостях средних характеристик вторичных частиц от Q и переход в область полного развала ядер-мишеней.

2. В событиях с полным развалом ядра-мишени происходит большая диссипация энергии.

3. При полном развале ядер-мишеней средние значения порядков кумулятивности вторичных частиц увеличиваются и не зависят от массы ядра-снаряда. Этот результат может служить указанием на то, что диссипация энергии происходит не только за счет каскадного размножения частиц.

В последующих наших работах эти выводы будут подвергнуты проверке изучением инклюзивных спектров вторичных частиц и корреляционных эффектов в событиях с полным развалом ядер мишеней.

Авторы считают приятным долгом поблагодарить коллектив 2-метровой пропановой пузырьковой камеры за предоставленный экспериментальный материал, а также академика А.М.Балдина за постоянное внимание к работе и за полезные замечания.

Литература

1. Абдинов О.Б. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1996, №1[75]-96, с.51.
2. Ангелов Н.С. и др. — ЯФ, 1977, т.28, вып.5, с.

3. Гагарин Ю.Ф. и др. — Изв. АН СССР, серия физ., 1974, т.38, с.988; Ахоров О. и др. — Препринт ОИЯИ Р1-9963, Дубна, 1976.
4. Ангелов Н. и др. — ЯФ, 1978, т.28, вып.3(9), с.
5. BBCDHSSTU-BW Collabor. — Phys. Lett., 1972, vol.39B, p.371.
6. Akhababian N. et al. — JINR Preprint 1-12114, Dubna, 1979; Angelov N.S. et al. — JINR Preprint 1-12424, Dubna, 1989.