

УДК 539.126.34

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПОЛНОГО РАЗВАЛА ЯДЕР В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ИМПУЛЬСАХ 4,2 А ГэВ/с

*О.Б.Абдинов¹, А.И.Аношин², А.А.Кузнецов, Р.Р.Мехтиеv¹,
М.К.Сулейманов¹, Г.Д.Рзаев¹*

Изучены дифференциальные и интегральные распределения pC-, dC-, HeC-, CC-, dTa-, cTa-взаимодействий при 4,2 ГэВ/с на нуклон по числу идентифицированных протонов и суммарному заряду продуктов реакции. Предложен критерий отбора событий с полным развалом ядра-мишени.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Investigation of Processes of Total Disintegration of Nuclei in Nucleus-Nucleus Collisions with Impulse 4.2 A GeV/c

O.B.Abdinov et al.

The differential and integral distributions of pC-, dC-, HeC-, CC-, dTa- and cTa-interactions with 4.2 GeV/c per nucleon of the number of identified protons and sum charge of the reaction products are studied. The criterion for selection of events with total disintegration of nuclear targets is offered.

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

1. Введение

Полным развалом ядра мы называем испускание столь большой (граничной) доли ядерных нуклонов, при превышении которой начинают проявляться качественно новые, ранее неизвестные явления.

Интерес к процессам полного развала ядер (ПРЯ) при высоких энергиях связан с тем, что они соответствуют случаям максимального возбуждения, когда вскрываются многие степени свободы ядерного вещества, в том числе и ненуклонные. В этих процессах могут проявляться коллективные свойства ядерной материи, кварк-глюонной плазмы, пионного конденсата, характеристики внутриядерных нуклонов и других адронов, а также генерации адронного черенковского излучения (АЧИ) и ядерных ударных волн (ЯУВ), поляризационные эффекты, кристаллизация ядер.

Особый интерес представляет изучение ПРЯ в столкновениях ядер с ядрами. Выявление граничного значения множественности испущенных из ядер нуклонов позволяет

¹Институт физики АН Республики Азербайджан

²НИИЯФ МГУ, Москва

исследовать и сопоставлять свойства событий с ПРЯ и без него. Для того чтобы начать эту работу, необходимо выработать исходный критерий поиска событий с ПРЯ. Последующие исследования могут привести к модификации критерия.

В работах [1]—[3] в качестве критерия для выделения событий ПРЯ использовалось условие

$$N_h \text{ (или } N_p) \geq \frac{2}{3} Z; \quad (1)$$

здесь N_h (или N_p) — число h -частиц в фотоэмульсионных детекторах (число протонов, идентифицированных в пропановой пузырьковой камере), Z — заряд ядра.

Оказалось, что вероятность ($W_{\text{пря}}$) таких событий во взаимодействиях пионов и протонов с ядрами составляет $2 + 3$ и не зависит от энергии налетающих частиц в области больших энергий.

При таком отборе событий с ПРЯ в рассмотрение практически не включались случаи, когда значительному количеству ядерных фрагментов передаются большие импульсы. Для учета этих случаев в работе [3] был введен новый критерий

$$Q \geq \frac{2}{3} Z, \quad (2)$$

где

$$Q = N_+ - N_{\pi^-} + 1, \quad (3)$$

N_+ и N_{π^-} — число положительных частиц и π^- -мезонов соответственно (здесь 1 учитывает то, что в этом эксперименте налетающей частицей был π^- -мезон). В работе [4] приведены результаты исследования процессов взаимодействия π^- -мезонов при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с с нуклонами и ядрами в пропане в зависимости от суммарного заряда Q_{π^-} частиц, испущенных в событии. В этом (также как и в нашем) эксперименте невозможно определить заряд тяжелых фрагментов ядра мишени ($Z_2 > 1$), а заряд фрагментов ядра снаряда ($Z_1 > 1$) не определялся. Все заряженные фрагменты мишени считались протонами, фрагментам ядра снаряда с минимальной ионизацией приписывался заряд 1, а фрагментам с $Z \geq 2$ приписывался заряд, равный 2. В силу указанных особенностей эксперимента величина Q может принимать и значения Q меньше суммарного заряда сталкивающихся частиц. При экспериментальных потерях положительных частиц значения величин Q будут уменьшаться, а при потерях медленных отрицательных частиц увеличиваться (в том числе и в результате захвата медленных π^- -мезонов атомными ядрами). Поэтому в ряде случаев могут наблюдаться события с $Q > Z_1 + Z_2^*$.

*Отметим, что процессы перезарядки нуклонов также приводят к расширению спектров по Q и по N_p . В этих спектрах в области больших N_p заметно влияние процессов перезарядки $n \rightarrow p$; $p \rightarrow n$, которые приводят к расширению спектров N_p .

Использование величины Q позволяет включать в рассмотрение и случаи с быстрыми протонами (с импульсами больше 700 МэВ/с). Поэтому в работе [3] вместо величины N_p использовалась величина Q . В результате значение $W_{\text{пря}}$ возросло от $2,7 \pm 0,2$ до $(7,0 \pm 0,3) \%$.

При изучении процессов ПРЯ в ядро-ядерных взаимодействиях трудно определить ядро, из которого вылетел данный фрагмент. Поэтому необходимо разработать критерий поиска событий с ПРЯ для таких взаимодействий. При этом новые критерии должны автоматически выявлять события с ПРЯ мишени в адрон-ядерных взаимодействиях, выделяемых по критериям (1), (2), что необходимо для сопоставления результатов, полученных в столкновениях обоих типов. Решение этой задачи является целью данной работы.

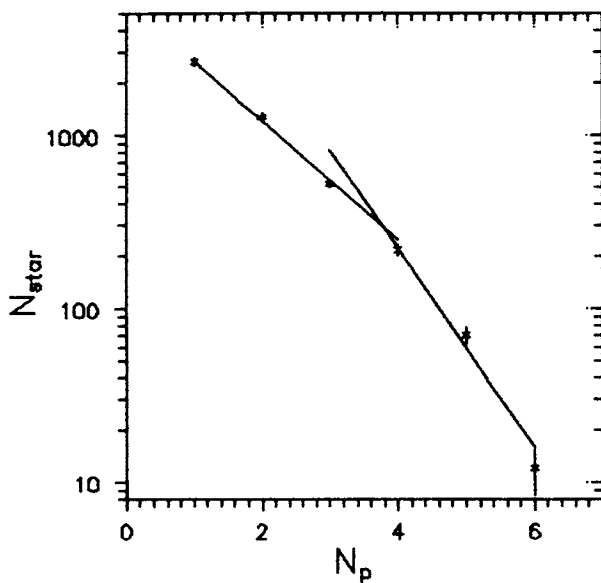
2. Экспериментальные результаты

В работе использованы экспериментальные данные, полученные при облучении 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ релятивистскими ядрами от дубненского синхрофазотрона при импульсе 4,2 А ГэВ/с (методические подробности см. в [5]). Статистика событий приведена в табл.1. Из таблицы видно, что с ядром углерода сталкивались ядра с $A \leq 12$. Почти очевидно, что выявление событий с ПРЯ мишени будет автоматически выявлять события с ПРЯ снаряда.

Для выработки критерия поиска событий с ПРЯ мишени были получены и проанализированы дифференциальные ($W(N_p)$, $W(Q)$) и интегральные ($W(\geq N_p)$, $W(\geq Q)$) распределения вероятностей событий по числу N , и $Q = N_+ - N_-$. Разработку критерия ПРЯ в указанных событиях (табл.1) мы начали с анализа распределения вероятностей

Таблица 1

Тип взаимодействия	Энергия налетающего ядра, ГэВ/нуклон	Количество событий
p—C	4,2	5284
d—C	—"	6735
He—C	—"	4852
C—C	—"	7327
d—Ta	—"	1475
C—Ta	—"	1989

Рис.1. (π^- -C)-взаимодействие

регистрации протонов N_p в π^- -C-взаимодействиях при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с (см. рис.1) на основе данных, опубликованных в [6]. Аппроксимация этого распределения выражением вида $f = A_1 \cdot e^{-A_2 \cdot N_p}$ (здесь A_1 и A_2 — подгоночные параметры) оказалась неудовлетворительной, так как величина $\chi^2/\text{ст. св.}$ составила 7,5. Из условия наилучшей аппроксимации этого распределения функцией f пришлось производить раздельное фитирование в следующих областях по N_p :

$$1 \leq N_p \leq 3 \text{ (I область)} \text{ и } 4 \leq N_p \leq 6 \text{ (II область)}.$$

Результаты приведены в табл.2 и показаны на рис.1 (сплошными линиями). Этот результат может служить указанием наличия, как минимум, двух факторов, определяющих испускание протонов из ядра углерода во взаимодействиях с π^- -мезонами при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с. То есть возможно, что функция фрагментации ядра углерода состоит из суммы двух функций, каждая из которых соответствует разным механизмам испускания протонов. Граничное значение N_p , соответствующее переходу из области I в область II составляет $N_p = 4$ и совпадает со значением, получаемым по критерию (1) (1-й результат).

При выработке критерия ПРЯ в ядро-ядерных столкновениях мы исходили из:

Таблица 2. Результаты аппроксимации данных выражением вида
 $f = A_1 \cdot e^{A_2 \cdot X}$ (A_1 и A_2 — подгоночные параметры, а X — N_p или Q)

Тип взаимодействия		Области по X (N_p или Q)	Параметры		χ^2 /ст. св.
			A_1	A_2	
$\pi^- - C$	N_p	1—3	5900 ± 200	$0,79 \pm 0,02$	2,20
		4—6	42000 ± 18000	$1,3 \pm 0,1$	1,60
$p - C$	N_p	3—5	$1,2 \pm 0,1$	$0,62 \pm 0,03$	0,76
		6—9	140 ± 135	$1,5 \pm 0,2$	0,89
	Q	3—5	$1,2 \pm 0,1$	$0,57 \pm 0,03$	0,13
		6—9	179 ± 131	$1,5 \pm 0,1$	3,22
$d - C$	N_p	3—5	$0,89 \pm 0,09$	$0,45 \pm 0,02$	0,82
		6—10	30 ± 11	$1,07 \pm 0,06$	0,24
	Q	4—6	$1,6 \pm 0,2$	$0,58 \pm 0,03$	2,46
		7—10	1682 ± 1876	$1,6 \pm 0,2$	0,64
$He - C$	N_p	4—7	$0,67 \pm 0,07$	$0,30 \pm 0,02$	0,48
		8—13	144 ± 72	$1,00 \pm 0,06$	0,44
	Q	3—5	$0,47 \pm 0,05$	$0,21 \pm 0,03$	1,28
		6—8	$2,5 \pm 0,7$	$0,50 \pm 0,04$	0,54
		9—11	26 ± 52	$0,9 \pm 0,2$	1,14
$C - C$	N_p	3—10	$0,11 \pm 0,05$	$0,040 \pm 0,007$	0,66
		11—18	52 ± 13	$0,62 \pm 0,02$	3,25
		11—14	$7,8 \pm 3,1$	$0,45 \pm 0,03$	0,31
		15—18	21372 ± 51028	$1,0 \pm 0,2$	0,11
	Q	5—9	$0,12 \pm 0,01$	$0,018 \pm 0,013$	0,49
		10—12	$1,7 \pm 0,6$	$0,29 \pm 0,03$	1,22
		13—16	8900 ± 1300	$1,0 \pm 0,1$	1,56

Таблица 3. $W(\geq N_p)$, %

N_p	$\pi^- - C$	$p - C$	$d - C$	He—C	C—C
1	$46,9 \pm 0,8$	$96,0 \pm 2,0$	$99,0 \pm 2,0$	$99,0 \pm 2,0$	$99,0 \pm 2,0$
2	$20,7 \pm 0,5$	$63,0 \pm 1,0$	$84,0 \pm 2,0$	$94,0 \pm 2,0$	$91,0 \pm 2,0$
3	$8,1 \pm 0,3$	$35,50 \pm 0,9$	$54,0 \pm 1,0$	$82,0 \pm 2,0$	$81,0 \pm 1,0$
4	$3,0 \pm 0,2$	$17,40 \pm 0,6$	$31,1 \pm 0,8$	$61,0 \pm 1,0$	$71,0 \pm 1,0$
5	$0,81 \pm 0,09$	$8,30 \pm 0,4$	$16,1 \pm 0,5$	$42,0 \pm 1,0$	$62,0 \pm 1,0$
6	$0,12 \pm 0,03$	$2,90 \pm 0,2$	$7,2 \pm 0,3$	$26,3 \pm 0,8$	$54,0 \pm 1,0$
7	—	$0,60 \pm 0,1$	$2,5 \pm 0,2$	$15,1 \pm 0,6$	$44,8 \pm 0,9$
8	—	$0,210 \pm 0,06$	$0,8 \pm 0,1$	$7,3 \pm 0,4$	$35,8 \pm 0,8$
9	—	$0,020 \pm 0,02$	$0,19 \pm 0,05$	$2,7 \pm 0,2$	$27,7 \pm 0,7$
10	—	—	$0,04 \pm 0,03$	$0,9 \pm 0,1$	$20,1 \pm 0,6$
11	—	—	—	$0,37 \pm 0,09$	$13,2 \pm 0,5$
12	—	—	—	$0,04 \pm 0,03$	$7,9 \pm 0,3$
13	—	—	—	—	$4,3 \pm 0,2$
14	—	—	—	—	$2,1 \pm 0,2$
15	—	—	—	—	$0,8 \pm 0,1$
16	—	—	—	—	$0,26 \pm 0,06$
17	—	—	—	—	$0,01 \pm 0,01$

- критериев (1) и (2), использование которых позволило выявить качественно новые явления;
- независимости от энергии и массы мишени $W_{\text{пря}} = 2 + 3$ % при отборе событий по критерию (1);
- 1-го результата данной работы.

На рис.2а—е (совместно с данными расчета по модели кварк-глюонных струн (МКГС) [7] и по дубненской версии каскадной модели (КИМ) [8]) приведены распределения $W(N_p)$. Здесь сплошными линиями показаны результаты аппроксимации этих распределений выражениями вида f . В табл.2 приведены значения параметров A_1, A_2 , полученных в результате аппроксимации этих распределений в разных областях по N_p .*

*Во всех рисунках использованы следующие обозначения: * — экспериментальные данные; O — данные расчета по МКГС; ! — данные расчета по КИМ.

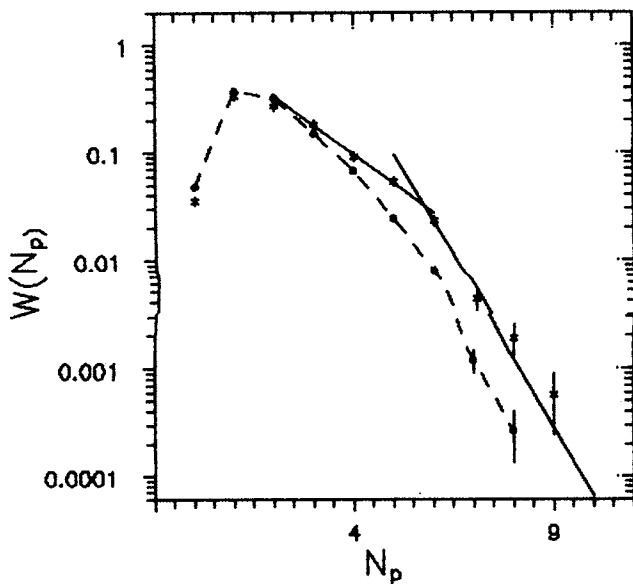


Рис.2а. (p—C)-взаимодействие

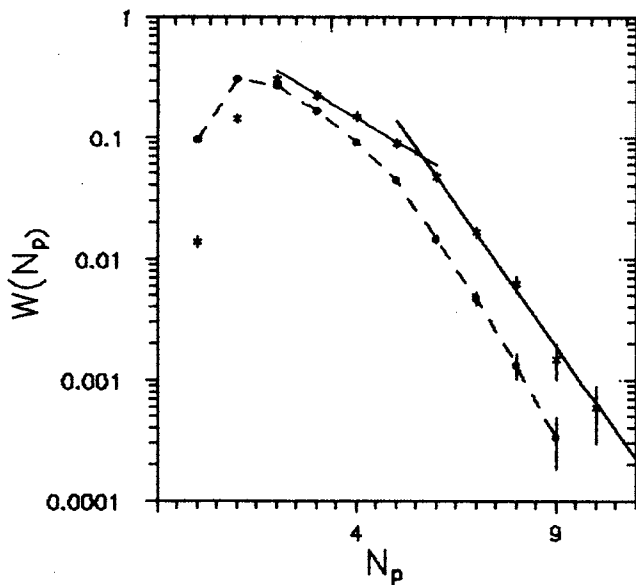


Рис.2б. (d—C)-взаимодействие

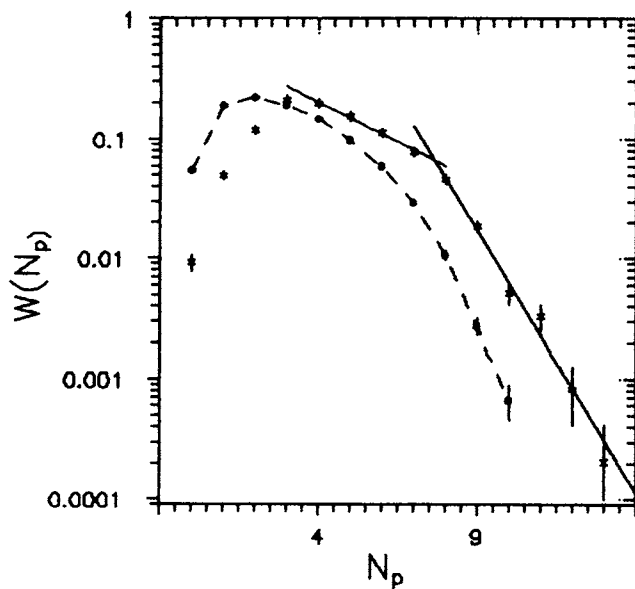


Рис.2в. (He—C)-взаимодействие

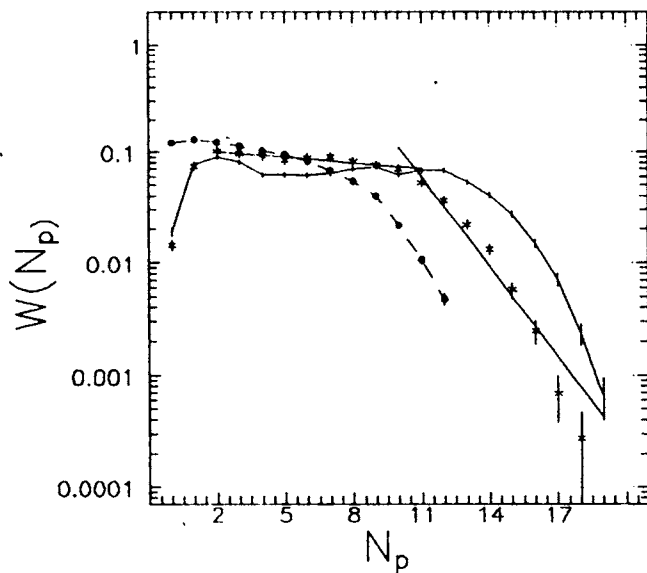


Рис.2г. (C—C)-взаимодействие

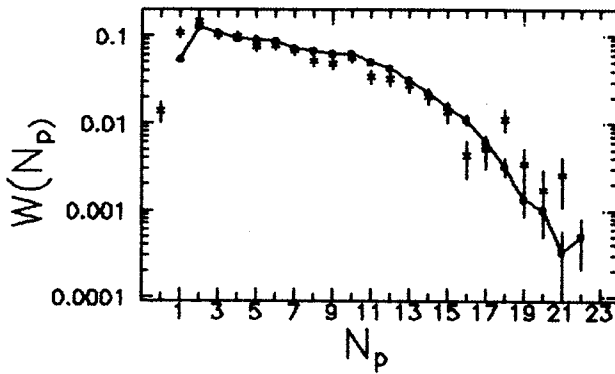


Рис.2д. (d—Ta)-взаимодействие

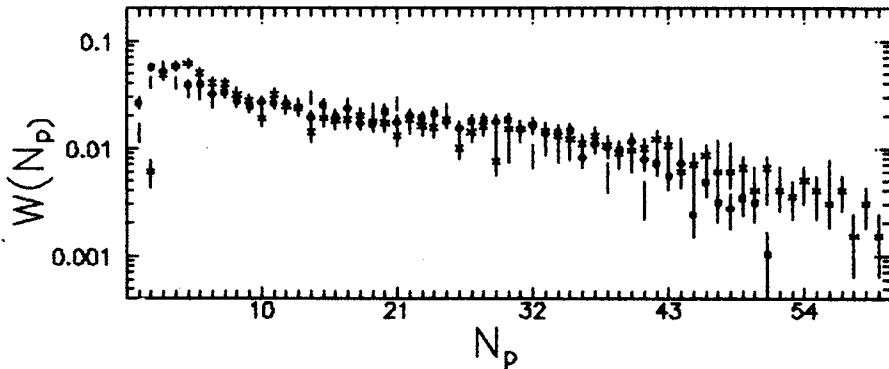


Рис.2е. (C—Ta)-взаимодействие

Видно, что:

- 1) в случае dTa- и сТа-взаимодействий МКГС и КИМ в пределах ошибок удовлетворительно описывают экспериментальные данные (2-й результат);
- 2) в случаях же взаимодействий с углеродом обе модели не дают удовлетворительного описания, особенно в области больших N_p (3-й результат);
- 3) в экспериментальных распределениях в случае взаимодействий на углероде наблюдаются несколько областей экспоненциального спада $W(N_p)$ (граничные значения N_p этих областей приведены в табл.1) — 4-й результат;
- 4) при взаимодействиях пионов, протонов и ядер с ядрами углерода «хвосты» распределений вероятностей событий по N_p проявляют подобие, начиная с $N_p = 3$ (в π^-C^-), $N_p = 5$ (в pC^-), $N_p = 6$ (в dC^-), $N_p = 8$ (в HeC^-), $N_p = 11$ (в CC^- -взаимодействиях) — 5-й результат.

Таблица 4. $W(> N_p, (\geq Q))$, %

	d—Та		С—Та	
	$W(> N_p)$	$W(\geq W)$	$W(> N_p)$	$W(\geq Q)$
1	99,9 ± 4,0	98,0 ± 4,0	100,0 ± 3,0	100,0 ± 3,0
2	88,0 ± 4,0	86,0 ± 4,0	99,0 ± 3,0	99,0 ± 3,0
3	73,0 ± 3,0	72,0 ± 3,0	95,0 ± 3,0	94,0 ± 3,0
4	63,0 ± 3,0	60,0 ± 3,0	89,0 ± 3,0	88,0 ± 3,0
5	54,0 ± 3,0	51,0 ± 3,0	83,0 ± 3,0	81,0 ± 3,0
6	46,0 ± 2,0	43,0 ± 2,0	78,0 ± 3,0	74,0 ± 3,0
7	38,0 ± 3,0	35,0 ± 2,0	74,0 ± 3,0	69,0 ± 2,0
8	31,0 ± 2,0	28,0 ± 2,0	70,0 ± 2,0	65,0 ± 2,0
9	25,0 ± 2,0	23,0 ± 2,0	66,0 ± 2,0	61,0 ± 2,0
10	21,0 ± 1,0	17,0 ± 1,0	64,0 ± 2,0	58,0 ± 2,0
11	16,0 ± 1,0	13,0 ± 1,0	62,0 ± 2,0	55,0 ± 2,0
12	12,0 ± 1,0	8,9 ± 0,9	59,0 ± 2,0	52,0 ± 2,0
13	9,0 ± 0,9	6,3 ± 0,8	56,0 ± 2,0	48,0 ± 2,0
14	6,3 ± 0,8	4,4 ± 0,6	54,0 ± 2,0	46,0 ± 2,0
15	4,3 ± 0,6	3,2 ± 0,5	52,0 ± 2,0	43,0 ± 2,0
16	2,9 ± 0,5	2,5 ± 0,5	50,0 ± 2,0	41,0 ± 2,0
17	2,5 ± 0,5	1,7 ± 0,4	49,0 ± 2,0	38,0 ± 2,0
18	2,0 ± 0,4	1,2 ± 0,3	47,0 ± 2,0	36,0 ± 2,0
19	0,9 ± 0,3	1,1 ± 0,3	45,0 ± 2,0	34,0 ± 2,0
20	0,5 ± 0,2	1,1 ± 0,3	43,0 ± 2,0	33,0 ± 1,0
21	0,3 ± 0,2	1,0 ± 0,3	41,0 ± 2,0	30,0 ± 1,0
22	0,09 ± 0,09	0,9 ± 0,3	40,0 ± 2,0	29,0 ± 1,0
25	—	—	35,0 ± 2,0	24,0 ± 1,0
30	—	—	28,0 ± 1,0	16,0 ± 1,0
40	—	—	15,3 ± 0,9	4,6 ± 0,5
60	—	—	3,2 ± 0,4	0,10 ± 0,07
70	—	—	1,7 ± 0,3	0,10 ± 0,07
100	—	—	0,4 ± 0,1	0,10 ± 0,07

Таблица 5. $W(\geq Q)$, %

N_p	$\pi^- - C$	$p - C$	$d - C$	He - C	C - C
1	—	100,0 ± 2,0	99,0 ± 2,0	1,0 ± 2,0	99,9 ± 2,0
2	—	71,0 ± 2,0	84,0 ± 2,0	98,0 ± 2,0	99,2 ± 2,0
3	—	43,0 ± 1,0	56,0 ± 1,0	88,0 ± 2,0	94,0 ± 2,0
4	7,0 ± 0,3	22,3 ± 0,7	32,3 ± 0,8	63,0 ± 1,0	85,0 ± 1,0
5	—	10,3 ± 0,5	16,9 ± 0,5	42,0 ± 1,0	75,0 ± 1,0
6	—	3,7 ± 0,3	7,4 ± 0,3	25,8 ± 0,8	64,0 ± 1,0
7	—	1,1 ± 0,1	2,8 ± 0,2	13,4 ± 0,6	54,0 ± 1,0
8	—	0,08 ± 0,04	0,58 ± 0,09	5,4 ± 0,4	43,7 ± 0,9
9	—	—	0,22 ± 0,06	0,9 ± 0,2	33,1 ± 0,8
10	—	—	0,09 ± 0,04	0,35 ± 0,09	23,1 ± 0,6
11	—	—	—	0,02 ± 0,02	14,1 ± 0,5
12	—	—	—	—	7,0 ± 0,3
13	—	—	—	—	2,1 ± 0,2
14	—	—	—	—	0,8 ± 0,1
15	—	—	—	—	0,16 ± 0,05
16	—	—	—	—	0,04 ± 0,02

Из распределений $W(\geq N_p)$, приведенных в табл.3 и 4 (столбцы 2 и 4), видно, что выполняется приближенное равенство $W_{pc}(\geq N_p) = (N_p + 1) W_{\pi^-c}(\geq N_p)$ (6-й результат). По данным работы [6] мы обнаружили, что $W_{\pi^-c}(N_p) = (a - bN_p) (CW_{\pi^-c}(N_p = 1))$ (7-й результат), где $a = 0,62$, $b = 0,058$, $C = 1/(a - b)$, $W_{\pi^-c}(N_p = 1) = 0,262 \pm 0,006$, последняя величина совпадает с вероятностью $0,256 \pm 0,004$ наблюдения протона в π^-p -взаимодействиях при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с [6].

Распределения $W(Q)$ приведены на рис.3а—е, а по $W(\geq Q)$ в табл.4 (столбцы 3 и 5) и 5. Видно, что:

1) в случае (d-Ta)- и (C-Ta)-взаимодействий МКГС и КИМ в пределах ошибок удовлетворительно описывают экспериментальные данные (8-й результат);

2) в случаях же взаимодействий с углеродом обе модели не дают удовлетворительного описания, особенно в области больших Q (9-й результат);

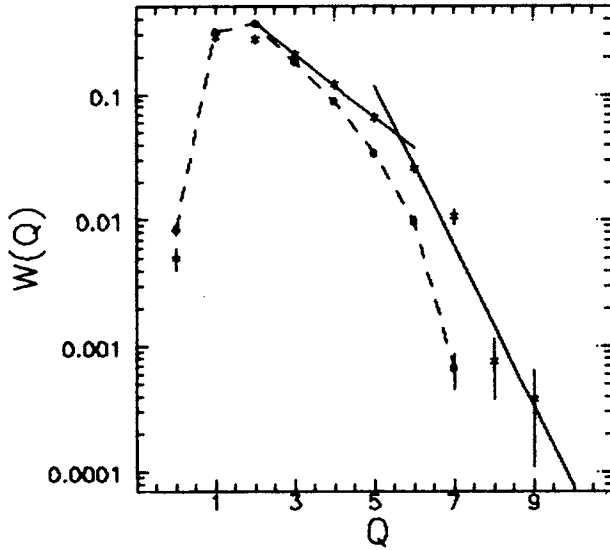


Рис. 3а. (p—C)-взаимодействие

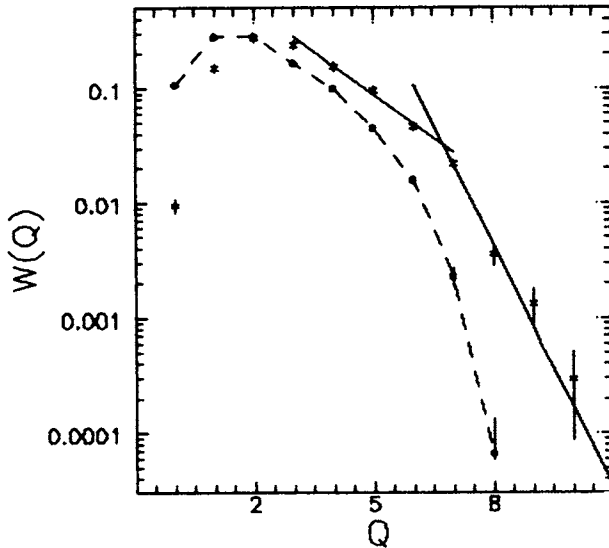


Рис.3б. (d—C)-взаимодействие

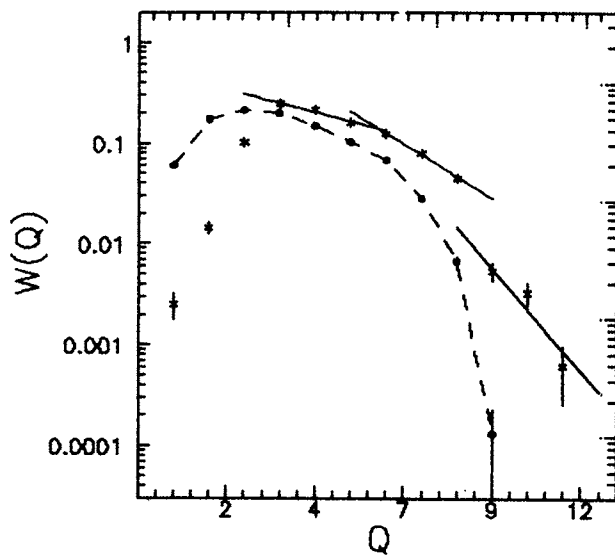


Рис. 3в. (He—C)-взаимодействие

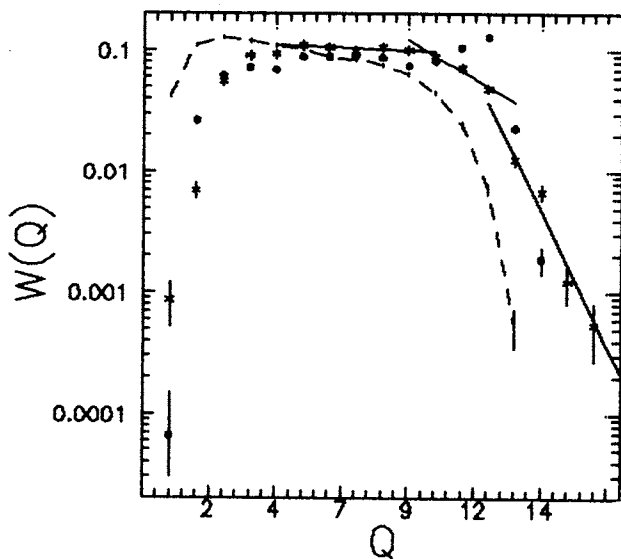


Рис.3г. (C—C)-взаимодействие

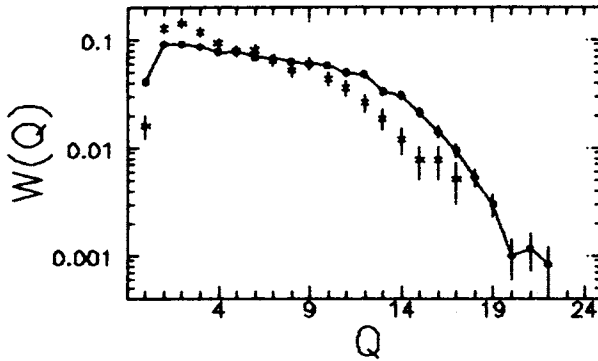


Рис.3д. (d—Ta)-взаимодействие

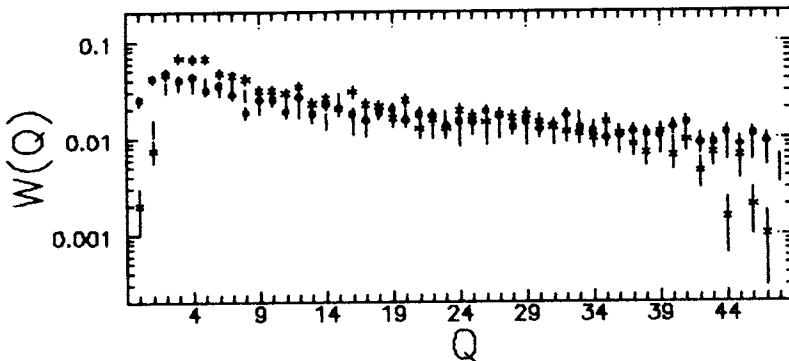


Рис. 3е. (С—Та)-взаимодействие

3) в экспериментальных распределениях в случае взаимодействий на углероде наблюдаются изменения параметров экспоненциального спада (смена режима) при значениях в областях, указанных в табл.2 (10-й результат);

4) значения $W(\geq Q)$ в районах изломов по величине близки к значению вероятности ПРЯ в (π^- -C)-взаимодействиях, отобранных по критерию (2) (см. табл.6, 11-й результат);

5) при взаимодействиях пионов, протонов и ядер с ядрами углерода «хвосты» распределений вероятностей событий по Q проявляют подобие, начиная с $Q=4$ (в pC-), $Q=3$ (в dC-), $Q=6$ (в HeC-), $Q=9$ (в CC-взаимодействиях) 12-й результат.

Для сравнения дифференциальных распределений была введена величина $R = W(N_p) / W(Q)$. На рис.4а—е приведены значения величины R в зависимости от N_p (или Q в точках $N_p = Q$). Видно, что:

1) в случае (d-Ta)- и (C-Ta)-взаимодействий при всех доступных значениях N_p (или Q) величина $R \simeq 1$ (13-й результат);

2) в случае же взаимодействия на углероде данные по величине $R \neq 1$ (14-й результат).

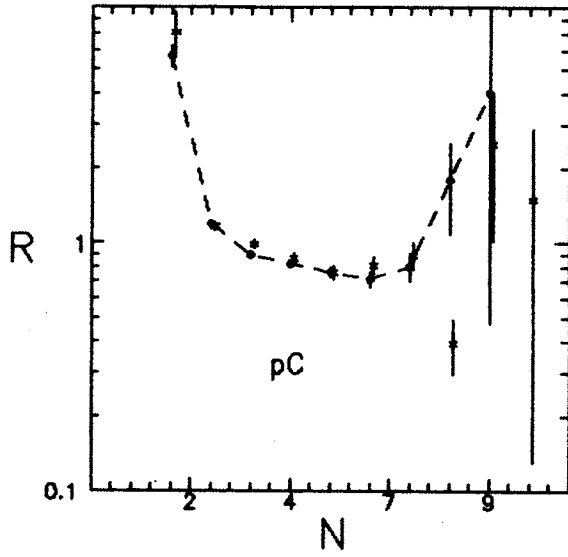


Рис.4а

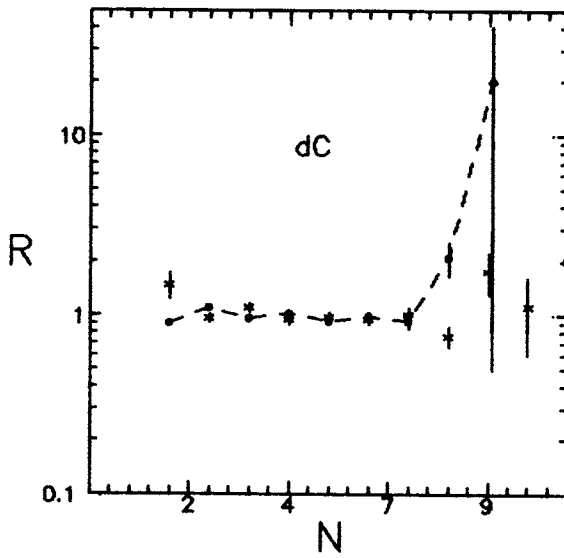


Рис.4б

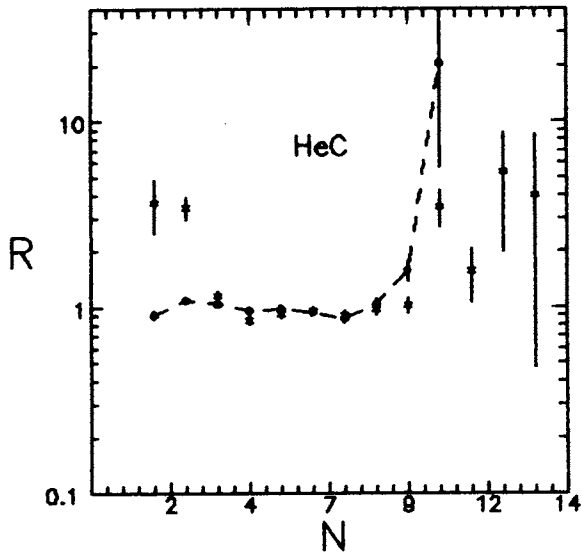


Рис.4в

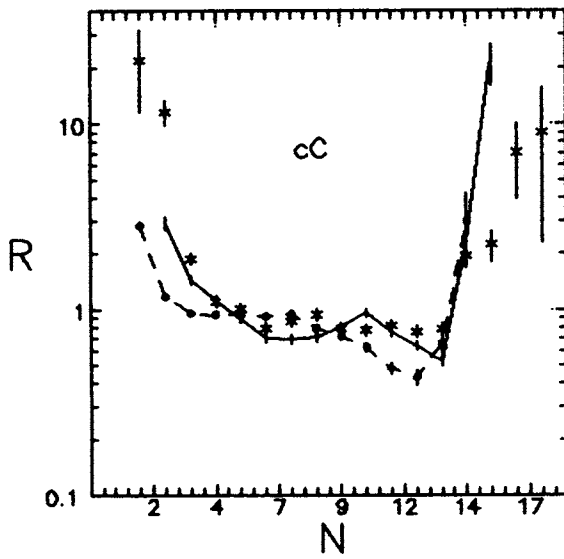


Рис.4г

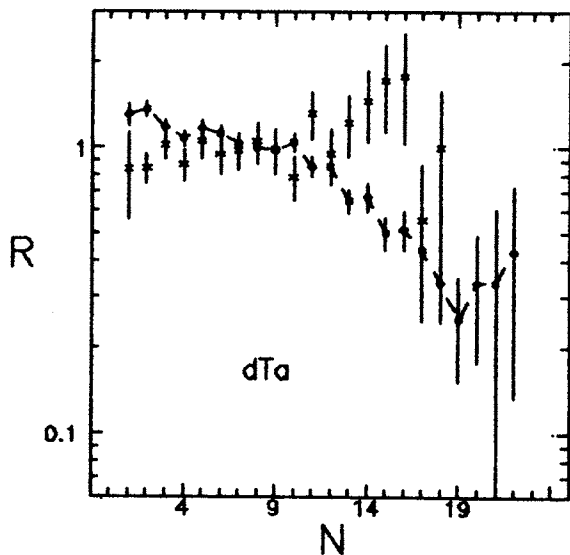


Рис.4д

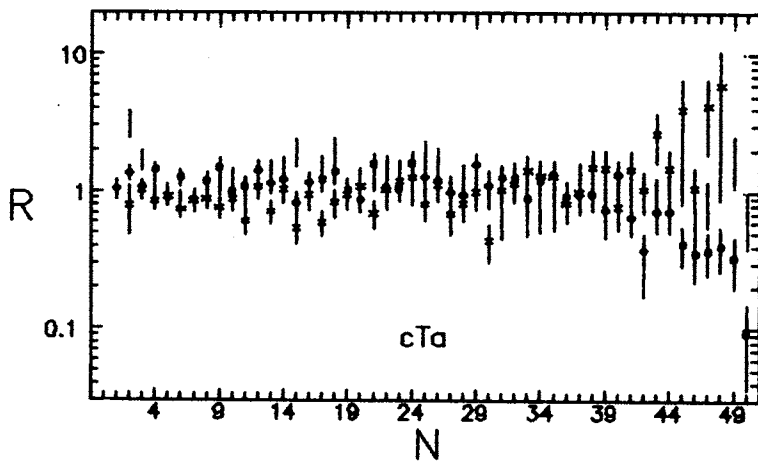


Рис.4е

Таблица 6

Тип взаимодействий	Импульс снаряда, ГэВ/с или ГэВ/с на нуклон	Q^*	$W(^*)$, %
$\pi^- - C$	40,0	4	$7,0 \pm 0,3$
$p - C$	4,2	5	$10,3 \pm 0,5$
$d - C$	— " —	6	$7,4 \pm 0,3$
$He - C$	— " —	8	$5,4 \pm 0,4$
$C - C$	— " —	12	$7,0 \pm 0,3$

3. Обсуждение экспериментальных результатов

Экспериментальные результаты, полученные в настоящей работе по взаимодействиям ядер d и C с ядрами (результаты 2, 8, 13) указывают на то, что при статистическом материале, на котором выполнена данная работа, не проявляются случаи, соответствующие ПРЯ, определенной нами в начале статьи. В основном мы видим фрагменты как результат сильного торможения легкого ядра снаряда в тяжелом ядре Ta и каскадного размножения. Необходимо дальнейшее увеличение статистического материала по $(d-Ta)$ - и $(C-Ta)$ -взаимодействиям с целью более надежного определения вероятности фрагментации тяжелого ядра Ta на быстрые фрагменты. При взаимодействиях релятивистских ядер с ядрами углерода наблюдение в спектрах $W(N_p)$ и $W(Q)$ нескольких параметров в экспоненциальной части f (двух смен режима) — по результатам 4 и 10 — мы связываем с тем, что:

1) $W \simeq b_1 W_1 + b_2 W_2$ (здесь W_1 и W_2 функции распределения вероятностей событий по числу фрагментов снаряда и мишени соответственно, b_1 и b_2 — коэффициенты, учитывающие вес каждой из функций), $W_1 \neq W_2$, что и является причиной первого излома.

2) $W_2 \simeq W_{\pi^-C}$ т.е. вторая смена параметра в экспоненте для f является отражением смены того же параметра, наблюдаемой в (π^-C) -взаимодействиях (результат 1).

Последний вывод также подтверждается и результатами 5, 13 о совпадении «хвостов» распределений $W(N_p)$ и $W(Q)$ при разных ядрах снарядов. Причиной этого является то, что во всех случаях мы видим одну и ту же функцию — функцию фрагментации ядра углерода. На это же указывает и результат 12 — совпадения значений вероятностей в областях смены режима со значениями вероятностей ПРЯ углерода, полученного в (π^-C) -взаимодействиях по критерию (2).

В заключение сформулируем основные выводы работы.

1. В случае взаимодействия протонов, ядер d , He и C с ядрами углерода при импульсах 4,2 А ГэВ/с для выделения случаев, соответствующих ПРЯ углерода, необходимо использовать в качестве критерия отбора событий условие

$$Q > Q^*, \quad (4)$$

где Q^* — значения Q при последней смене режимов в распределениях вероятностей событий по Q .

2. При использовании в качестве критерия условия (4) оказывается, что вероятность ПРЯ углерода не зависит от энергии и массы ядра снаряда.

Литература

1. Гагарин Ю.Ф. и др. — Изв. АН СССР, серия физ., 1974, 38, с.988.
2. Ахроров О. и др. — Препринт P1-9963, ОИЯИ, Дубна, 1976.
3. Ангелов Н. и др. — ЯФ, т.28, вып.3(9), 1978.
4. Ангелов Н.С. и др. — ЯФ, т.28, вып.5, 1977.
5. Akhababian N. et al. — JINR Preprint 1-12114, Dubna, 1979; Angelov N.S. et al. — JINR Preprint 1-12424, Dubna, 1989.
6. Ангелов Н.С. и др. — ЯФ, 1979, т.30, вып.2(8).
7. Амелин Н.С., Бравина Л.В. — ЯФ, 1990, 51, с.211; Амелин Н.С. и др. — ЯФ, 1990, 52, с.272.
8. Гудима К.К., Тонеев В.В. — ОИЯИ, P2-10431, Дубна, 1977; ЯФ, 1978, 27, с.658.