

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФРАГМЕНТАЦИИ
ЯДРА-СНАРЯДА И ИХ ВЛИЯНИЕ НА МНОЖЕСТВЕННОЕ
РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ $\sqrt{s_{NN}} \approx 3.1$ ГэВ НА ОДИН НУКЛОН**

P. Tогоо

E-mails: togoo@arvis.ac.mn, togoo@sunhe.jinr.ru & togoo@cv.jinr.ru

Работа посвящена на памяти моих учителей
Н. Далхажавы и Н. Соднома

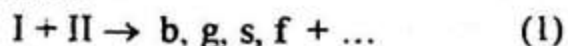
Резюме: На основе масштабной переменной изучается универсальный характер рождения спектаторных фрагментов в ядро-ядерных столкновениях. Установлено, что нормированные на величину $A_1^{2/3}$ средние множественности спектаторных фрагментов, средние значения по суммарному заряду, уносимому ими на один фрагмент и также по взаимодействующим нуклонам, оказываются постоянными в их зависимости от A_1 и в условии присутствия фрагмента с зарядом Z_1^{ch} в индивидуальном событии выполняется соблюдение принципа факторизации сечений спектаторных фрагментов. Наблюдается зарядовая корреляция между многозарядными фрагментами и ядром мишени. Фрагментация ядра мишени слабо зависит от A_1 . При условии "центральности" взаимодействия зависимость числа событий с полным разрушением первичного ядра от заряда Z_1 имеет экспоненциальную закономерность. Более 80 % неупругих ядро-ядерных взаимодействий происходят как протон-ядерные (т.е. протон-протонные) вследствие с независимостями от сорта сталкивающихся ядер.

Ядерная фрагментация была открыта в предвоенные годы в опытах с космическими лучами (И.И. Гуревич и др. и Э. Шоппер), которая представлялась удивительным явлением, когда при соударении очень высокоэнергетических частиц с мишенью (ядром Ag и Вг в фотоэмульсии) вылетают относительно медленные легкие ядра в лабораторной системе. Эти медленные легкие ядра обладают одиноковой природой аналогично падающих "спектаторных" ядер в антилабораторной системе. Фрагментация спектаторных ядер является важной составляющей сложного процесса адрон- и ядро-ядерного

взаимодействия при высоких и сверхвысоких энергиях, т.е. знание фрагментационных характеристик релятивистских ядер необходимо также при решении многих задач ядерной физики, астрофизики, радиационной физики и техники-технологии. Например, для вклада к полной информации о механизме ядроядерных столкновений у всех экспериментальных работающих установок на SPS и RHIC ускорителях и спланированных в будущих экспериментах для LHC ускорителя, имеются нулевоградусные детекторы (ZDC - Zero Degree Calorimeter), которые были предназначены поглощению уносимой энергии фрагментов от первичных ядер.

В данной работе обобщается экспериментальный анализ по характеристикам фрагментации первичного ядра, участвовавшего во взаимодействии с ядрами мишени при $\sqrt{s_{NN}} \approx 3.1$ ГэВ на один нуклон (т.е. $P_0 \approx 4$ А ГэВ/с) [1-4].

Измерения сечений выхода различных осколков и их физических характеристик дают нам непосредственную информацию о вероятностях образования и волновых функциях нуклонных ассоциаций внутри ядра. Когда отсутствуют какие-либо пороговые эффекты при регистрации фрагментационных продуктов, тогда необходимо и достаточно изучаются явления фрагментации при минимально возможных передачах энергии-импульса ядру. Для дальнейшего анализа без какой-либо дискриминации по числу заряженных частиц были отобраны взаимодействия следующего типа:



где I- первичный снаряд (p, He, C, O, Si, S), II- ядро мишени фотоэмульсии (лёгкие C, N, O и тяжёлые Ag, Br) и b-, g-, s- и f- чёрные, серые, релятивистские адроны и фрагменты ядра I.

Методики проведения экспериментов и обработки их информации, полученной с помощью эмульсионной и двухметровой пропановой пузырьковой камер, были подробно описаны в многочисленных работах [5-7]. Статистики неупругих взаимодействий первичных ядер углерода при $p_0=4,2$ А ГэВ/с составляют 39465 событий на пропане (C₃H₈) и 2420-на ядре тантала и протонов, ядер гелия, углерода, кислорода, кремния и серы с ядрами фотоэмульсии при $p_0= 4,1$ А ГэВ/с представляют в табл.1. В табл.2 изложены средние характеристики взаимодействий вышеназванных первичных ядер с лёгкими и тяжёлыми ядрами в составе фотоэмульсии.

Важной характеристикой ядро-ядерного соударения является число нуклонов ядра-снаряда, участвующих во взаимодействии с мишенью-в. Оценка его среднего значения определена из соотношения:

$$\langle v \rangle = A_1 - \frac{A_1}{Z_1} Q$$

где A_1 , Z_1 - массовое число и порядковый номер ядра-снаряда, $Q = \sum Z_f$ - суммарный заряд спекторных фрагментов снаряда /f-частиц/ в акте взаимодействия.

Табл.1 Средние характеристики для (p,He,C,O,Si,S) Em-взаимодействий при 4.1 ГэВ/с

Характеристики	Тип взаимодействия					
	pEm	HeEm	CEm	OEm	SiEm	SEm
$N_{\text{об}}$	2576	977	1931	2823	1322	1318
$\langle n_f \rangle$		0.68±0.03	2.03±0.05	2.69±0.06	4.01±0.12	4.48±0.14
$\langle Z_f \rangle$		1.10±0.04	1.63±0.03	1.79±0.03	2.23±0.05	2.49±0.05
$\langle Q \rangle$		1.16±0.05	1.85±0.05	2.16±0.05	2.93±0.11	3.55±0.14
$\langle v \rangle$	1.00	2.5±0.1	5.4±0.1	6.3±0.1	10.1±0.3	9.7±0.3
$\langle Z_{\text{об}} \rangle$	0.24±0.01	0.25±0.01	0.27±0.01	0.25±0.01	0.26±0.01	0.25±0.01

Табл.2 Средние характеристики взаимодействий протонов, ядер гелия, углерода, кислорода, кремния и серы с лёгкими (C,N,O) и тяжёлыми ядрами (Ag, Br) фотозмультсии

Характеристика	Ядра мишени	Тип первичного снаряда					
		p	He	C	O	Si	S
$N_{\text{об}}$	1-C,N,O 2- Ag Br	481 2095	172 805	317 1614	472 2351	213 1109	235 1083
$\langle n_f \rangle$	1 2	0.94±0.05 0.65±0.03	2.47±0.08 1.98±0.05	3.06±0.08 2.65±0.06	4.37±0.18 3.98±0.12	4.65±0.19 4.46±0.14	
$\langle Z_f \rangle$	1 2	- -	1.10±0.05 1.10±0.04	1.76±0.04 1.60±0.03	2.00±0.04 1.75±0.03	2.50±0.07 2.17±0.05	2.89±0.08 2.40±0.05
$\langle Q \rangle$	1 2	- -	1.12±0.06 1.12±0.05	2.12±0.08 1.82±0.05	2.60±0.08 2.12±0.05	3.50±0.17 2.87±0.11	4.40±0.21 3.45±0.14
$\langle v \rangle$	1 2		1.9±0.1 2.6±0.1	3.3±0.1 5.6±0.1	3.7±0.1 6.6±0.1	6.2±0.2 10.5±0.3	5.1±0.2 10.2±0.3
$\langle Z_{\text{об}} \rangle$	1 2		0.35±0.01 0.25±0.01	0.26±0.01 0.27±0.01	0.32±0.01 0.28±0.01	0.31±0.01 0.26±0.01	0.33±0.01 0.28±0.01

Средние числа провзаимодействовавших нуклонов ядра снаряда для всех неупругих взаимодействий представлены в табл.1 и 2 и они возрастают с увеличением A_1 , такие же возрастающие закономерности сохраняются в средних значениях множественностей спектаторных фрагментов ($\langle n_p \rangle$), их зарядов ($\langle Z_p \rangle$) и суммарных уносимых на один фрагмент зарядов ($\langle Q \rangle$). Также эта закономерность сохраняется во взаимодействиях первичных объектов с лёгкими и тяжёлыми ядрами.

Во всех экспериментах не могут быть измерены параметры соударения, поэтому для устранения этой трудности учёные предлагают разные величины, которые косвенно отражают качество параметра соударения, т.е. в данной работе применяется автором [9] масштабная переменная Z_{ch} , определяемая отношением $Z_{ch} = N_{ch} / N_{ch-max}$, где N_{ch-max} - максимальное значение вторичных заряженных частиц в каждой реакции. На рис.1 представляют собой отнормированные распределения по величине Z_{ch} . Поведение распределений по Z_{ch} не изменяется в рост атомного веса первичного объекта и средние значения масштабной переменной ($\langle Z_{ch} \rangle$) не зависят от A_1 и также от типа ядра мишени и оказываются постоянными. Форма Z_{ch} -распределения описывается универсальным характером в (p,He,C,O,Si,S) Ем-взаимодействиях

Изучается зависимость измеренных к настоящему времени неупругих сечений ядер от атомного веса ядра снаряда и ядра мишени. Ядра-снаряда меняются в диапазоне от протона до железа, а ядра-мишени- от дейтерия до урана. При первичных импульсах на нуклон заключены в интервале /1÷5/ ГэВ/с экспериментальные данные аппроксимировались зависимостью [10,11]

$$\sigma_{in} = \pi R_0^2 [A_I^{1/3} + A_{II}^{1/3} - \beta(A_I^{-1/3} + A_{II}^{-1/3})]^2$$

согласно которой величина параметра перекрытия β зависит от атомных весов сталкивающихся ядер ($\beta=0,85 \pm 0,03$ при $\chi^2/\nu=2,5$), здесь A_{II} - массовое число ядра-мишени и R_0 -свободный параметр ($R_0=1,32 \pm 0,01$ / Фм). Используя зависимость вида $\sigma \sim A_1^{2/3}$ не трудно изучаются отнормированные зависимости следующих средних значений ($\langle n_p \rangle \cdot A_1^{-2/3}$, $\langle Q \rangle \cdot A_1^{-2/3}$ и $\langle v \rangle \cdot A_1^{-2/3}$) от A_1 , которые оказываются константой во взаимодействиях первичного ядра с ядрами фотоэмульсии (открытые круги), лёгкими (точечно-

пунктирная кривая) и тяжёлыми ядрами (сплошная кривая), где они показаны на рис.2.

Средние множественности для спектаторных фрагментов с зарядом $Z_f=1$ и $Z_f=2$ возрастают с увеличением Z_1 , для многозарядные фрагменты их средние множественности почти не зависят от Z_1 (см. рис.3). Отсюда истекает природа факторизации фрагментов ядра-снаряда, т.е. соотношения их между числами с разными зарядами и массами не зависят от ядра-мишени [12-14]. Процесс факторизации является их независимым испусканием. С другой стороны имеется взрывподобный процесс, когда фрагменты возникают практически одновременно. Из табл. 3÷5 видно, что средние множественности спектаторных фрагментов с разным зарядом в условиях присутствия спектаторного фрагмента с $Z_f^{cut}=0$ в каждом событии оказываются переменной, которые зависят от типа ядра-мишени (где подчёркивающие цифры в этих таблицах).

Если в событии $Z_f^{cut} \neq 0$, тогда экспериментальные данные подтверждают механизм факторизационного характера спектаторных фрагментов. Значения обрезания Z_f^{cut} зависят от массового числа налетающего ядра, иными словами для лёгкого первичного ядра (He и C) значение Z_f^{cut} выбрано $Z_f^{cut}=2$ и для более тяжёлого (от ^{16}O до ^{32}S) - $Z_f^{cut}=3$. В табл. 6 представлены средние множественности спектаторных фрагментов в (He,C,O,Si,S)Em-соударениях с разными 4 значениями по Z_{ch} при различных значениях Z_f^{cut} . При $Z_{ch} > 0.65$ и $Z_f^{cut}=0$ средние значения f-частиц с $Z_f=0$ и 1 дают нам разные величины, т.е. для взаимодействия центрального типа испускают разные числа спектаторных фрагментов в лёгких и тяжёлых ядрах мишени. В периферических ($Z_{ch} < 0.15$) и полупериферийных ($Z_{ch}=0.25\div 0.55$) взаимодействиях сечения рождения фрагментов согласуются с данными [12-14].

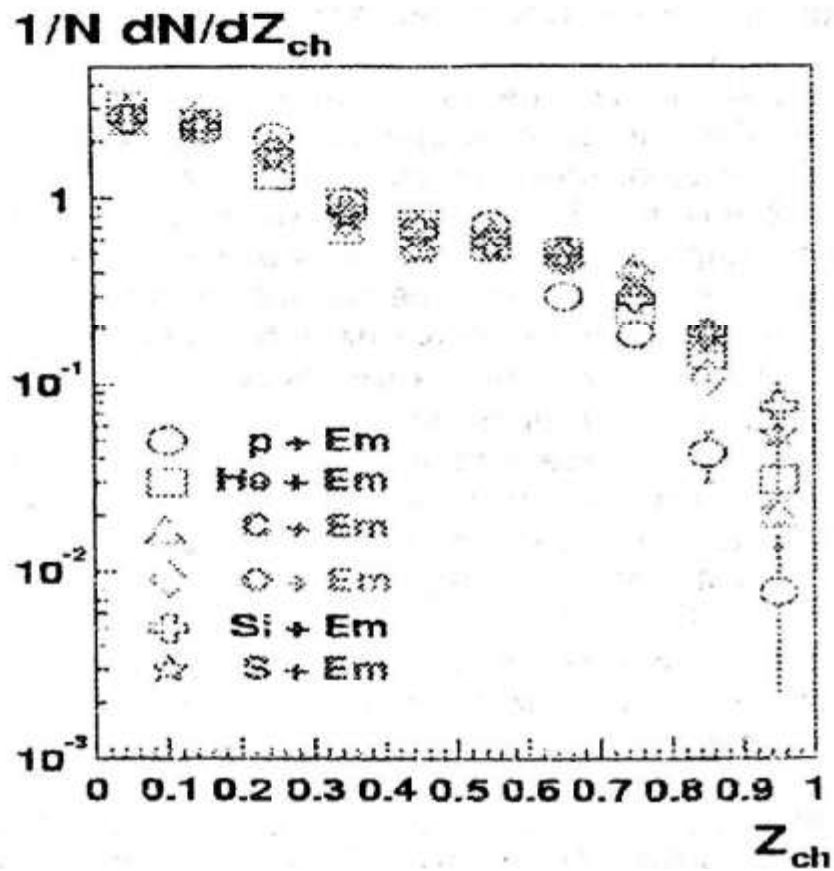


Рис.1. Нормированные распределения по величине масштабной переменной Z_{ch} . Обозначения также как на рис.1.

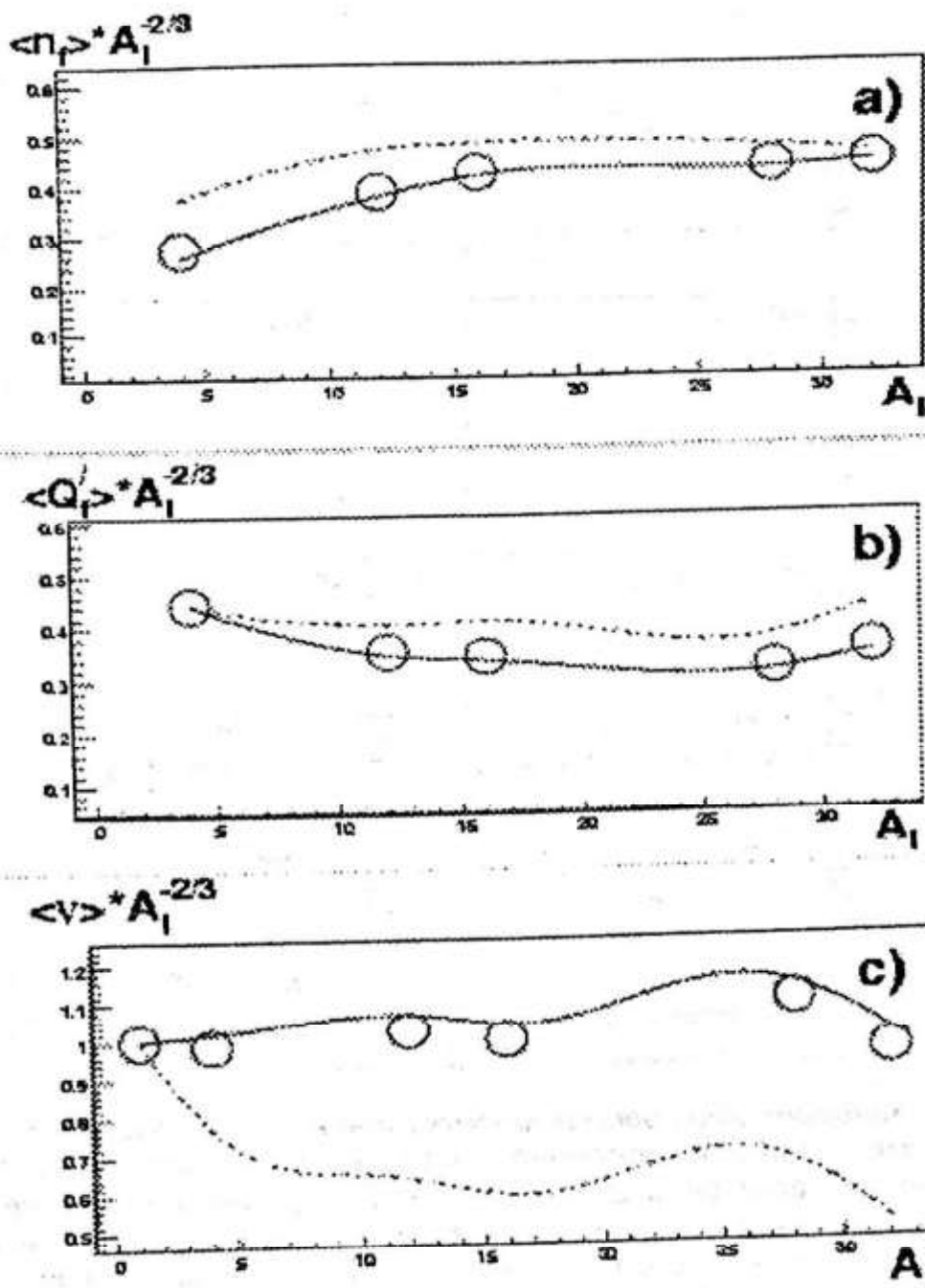


Рис.2. Зависимости нормированных на $A_1^{-2/3}$ средних величин множественностей (а), их суммарного заряда на один фрагмент (б) и взаимодействующих нуклонов (с) от атомного веса первичного ядра A_1 спектаторных фрагментов.

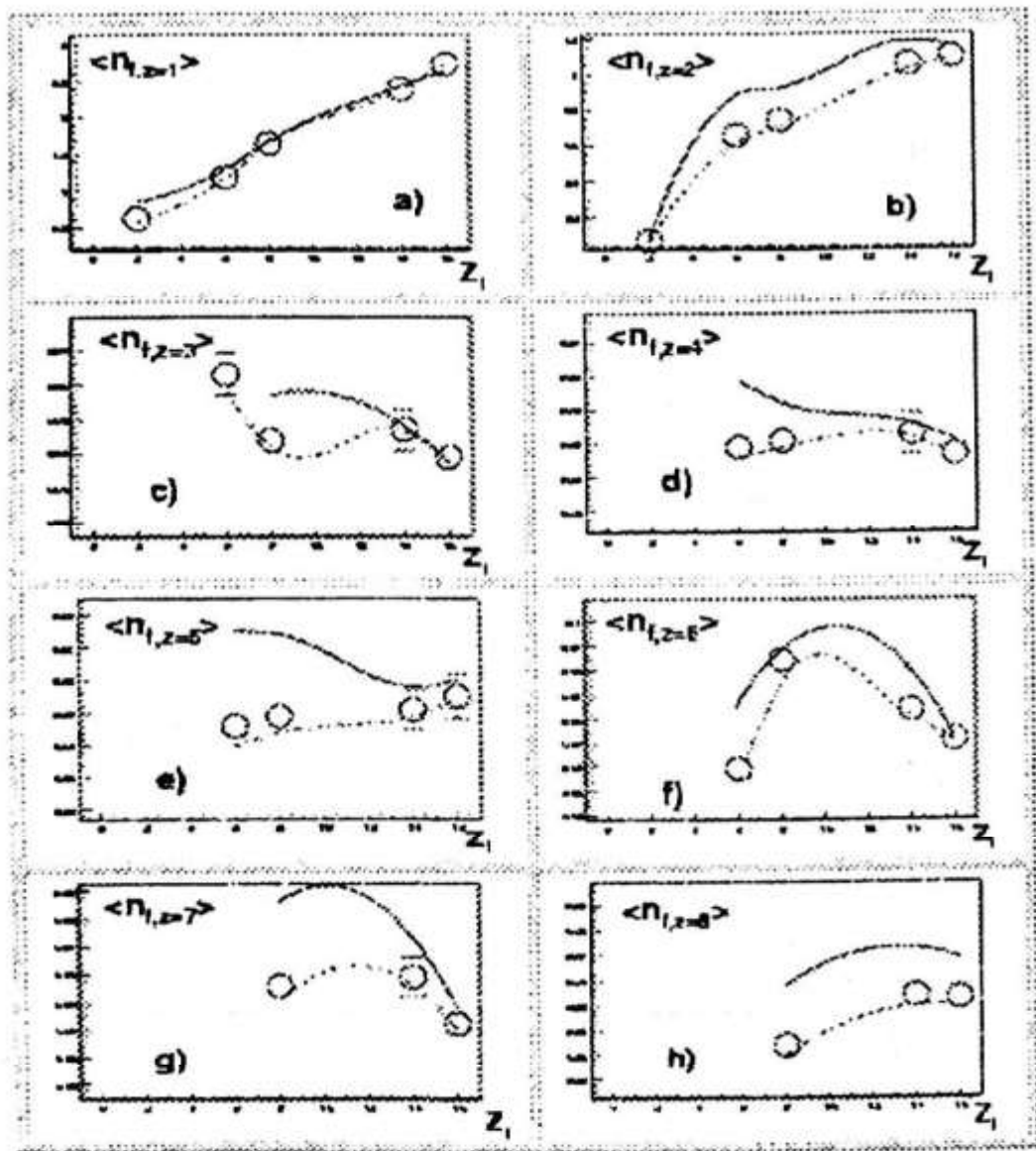


Рис.3. Зависимости средних множественностей спекторного фрагмента при определённом значении его заряда от заряда первичного ядра Z_1 . Здесь сплошная и пунктирная кривые соответствуют зависимостям экспериментальных данных для взаимодействий первичного ядра тяжёлыми и лёгкими ядрами мишени (C,N,O и Ag, Br).

Табл.3 Средние множественности спектаторных фрагментов в HeEm-соударениях при различном числе фрагмента с $Z_f \geq 2$

Характеристики		Тип взаимодействия	
$N_{f, Z \geq 2}$	Z_f	C,N,O	Ag,Br
0	1	0.92 ± 0.05	0.59 ± 0.03
1	1	0.08 ± 0.04	0.07 ± 0.03
	2	1.00 ± 0.14	1.00 ± 0.12

Табл.4 Средние множественности спектаторных фрагментов в SEM-соударениях при различном числе фрагмента с $Z_f \geq 2$

Характеристики		Тип взаимодействия	
$N_{f, Z \geq 2}$	Z_f	C,N,O	Ag,Br
0	1	2.21 ± 0.17	1.33 ± 0.07
		$2.15 \pm 0.02 [4]$	$0.87 \pm 0.02 [4]$
1	1	1.18 ± 0.08 $0.86 \pm 0.01 [4]$	1.16 ± 0.06 $0.97 \pm 0.03 [4]$
	≥ 2	1.00 ± 0.05 1. [4]	1.00 ± 0.04 1. [4]
≥ 2	1	0.85 ± 0.06 $0.73 \pm 0.01 [4]$	0.82 ± 0.05 $0.75 \pm 0.05 [4]$
	≥ 2	2.15 ± 0.11 $2.07 \pm 0.02 [4]$	2.12 ± 0.10 $2.07 \pm 0.02 [4]$

Табл.5 Средние множественности спектаторных фрагментов в SEM-соударениях при разном значении $N_{f, Z \geq 3}$

Характеристики		Тип взаимодействия	
$N_{f, Z \geq 3}$	Z_f	C,N,O	Ag,Br
0	1	4.47 ± 0.39	3.41 ± 0.18
	2	2.41 ± 0.23	1.40 ± 0.09
1	1	2.15 ± 0.11	2.27 ± 0.010
	2	0.87 ± 0.05	0.87 ± 0.05
	3	0.026 ± 0.007	0.052 ± 0.008
	4	0.041 ± 0.008	0.053 ± 0.008
	5	0.060 ± 0.010	0.080 ± 0.010
	6	0.058 ± 0.010	0.079 ± 0.010
	7	0.061 ± 0.010	0.068 ± 0.009

	8	0.084±0.012	0.084±0.010
	9	0.063±0.010	0.056±0.008
	10	0.061±0.010	0.073±0.010
	11	0.048±0.009	0.043±0.0078
	12	0.093±0.012	0.077±0.010
	13	0.11±0.01	0.096±0.011
	14	0.14±0.01	0.110±0.010
	15	0.093±0.010	0.080±0.010
	16	0.063±0.010	0.047±0.008
≥ 2	1	3.12±0.69	2.91±0.61
	2	0.67±0.20	0.63±0.17
	3	0.54±0.16	0.49±0.13
	4	0.29±0.12	0.33±0.11
	5	0.46±0.16	0.47±0.14
	6	0.33±0.12	0.32±0.11
	7	0.04±0.004	0.08±0.05
	8	0.12±0.08	0.10±0.06
	9	0.17±0.09	0.13±0.07
	10	-	0.05±0.04
	11	-	-
	12	0.04±0.04	0.03±0.03

Табл.6 Средние множественности спектаторных фрагментов в (He,C,O,Si,S) Fm-столкновениях с разными значениями по Z_{ch} при различном числе фрагмента, имеющего заряд $Z_f \geq 3$

Характеристики			Тип взаимодействия	
Z_{ch}	$N_{fz \geq 3}$	Z_f	C,N,O	Ag,Br
< 0.15	0	1	0.95±0.04	1.00±0.01
		2	0.75±0.03	0.67±0.02
	≥ 1	1	1.21±0.04	1.25±0.04
		2	0.49±0.02	0.50±0.02
		≥ 3	0.073±0.002	0.073±0.002
0.25-0.35	0	1	1.37±0.07	1.35±0.04
		2	0.84±0.05	0.64±0.03
	≥ 1	1	2.14±0.13	2.13±0.11
		2	0.83±0.06	0.75±0.05
		≥ 3	0.074±0.04	0.074±0.03

0.45÷0.55	0	1	1.60±0.10	1.44±0.06
		2	0.68±0.05	0.47±0.02
	≥1	1	2.70±0.34	2.34±0.22
		2	0.76±0.12	0.64±0.08
		≥3	0.075±0.008	0.074±0.006
≥ 0.65	0	1	1.80±0.12	1.17±0.05
		2	0.46±0.04	0.28±0.02
	≥1	1	2.56±0.55	2.03±0.21
		2	0.66±0.21	0.69±0.13
		≥3	0.07±0.01	0.07±0.01

Теперь остаётся проблема, связанная с влиянием участия нуклонов первичного ядра к акту взаимодействия. Сначала рассмотрим набор называемых взаимодействий с «полным разрушением» первичного объекта, в них все заряженные нуклоны первичного ядра полностью участвовали во взаимодействии с ядром-мишени. В табл.7 представлены средние множественности всех заряженных частиц, b -, g -, и s -треков, образованных в (He, C, O, Si, S) Em-соударениях с участием всех заряженных нуклонов первичных ядер гелия, углерода, кислорода, кремния и серы, кроме этого выведены числа этих событий в скобках вычислены их доли в сравнении с числами неупругих событий. Кроме $\langle n_b \rangle$ все средние множественности заряженных, серых и релятивистских частиц возрастают и в скобках представлены сколько раз увеличены относительно к числам средних множественностей в неупругих взаимодействиях. Средние множественности «чёрных» частиц грубо говоря не зависят от A_1 . На рис.4 показаны распределения числа событий с полным разрушением первичного объекта в процентах в зависимости от Z_1 (чёрные точки). В распределениях полных множественностей для этих событий имеют два горба (здесь сами распределения не приводятся). Доли выбранных событий, которые относятся к второму горбу, подчиняются экспоненциальному закону вида $(5,75 \pm 0,07) \cdot \exp(-(0,19 \pm 0,01)Z_1)$ показанному открытыми кружками на рис.4. Этот закон нам дает информацию о центральном столкновении первичных ядер с ядром мишени (прицельные параметр $b \rightarrow 0$ или масштабная

переменная $Z_{ch} \rightarrow 1$). Если события с полным разрушением первичного ядра разбивают на 2 группы: первой группе относятся события с числом заяженных честиц, принадлежащих к первому горбу в n_{ch} -распределениям, второй – к второму горбу.

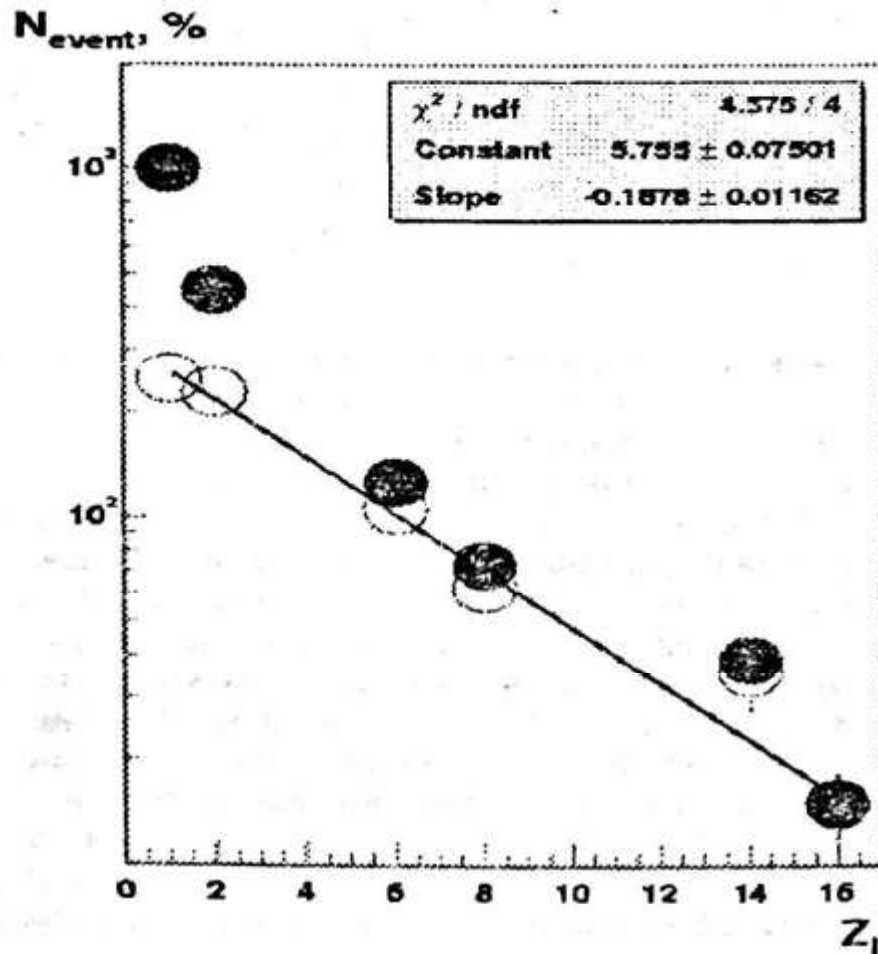


Рис.4. Распределения долей событий с полным разрушением первичного ядра (чёрные точки) и с дополнительным условием "центрального" типа взаимодействия ядру мишени (открытые точки) в зависимости от Z_1 . Кривая – результат аппроксимации формулой $p_0 \cdot \exp(-p_1 \cdot Z_1)$ и значения p_0 и p_1 приведены в рамке.

Табл.7 Общие средние характеристики для (He, C, O, Si, S) Em-взаимодействий с полным разрушением первичного ядра.

Характеристика	Тип взаимодействия				
	HeEm	CEm	OEm	SiEm	SEm
$N_{\text{сод}}$	438 (44.8%)	243 (12.6%)	206 (7.3%)	52 (3.9%)	20 (1.5%)
$\langle n_{\text{ch}} \rangle$	19.6±1.1	44.2±3.0	55.4±4.0	72.8±10.5	84.2±18.9
$\langle n_b \rangle$	6.8±0.4 (1.5)	9.9±1.03 (2.1)	9.0±0.7 (2.1)	7.8±1.2 (1.8)	7.00±1.78 (1.9)
$\langle n_g \rangle$	7.2±0.4 (1.6)	15.0±1.62 (2.7)	19.6±1.5 (3.3)	24.2±3.6 (3.8)	23.4±5.5 (3.7)
$\langle n_s \rangle$	5.6±0.3 (1.5)	18.6±1.25 (2.4)	26.8±1.9 (2.5)	40.6±5.9 (3.4)	53.7±12.2 (4.2)

На рис.5 представляют собой отношения средних множественностей для ядро-ядерных столкновений к средним множественностям для протон-ядерных соударений /100(1-Q/A₁), в процентах/, эти отношения отнормировались на A₁^{2/3}. Сначала выбраны события с полным разрушением первичного ядра (черные круги), экспериментальные данные с хорошей точностью аппроксимовались линейному закону вида (0.99±0.01)+(0.001±0.003)A₁. Далее рассмотрены эти отношения с уменьшением участия нуклонов первичного ядра, например, (70÷90)%, (40÷60), (10÷30)% нуклонов участвовали во взаимодействиях. Общие поведения этих отношений не зависят от A₁, однако все заряженные нуклоны первичного ядра не испытывались взаимодействиями (т.е. Q=A₁ или 0%), тогда отношения $\langle n_{\text{ch}}^{AB} \rangle / \langle n_{\text{ch}}^{pB} \rangle \cdot A_1^{-2/3}$ имеют корреляционный характер в зависимости от A₁, как для неупругих взаимодействий (представлены здесь открытые кружки), они спадают с ростом атомного веса первичного ядра A₁.

Таким образом ядро-ядерные взаимодействия при $\sqrt{S_{MN}} = 3.1A$ ГэВ рассматриваются как протон-ядерные или протон-протонные взаимодействия с условием, когда хотя бы один и больше заряженный нуклон первичного ядра участвовали во взаимодействиях.

Основные выводы

Перечисляю в заключение основные результаты экспериментального исследования фрагментации и полного развала релятивистских ядер гелия, углерода, кислорода, кремния и серы, испытавших неупругое взаимодействие с ядром мишенью фотоэмульсии.

1. Относительные выводы различных фрагментов зависят от степени центральности, в общем случае, от рода ядра-мишени и от структуры фрагментирующего ядра, т.е. путём нормировки его геометрической размерности ($1/\sigma \sim A_1^{-2/3}$) наблюдаются независимости некоторых величин, например, средние значения по множественностям, суммарным зарядом на одном фрагменте, провзаимодействующими нуклонами и масштабной переменной Z_{ch} от сорта первичного ядра.

2. При условии присутствия фрагмента с зарядом Z_i^{ch} в индивидуальном событии выполняется соблюдение принципа факторизации сечений спектаторных фрагментов. Где Z_i^{ch} зависит от заряда или массового числа первичного ядра (см. текст).

3. Для одно- и двухзарядных фрагментов их средние значения множественности возрастают с увеличением заряда первичного ядра. Для многозарядных фрагментов ($Z_i > 3$) появляется их зарядовая связь со средой ядра-мишени из-за существования пика в определении значения Z_i , а также в этом же значении Z_i соответствует увеличению среднего значения угла вылета рассматриваемого фрагмента.

4. Фрагментация ядра мишени, т.е. соотношение средних множественностей чёрных треков во взаимодействиях со условием полного разрушения первичного ядра к средним множественностям чёрных треков в неупругих столкновениях ($\langle n_b^{полн.разрушение} \rangle / \langle n_b^{неупр} \rangle$) не зависит от A_1 . У остальных треков, т.е. серых и релятивистских, соотношения $\langle n_g^{полн.разрушение} \rangle / \langle n_g^{неупр} \rangle$ и $\langle n_s^{полн.разрушение} \rangle / \langle n_s^{неупр} \rangle$ возрастают с ростом A_1 . При условии "центральности" взаимодействия зависимость числа событий с полным разрушением первичного ядра от заряда Z_i имеет экспоненциальную закономерность.

$$\langle n_{ch} \rangle^{AB} / \langle n_{ch} \rangle^{pB} \cdot A_1^{-2/3}$$

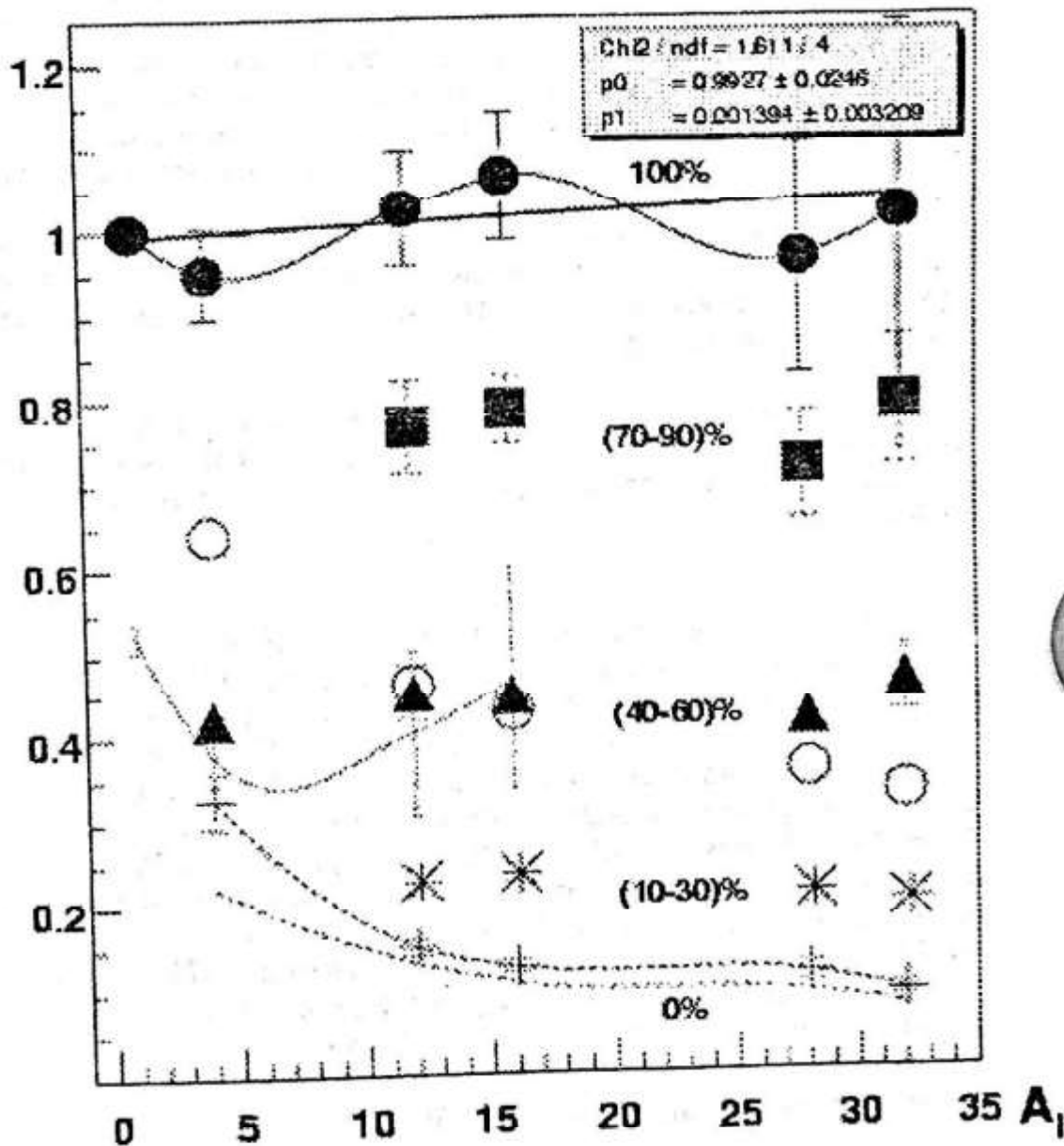


Рис.5. Зависимости отношения $\langle n_{ch} \rangle^{AB} / \langle n_{ch} \rangle^{pB} \cdot A_1^{-2/3}$ от атомного веса первичного ядра $A_{вс\text{ам}}$. Здесь сплошная линия обозначает результат фитирования формулой $p_0 + p_1 \cdot A_1$ для полного разрушения первичного ядра. Чёрные квадраты (■) соответствуют к взаимодействиям больше 80% нуклонов, участвовавших во

взаимодействии первичного ядра, \square - (60-80)%, \square -(40-60)%, \blacktriangle -(20-40)%, \blacktriangle -меньше 20% и открытые круги соответствуют к неупругому взаимодействию. Сплошная и точечная кривые соответствуют рассматриваемым зависимостям полного разрушения первичного ядра в его взаимодействиях с тяжёлыми и лёгкими ядрами мишени, а пунктирная и точно пунктирная кривые тоже показывают такие же зависимости в случае неучастия ни одного заряженного нейтрона первичного ядра в его столкновениях с C,N,O и Ag,Vr ядра мишени.

5. Более 80 % неупругих ядро-ядерных, имеющих хотя бы один заряженный спектаторный фрагмент, происходят как протон-ядерные (т.е. протон-протонные) из-за независимостей от сорта сталкивающихся ядер.

Автор выражает свою признательность лаборантам, принимавшим участие в фотоэмульсионном эксперименте, и членам сотрудничества, участникам в обсуждении результатов этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.П. Андреева и др. -ЯФ, т.47, вып.1, 1988, с.157-167;
2. A.El-Naghy et al. -J.Phys.G:Nucl.14(1988) 1125-1137;
3. С.А.Краснов и др. -ЯФ. т.47, вып.4, 1988, с.949-958;
4. В.В. Белага и др. -ЯФ. т.59, вып.11, 1996, с.2008-2014;
5. Н.П.Андреева и др. -ЯФ. т.45, вып.1, 1987, с.123;
6. Е.О.Абдурахимов и др. -ЯФ. т.28, 1978, с.134;
7. Н.Ахабабян и др. -ОИЯИ Р1-12114, Дубна, 1979;
8. А.М. Балдин - Докл. АН СССР, 1975, Том 222. №5, 1064-1067
9. Р.Тогоо. -Proc.IPT MAS, 2001, Vol.27, p.34-61
10. Гаспарян Н. и др. -ОИЯИ 1-12797, Дубна, 1979
11. Heckman H.H. et al. - Phys.Rev., 1978,C17, p.1735
12. H.H.Heckman et al., Science, 1971,174, p.1130;
13. D.E.Greiner et al., Phys.Rev.Lett., 1975,35, p.152;
14. P.J.Lindstrom et al., LBL-report,LBL-3650,1975.