

**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

К 782

**P1-88-252**

**ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР  $^{28}\text{Si}$   
С ИМПУЛЬСОМ 4,5 А ГэВ/с  
НА ЯДРАХ ФОТОЭМУЛЬСИИ**

**Сотрудничество: Алма-Ата – Бухарест – Дубна –  
Душанбе – Ереван – Ленинград**

**1988**

С.А.Краснов, К.Д.Толстов, Г.С.Шабратова  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Б.У.Амеева, Н.П.Андреева, З.В.Анзон, В.И.Бубнов, А.Ш.Гайтинов,  
Г.Ж.Елигбаева, Л.Е.Еременко, Г.С.Калячкина, Э.К.Каньгина, И.Я.Часников,  
Ц.И.Шахова  
Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

М.Гицок, В.Топор, М.Хайдук  
Центральный институт физики, Бухарест

И.Бободжанов, Т.Н.Максимкина, Г.Я.Сун-цзин Ян  
Физико-технический институт АН ТаджССР, Душанбе

Ф.А.Аветян, В.М.Кришан, Н.А.Марутян, В.Р.Саркисян  
Ереванский физический институт

В.Г.Богданов, К.Г.Денисенко, В.А.Плющев, З.И.Соловьева  
Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград

Расщепление ядра при его взаимодействии с ядром-мишенью характеризуется испусканием вторичных частиц различного заряда и массы. Исходя из геометрических представлений о взаимодействии релятивистских ядер, можно выделить зону активного взаимодействия перекрытых частей ядра и их спектаторные части. Фотоэмульсионная методика хорошо иллюстрирует такую схему. В зоне взаимодействия происходит процесс рождения новых частиц и практически полное разрушение подструктур ядер-участников до нуклонов. Это релятивистские и серые лучи, образованные в основном протонами и пионами. Возбужденная спектаторная часть мишени распадается на фрагменты, образующие черные  $\nu$ -лучи, энергия которых в лабораторной системе не превышает 26 МэВ на нуклон. Спектаторная часть снаряда фрагментирует на частицы, которые наблюдаются внутри узкого конуса, ориентированного вдоль первичного направления фрагментирующего снаряда.

В работах <sup>1,2/</sup> изучались топологические характеристики фрагментации релятивистских ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{22}\text{Ne}$  с импульсом 4,5 и 4,1 А ГэВ/с соответственно. Было показано, что наблюдаются две группы событий: с полным расщеплением (ПР) спектаторной части на одно- и двухзарядные фрагменты и с сохранением фрагмента с зарядом  $z_f \geq 3$ . По мере увеличения степени перекрытия ядер возрастает вклад ПР и уменьшается отношение  $a/p$  (т.е.  $n_{z=2}/n_{z=1}$ ), поскольку подструктуры все интенсивнее разрушаются. В настоящей работе содержатся экспериментальные данные по фрагментации ядра  $^{28}\text{Si}$  с импульсом 4,5 А ГэВ/с и проводится их сравнение с результатами указанных работ. Специальное внимание уделяется анализу взаимодействий с отдельными нуклонами, что представляет интерес и для космофизических задач.

#### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

При просмотре фотослоев по следу регистрировались все неупругие взаимодействия ионов  $^{28}\text{Si}$  с ядрами фотоэмульсии. В этих событиях изучались характеристики всех заряженных частиц, испущенных под углом  $\theta < 5^\circ$  к направлению пучка. Заряды этих частиц оценивались с погрешностью не хуже  $\Delta z < 1$ . Для однозарядных фраг-

ментов на части статистики проведено определение величины  $p\beta$  с относительной погрешностью  $\sim 15 \div 20\%$ . Это позволило разделить однозарядные частицы на протоны, дейтроны и ядра трития и убедиться в том, что они имеют импульсы, близкие к начальному — 4,5 А ГэВ/с, т.е. являются фрагментами ядра-снаряда. Оказалось, что все многозарядные и подавляющее большинство однозарядных фрагментов сосредоточены внутри  $\theta = 3^\circ$ . Всего проанализировано 1980 событий.

### ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ СОСТАВ ФРАГМЕНТОВ $^{28}\text{Si}$

Проведенные измерения дали возможность получить для каждого события зарядовый состав фрагментов, а также оценить величину непокрытой (спектаторной) части налетающего ядра  $Q = \sum z_i$ . Предполагая, что из зоны взаимодействия испускаются в основном однозарядные фрагменты, можно определить канал распада всего ядра. В табл. 1 представлены топологические характеристики фрагментации ядра  $^{28}\text{Si}$ . В левой колонке указан зарядовый состав фрагментов. Испущенные из ядра-снаряда однозарядные фрагменты, дополняющие суммарный заряд до 14, в формуле канала реакции опущены. Данные приведены для событий с различной степенью расщепления ядра-мишени. Количество сильноионизирующих  $h$ -частиц в расщеплении характеризует мишень (группы ядер Н, СНО, Ag Br) и степень ее разрушения. Видно, что события ПР, в которых ядро  $^{28}\text{Si}$  фрагментировало только на одно- и двухзарядные нуклиды, отличаются повышенным выходом. Вклад таких событий сильнее проявляется во взаимодействиях с тяжелой компонентой фотоэмульсии.

В приложении даны таблицы частот реализации различных каналов фрагментации  $^{28}\text{Si}$  на мишенях Н, СНО, Ag Br при разных  $Q$ .

На рис. 1 приведено распределение по  $Q$  всех событий и событий ПР. Максимум в первом распределении соответствует периферическим взаимодействиям с испусканием многозарядного фрагмента. При сравнении с аналогичной зависимостью для фрагментации ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{22}\text{Ne}^{1,2/}$  оказывается, что вклад периферических столкновений возрастает с массой фрагментирующего ядра. Вклад ПР, естественно, увеличивается при уменьшении параметра столкновения. На рис. 2 показана зависимость от  $Q$  отношения  $a/p$ . Из этих рисунков следует, что с уменьшением параметра соударения (т.е. с уменьшением  $Q$ ) усиливается процесс разрушения не только многозарядных, но и двухзарядных ассоциаций спектаторной части ядра.

Таблица 1

Топологическая диаграмма фрагментации ядра  $^{28}\text{Si}$  на различных группах ядер фотоэмульсии

Канал $N_h$	0 - 1	2 - 7	$\geq 8$	$\geq 0$
14	28	13	6	47
13	27	37	6	70
122	16	4	-	20
12	29	34	5	68
11.2	15	10	-	25
11	14	24	17	55
10.22	8	2	1	11
10.2	16	18	6	40
10	17	27	14	58
922	7	10	1	18
92	13	16	10	39
9	12	29	14	55
8222	2	3	1	6
822	12	7	2	21
82	18	24	10	52
8	5	22	12	39
7222	1	3	2	6
722	11	15	4	30
72	19	17	9	45
7	4	11	16	31
6222	3	3	1	7
622	18	16	6	40
62	8	14	13	35
6	2	12	8	22
5222	3	5	-	8
522	4	11	5	20
52	4	18	10	32
5	2	7	9	18
42222	1	-	-	1
4222	2	1	2	5
422	6	5	3	14
42	6	8	9	23
4	3	7	10	20
322222	-	1	-	1
32222	-	-	2	2
3222	2	1	2	5

Таблица 1 (продолжение)

Канал $N_h$	0 - 1	2 - 7	$\geq 8$	$\geq 0$
322	5	5	6	16
32	3	6	11	20
3	1	6	12	19
222222	5	1	-	6
22222	4	6	3	13
2222	11	27	8	46
222	26	45	51	122
22	16	59	78	153
2	10	66	132	208
1	3	60	227	290
0	-	1	58	59
<b>Всего</b>	<b>422</b>	<b>717</b>	<b>802</b>	<b>1941</b>
<b>2fcz<sub>f</sub> <math>\geq 3</math></b>	<b>11</b>	<b>17</b>	<b>7</b>	<b>35</b>
	<b>433</b>	<b>734</b>	<b>809</b>	<b>1976</b>

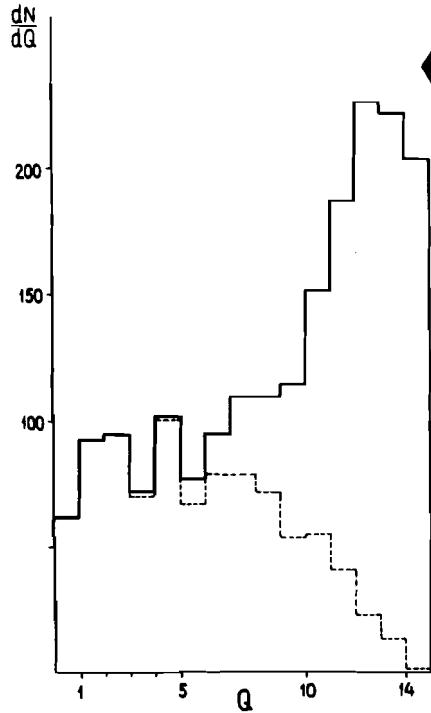


Рис. 1. Распределение событий по Q. Пунктиром выделены события ПР.

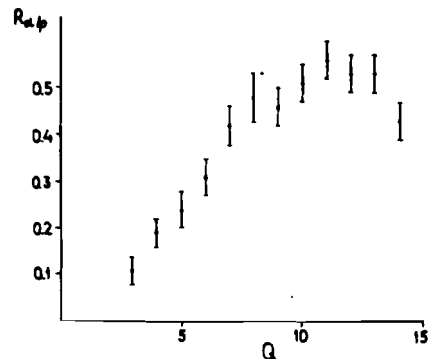


Рис. 2. Зависимость отношения  $\alpha/p$  от Q.

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ФРАГМЕНТОВ

В табл. 2 приведены средние множественности фрагментов спектаторной части ядра  $^{28}\text{Si}$  с различными зарядами во взаимодействиях с фотоэмульсией и ее компонентами H, CNO, AgBr ( $N_h = 0,1; 2 \div 7; \geq 8$  соответственно). Для сравнения там же даны средние множественности фрагментов ядра  $^{22}\text{Ne}^{/3,4/}$ . Из таблицы следует, что средняя множественность фрагментов с  $z_f = 2$  и суммарная множественность фрагментов с  $z_f \geq 3$  при переходе от ядра  $^{22}\text{Ne}$  в  $^{28}\text{Si}$  меняются незначительно ( $\sim 20\%$ ), а для однозарядных существенно возрастают. При этом вклад сложных нуклидов водорода несколько увеличивается. Напомним, что при переходе от ядра  $^{12}\text{C}$  к ядру  $^{22}\text{Ne}$  доля сложных нуклидов водорода среди однозарядных фрагментов спектаторной части возросла более чем в два раза, что связывалось

Таблица 2

Средние множественности фрагментов-спектаторов с различными зарядами

Заряд	$\langle n \rangle \times 100$					
	Si+H	Si+CNO	Si+AgBr	Si+Em	Ne+H	Ne+Em
1	197 ± 12	241 ± 11	192 ± 7	211 ± 5	87 ± 3	136 ± 2
в т.ч.						
p	112 ± 8	140 ± 10	103 ± 5	119 ± 4	58 ± 3	86 ± 2
d	60 ± 5	66 ± 6	61 ± 4	63 ± 3	23 ± 3	36 ± 2
t	24 ± 3	36 ± 4	28 ± 2	30 ± 2	6 ± 1	14 ± 1
2	117 ± 8	106 ± 6	76 ± 4	96 ± 3	95 ± 4	82 ± 2
3	4 ± 1	4 ± 1	5 ± 1	4,1 ± 0,5	4 ± 1	5,2 ± 0,4
4	5 ± 1	4 ± 1	3 ± 1	3,8 ± 0,4	2 ± 1	4,1 ± 0,3
5	4 ± 1	7 ± 1	3 ± 1	1,7 ± 0,5	6 ± 1	5,3 ± 0,4
6	9 ± 2	7 ± 1	4 ± 1	6,1 ± 0,6	13 ± 1	7,6 ± 0,4
7	8 ± 1	7 ± 1	4 ± 1	6,0 ± 0,6	15 ± 1	7,3 ± 0,4
8	9 ± 2	8 ± 1	3 ± 1	6,1 ± 0,6	24 ± 1	8,9 ± 0,5
9	7 ± 1	7 ± 1	3 ± 1	5,5 ± 0,5	14 ± 1	5,5 ± 4
10	9 ± 2	6 ± 1	3 ± 1	5,4 ± 0,5	11 ± 1	3,6 ± 0,3
11	7 ± 1	4 ± 1	2,0 ± 0,5	4,0 ± 0,5		
12	11 ± 2	5 ± 1	0,7 ± 0,3	4,5 ± 0,5		
13	6 ± 1	4 ± 1	0,7 ± 0,3	3,2 ± 0,4		
14	6 ± 1	1,8 ± 0,5	0,7 ± 0,3	2,3 ± 0,3		
$\geq 3$	85 ± 6	65 ± 4	32 ± 3	55,7 ± 2,1	89 ± 3	48 ± 1

с нейтронной избыточностью ядра  $^{22}\text{Ne}^{15}$ . Однако увеличение этого вклада, по-видимому, объясняется в первую очередь ростом массы фрагментирующего ядра.

Спектаторные фрагменты ядра-снаряда в системе фрагментирующего ядра являются медленными частицами, соответствующими  $b$ -фрагментам покоящегося ядра-мишени с кинетической энергией менее 26 МэВ на нуклон. Соответственно, провзаимодействовавшие протоны налетающего ядра, множественность которых можно оценить как 14-Q, релятивистские в лабораторной системе, в системе покоя налетающего ядра — аналоги  $g$ -частиц. Таким образом, появляется возможность получить распределения по множественности  $n_{b'}$ ,  $n_{g'}$  и  $n_{h'} = n_{b'} + n_{g'}$  для расщеплений релятивистского ядра  $^{28}\text{Si}$  в его системе покоя (рис. 3).

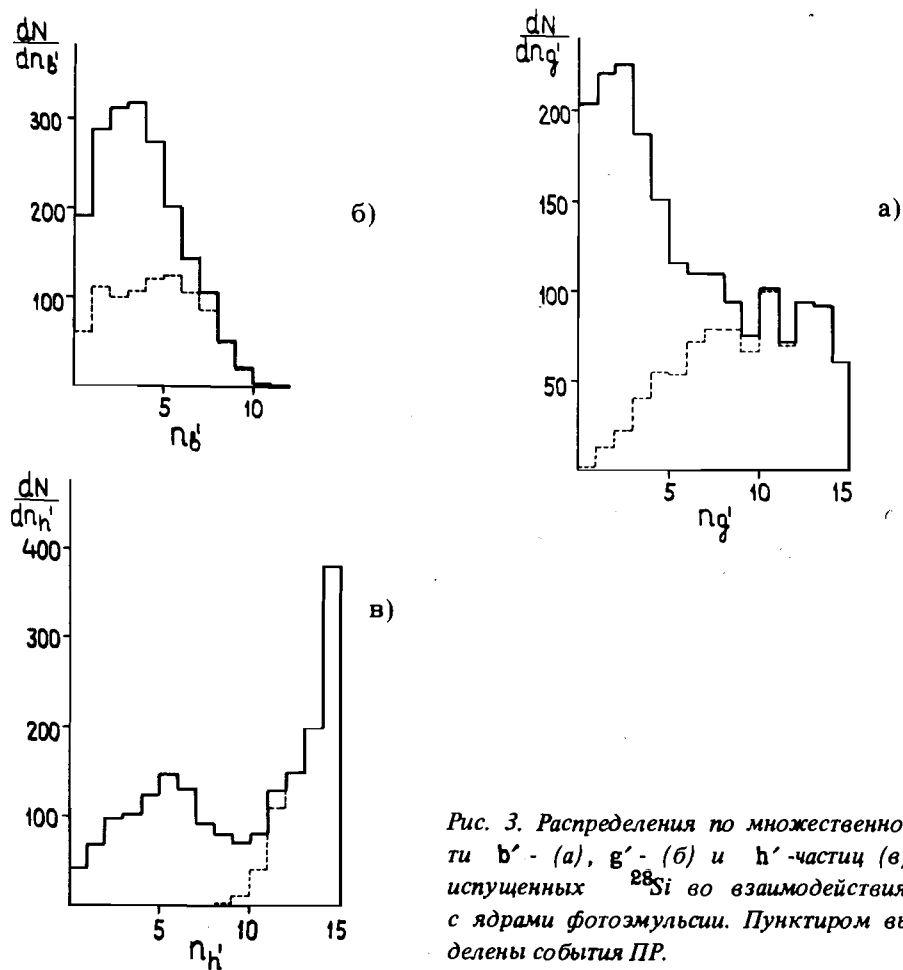


Рис. 3. Распределения по множественности  $b'$ - (а),  $g'$ - (б) и  $h'$ -частиц (в), испущенных  $^{28}\text{Si}$  во взаимодействиях с ядрами фотоэмульсии. Пунктиром выделены события ПР.

Распределения для всех событий и событий ПР приводятся отдельно, что дает возможность конкретизировать их вклад в различные области множественностей. Для прямого сравнения с распределениями, полученными в лабораторной системе, многозарядные фрагменты из числа  $b'$ -лучей исключены, поскольку они являются аналогами ядер отдачи. Такое исключение сдвигает часть гистограммы, относящуюся к событиям с испусканием фрагментов с  $z_f \geq 3$ , на единицу влево.

Отметим, что полученные таким образом распределения по множественности являются наиболее адекватными действительности, поскольку в экспериментах, в которых фрагментирующее ядро покоится, часть его однозарядных фрагментов может быть испущена с кинетической энергией, большей чем 400 МэВ на нуклон и, следовательно, будет отнесена к  $v$ -частицам. Из аппроксимации энергетических спектров  $g$ -частиц зависимостью  $dN/dT \sim T^{-\gamma/6}$  следует, что в области  $T = 400 \div 1000$  МэВ может оказаться 5-10% от общего числа быстрых однозарядных фрагментов, и эта доля увеличивается с массой фрагментирующего ядра, так как при этом величина  $\gamma$  уменьшается.

На рис. 3в в распределении по множественности  $h'$ -частиц хорошо просматривается структура, связанная с тем, что события ПР и с  $z_f \geq 3$  дают преимущественные вклады в различные области  $n_{h'}$ . Аналогичный вид имеют и распределения по множественности при фрагментации ядер  $^{28}\text{Si}$  на различных компонентах фотоэмульсии (рис. 4). Соответствующие средние значения приводятся в табл. 3. Отметим, что зависимость  $\langle n_{b'} \rangle$  от массы ядра-партнера (H, CNO, AgBr) как для событий с  $z_f \geq 3$ , так и для ПР оказывается весьма слабой. Это характерно и для фрагментации релятивистских ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{22}\text{Ne}$ .

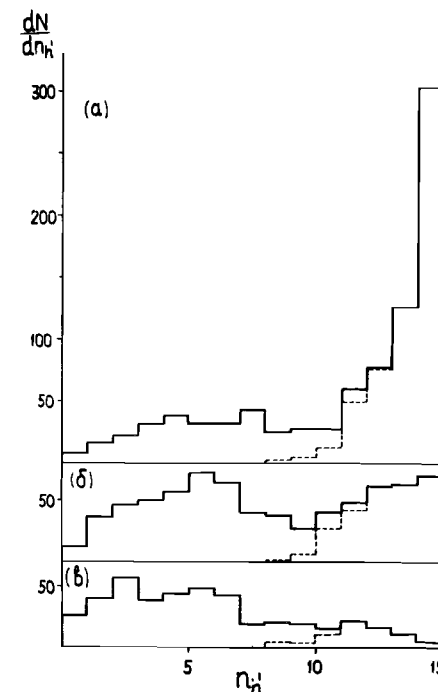


Рис. 4. Распределения по множественности  $h'$ -частиц, испущенных  $^{28}\text{Si}$  во взаимодействиях с ядрами AgBr (а), CNO (б) и H (в). Пунктиром выделены события ПР.

Таблица 3  
Средние множественности  $h'$ -частиц, испущенных ядром  $^{28}\text{Si}$

Мишень	Тип события		
	$z_f \geq 3$	ПР	Все
H	$4,0 \pm 0,2$	$11,1 \pm 1,3$	$5,2 \pm 0,3$
CNO	$4,9 \pm 0,2$	$12,2 \pm 0,8$	$7,5 \pm 0,3$
AgBr	$6,2 \pm 0,4$	$13,1 \pm 0,6$	$11,0 \pm 0,4$
Em	$4,9 \pm 0,2$	$12,7 \pm 0,4$	$8,4 \pm 0,2$

Большинство расчетов множественного образования фрагментов выполнены для средних и тяжелых ядер <sup>17/</sup>. Представляет интерес апробация этих моделей в области легких ядер на основе экспериментальных результатов по фрагментации ядер  $^{12}\text{C}$  <sup>1/</sup>,  $^{22}\text{Ne}$  <sup>2/</sup> и  $^{28}\text{Si}$ . Наиболее критичным, на наш взгляд, может оказаться описание топологии событий ПР и с испусканием фрагмента с  $z_f \geq 3$ , а также вероятности образования двух фрагментов с  $z_f \geq 3$  в одном взаимодействии. Вероятность такого процесса составляет  $(0,5 \pm 0,1)\%$  при фрагментации  $^{22}\text{Ne}$ , а для ядра  $^{28}\text{Si}$  она увеличивается до  $(1,8 \pm 0,3)\%$ .

### ФРАГМЕНТАЦИЯ НА НУКЛОНАХ

В таблицах 1 - 3 и на рис. 4в выделены характеристики фрагментации ядра  $^{28}\text{Si}$  на водородоподобной мишени (события с  $N_h = 0; 1$ ), знание которых необходимо при решении ряда космофизических задач. Аналогичные данные по фрагментации релятивистских ядер  $^{22}\text{Ne}$  на такой же мишени сравнивались с расчетами по различным моделям фрагментации. Каскадно-испарительная модель сильно занижает выходы двухзарядных фрагментов <sup>2/</sup>. Динамическая модель не описывает вклад полных расщеплений <sup>8/</sup>.

Отметим, что в последнее время определенные успехи в описании распределений по множественности в реакциях фрагментации достигнуты в модели перколяции <sup>9/</sup>, рассматривающей ядро в виде простой кубической решетки, в которой каждый нуклон связан с соседними. Варьируя величину вероятности разрыва связи  $p$  (параметр перколяции) и производя подсчет и определение характеристик связанных между собой групп нуклонов (кластеров), можно попытаться достигнуть наилучшего согласия с экспериментальными данными. Результаты нашего расчета для кубической решетки размером  $3 \times 3 \times 3$ , которая ближе всего к ядру  $^{28}\text{Si}$ , представлены на рис. 5, 6 совместно с экспе-

риментальными данными для реакции  $^{28}\text{Si} + \text{нуклон}$ , полученными по массиву с  $N_h = 0; 1$ . Поскольку в модели нуклоны не обладают зарядом, а в эксперименте регистрируются только заряженные фрагменты, мы преобразовали расчетное массовое распределение в зарядовое, сопоставляя фрагменты с  $A = 3; 4$  с  $z_f = 2, A = 5; 6$  с  $z_f = 3$  и т.д. Кроме этого, отдельные нейтроны, не регистрируемые ядерной фото-

$$\frac{dN}{dz_f p}$$

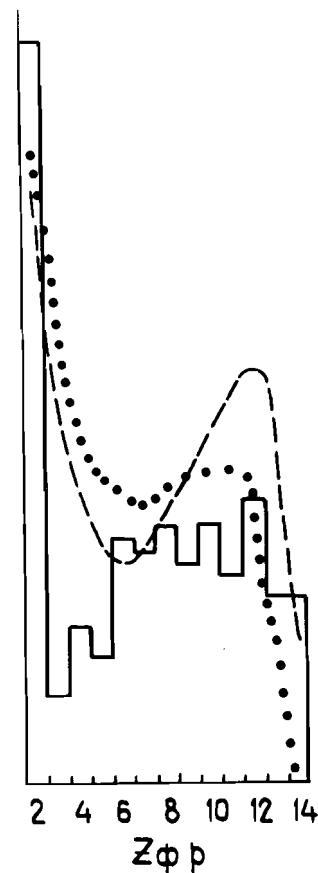


Рис. 5. Распределение по зарядам фрагментов во взаимодействиях  $^{28}\text{Si}$  с нуклонами. Гистограмма – эксперимент, точки – расчет по модели перколяции с параметрами  $p = 0,55$  (штриховая линия) и  $p = 0,6$  (пунктир). Нормировка по площади. Кривые, соединяющие точки, проведены от руки.

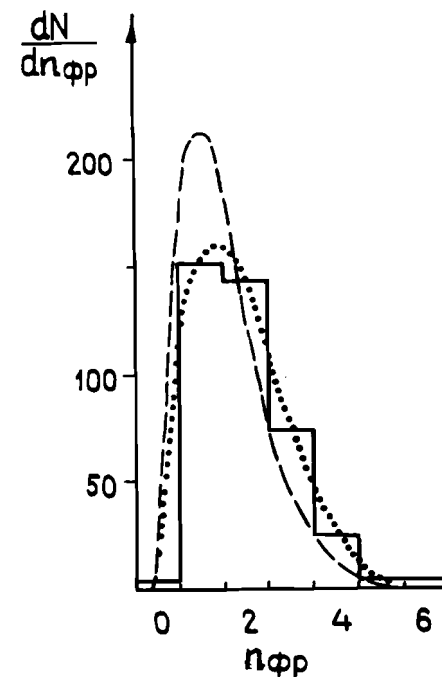


Рис. 6. Распределение по множественности фрагментов с  $z_f \geq 2$  во взаимодействиях  $^{28}\text{Si}$  с нуклонами. Обозначения те же, что на рис. 5. Нормировка по площади.

которым в расчете соответствует  $A = 1; 2$ . Видно, что модель перколяции неплохо описывает как зарядовое распределение, так и множественность фрагментов. Наилучшее согласие достигается при  $p = 0,6$ . Максимальное расхождение расчета и эксперимента, возможно, связанное с распадом нестабильных фрагментов, не учитываемым моделью, наблюдается в области  $z_f = 3 \div 5$ . Кроме того, в данном варианте расчета не учитывается энергия связи и не минимизируется поверхность образующихся фрагментов, но модель, тем не менее, передает общий характер распределений, иллюстрируя таким образом, какую роль играют статистические процессы в изучаемых реакциях.

### ПОЛНЫЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР

Процесс фрагментации, в результате которого ядро распадается только на одно- и двухзарядные фрагменты (ПР), изучается уже давно. Эксперименты в основном относятся к средним (AgBr) и тяжелым (Pb) ядрам, входящим (или вводимым) в состав фотозмульсии  $^{16,10-12}$ . По топологическим характеристикам фрагментации релятивистских ядер  $^{12}\text{C}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{28}\text{Si}$  при их взаимодействии с различными компонентами фотозмульсии (H, CNO, AgBr) можно определить и для них вероятность такого процесса. В табл. 4 приведены обобщенные данные, полученные из анализа указанных работ, большая часть которых относится к области энергий ядер-партнеров  $3,2 \div 3,5$  А ГэВ. Рис. 7 иллюстрирует зависимость вероятности ПР от массы ядра-партнера. Оказывается, что в данной энергетической области протонами с заметной вероятностью можно полностью расщепить ядра только до группы AgBr, но уже ядра  $^{12}\text{C}$  вызовут полные расщепления всех элементов

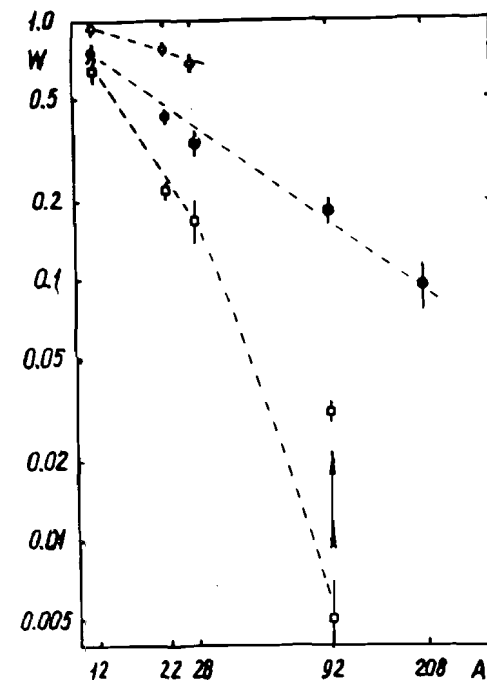
Таблица 4

Вероятность полных расщеплений в ядро-ядерных взаимодействиях при импульсе  $4,1 \div 4,5$  А ГэВ/с в процентах

чем что	p	d	$^4\text{He}$	$^{12}\text{C}$	$^{22}\text{Ne}$	$^{28}\text{Si}$	AgBr
$^{12}\text{C}$	$65 \pm 8$			$75 \pm 6$			$94 \pm 6$
$^{22}\text{Ne}$	$22 \pm 2$			$43 \pm 2$			$77 \pm 3$
$^{28}\text{Si}$	$17 \pm 2$			$37 \pm 3$			$66 \pm 4$
Ag,Br	$0,5 \pm 0,2$ $3,2 \pm 0,3^*$	$2,6 \pm 0,5$	$6,8 \pm 0,9$	$18 \pm 2$	$20 \pm 2$	$26 \pm 4$	

\* Значение на плато.

Рис. 7. Зависимость вероятности полного расщепления ядра с данным  $A$  во взаимодействиях с протонами ( $\square$ ), ядрами углерода или CNO ( $\bullet$ ) и ядрами AgBr ( $\circ$ ).



вплоть до урана. Вероятность ПР для данного ядра зависит от энергии ядра-партнера. Так, вероятность ПР ядер AgBr под действием протонов увеличивается с энергией последних и выходит на плато примерно при 10 ГэВ. Для реакций ПР более легкого ядра  $^{12}\text{C}$  под действием нуклонов выход этой зависимости на плато наблюдается уже при энергии 1 ГэВ  $^{18}$ . Таким образом, процесс полного расщепления ядер — это общее явление для всех взаимодействующих ядер, получивших достаточную энергию возбуждения.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные результаты исследования топологических характеристик фрагментации релятивистских ядер  $^{28}\text{Si}$  во взаимодействиях с ядрами фотозмульсии.

1. Наряду с наблюдавшимися ранее  $^{1,2}$  двумя типами расщепления неперекрытой части налетающего ядра (ПР и с испусканием фрагмента с  $z_f \geq 3$ ) с увеличением массы снаряда заметную роль начинает играть распад с образованием двух фрагментов с  $z_f \geq 3$ .

2. Сравнение топологических свойств фрагментации релятивистских ядер с некоторыми модельными представлениями показывает критичность таких экспериментальных данных по отношению к современным моделям фрагментации.

3. Определение вероятности полных расщеплений легких ядер позволяет систематизировать вклад этого процесса в широком диапазоне масс ядер-партнеров.

Авторы выражают признательность техническому персоналу лабораторий сотрудничества за помощь в обработке данных эксперимента и коллективу ЛВЭ ОИЯИ, его обеспечившему.

Приложение

$Z_f$	I4	I3	I2	II	IO	9	8	7	6	5	4	3	2	I	C	
I4	41														41	
I3 I	27	33													60	
I2 2	I4														14	
I2 II	23	29	I3												65	
II 2I	I6	7													23	
II III	4	2I	I8	I9											52	
IO 22	4														4	
IO 2II	II	I2	II												34	
IO IIII	3	II	20	I7	II										62	
9 22I	8	6													14	
9 2III	5	7	2I	5											38	
9 IIIII	2	6	I6	I6	II	7									58	
8 222	2														2	
8 22II	7	IO	2												19	
82IIII	6	II	25	6	3										5I	
8IIIIII	I	2	9	I2	7	5	3								39	
7222I	4	4													4	
722III	4	IO	IO	4											28	
72IIII	4	7	II	I5	8	I									46	
7IIIIII	I	I	I	6	7	6	6	4							3I.	
62222															7	
6222II	3	3	I												37	
622IIII	4	8	I4	9	2										35	
62IIIIII	I	2	4	8	I2	6	2								25	
6IIIIIIII															5	
52222I															8	
5222III	I	4	3												I9	
522IIII		3	6	4	4	2									32	
52IIIIII		I	5	5	9	8	4								18	
5IIIIIIII			2												1	
422222															14	
42222II															15	
4222IIII	I	I	2	5	6	4									25	
422IIIIII															20	
42IIIIIIII	I	I	2	8	3	6	4	3							20	
4IIIIIIIIII															I	
322222I															2	
32222III															4	
3222IIII		2													I6	
322IIIIII			2	4	5	4	I								I8	
32IIIIIIII															20	
3IIIIIIIIII	I	I	I	I	I	I	3	5	5	I					20	
2222222															5	
222222II	I	2	2												I3	
22222IIII															43	
2222IIIIII															I10	
222IIIIIIII															I53	
22IIIIIIIIII															200	
2IIIIIIIIIIII															380	
I																
Все	I95	2I7	220	I84	I49	II	IO9	II0	95	77	II2	72	95	93	I62	I894
HP	I	I3	23	4I	55	54	72	79	79	67	IO0	70	95	93	62	904

$N_h \geq 0$

$Z_f$	I5	I4	I3	I2	II	IO	9	8	7	6	5	4	3	2	I	C
I4	I	26														27
I3	I	I5	I													27
I22	I	I3														I4
I2	I	I3	I2	3												29
II2	I	IO	3													I5
II			9	4	II											I4
IO22	I	2														6
IO2		I8	5	I												I4
IC		I3	6	4	4	I										I8
922		I4	2													6
92		I3	2	6	2											I3
9		I2	2	4	3	2										I3
8222	I	I	5													2
822	I	I	4	2												I2
82		I3	4	IO	I											I8
8		I														5
7222		I	I	I	I	2										I
722		I2	4	3	2											II
72		I2	4	3	5	3	I	I								I8
7		I														4
62222																3
6222	2		I													I7
622	I3		2		7	3	2									8
62			I	I	I3	2										2
6					I	I										2
52222																3
5222			I	2												4
522																4
52																2
5																2
422222																3
42222																2
4222																I
422																2
42																6
4																8
322222																3
32222																3
3222																2
322																5
32																2
3																I
2222222																5
2222222																4
222222																I0
2222																22
222																I6
22																I0
2																4
Все	I3	I2I	8I	67	5I	34	I4	9	7	8	I	I	I	I	2	4II
HP	I	I	4	IO	I4	I2	5	4	7	8	I	I	I	2	2	7I

$N_h = 0 \div 1$



**Q**

$Z_f$	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0	
I4	I	II															12
I3	I	II															30
I2,2	I	II	16														5
II,2	I	II	16	8													39
II	I	II	6	4	8												10
IC22	I	II	6	4	7	5											22
IC2	I	II	6	8													16
IO	I	II	4	4	9	7	8										29
922	I	II	3	3	9	2											8
92	I	II	3	3	9	2											15
9	I	II	3	3	10	8	3	6									30
8222	I	II	2	2													2
822	I	II	2	2													8
82	I	II	2	2	11	4	3										24
8	I	II	2	2	3	9	4										22
7222	I	II	2	2	3	9	4										3
722	I	II	2	2	6	8	3										14
72	I	II	2	2	4	8	3										20
7	I	II	2	2	4	8	3	2	2	2	I						11
62222	I	II	2	2													4
6222	I	II	2	2													16
622	I	II	2	2													14
62	I	II	2	2													13
6	I	II	2	2													13
52222	I	II	2	2													5
5222	I	II	2	2													10
522	I	II	2	2													19
52	I	II	2	2													7
5	I	II	2	2													7
422222	I	II	2	2													2
42222	I	II	2	2													5
422	I	II	2	2													8
42	I	II	2	2													7
4	I	II	2	2													1
322222	I	II	2	2													1
32222	I	II	2	2													5
3222	I	II	2	2													6
322	I	II	2	2													7
32	I	II	2	2													7
3	I	II	2	2													1
2222222	I	II	2	2													1
222222	I	II	2	2													6
22222	I	II	2	2													26
2222	I	II	2	2													41
222	I	II	2	2													62
22	I	II	2	2													62
2	I	II	2	2													63
I	I	II	2	2													70

$N_h = 2 + 7$

BCE 713  
IP 17  
730

**Q**

$Z_f$	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0	
I4	2	4															6
I3		I	5														6
I2,2																	
II,2	I	2	I	2													6
II																	
IO22	I			6	7	3											16
IO2	I	I	I	2													14
IO																	16
922																	10
92	I	I	2	6	I	2											10
9																	15
8222																	15
822																	2
82		2	2														9
8																	13
7222																	2
722																	4
72	I	I	I	4	I	2	2										9
7																	16
62222																	
6222																	
622																	5
62																	13
6																	10
52222																	
5222																	
522																	5
52																	10
5																	19
422222																	7
42222																	
422																	2
42																	9
4																	9
322222																	2
32222																	2
3222																	2
322																	6
32																	10
3																	12
2222222																	
222222																	
2222																	3
222																	7
22																	47
2																	75
I																	127

$N_h \geq 8$

306  
807

## ЛИТЕРАТУРА

1. Богданов В.Г., Плющев В.А., Соловьева З.И. Препринт РИ-177, Л., 1984.
2. Андреева Н.П. и др. Сообщения ОИЯИ Р1-85-692, Дубна, 1985.
3. Andreeva N.P. et al. – In: Proc. of XX Int. Conf. on Cosmic Rays. M.: Nauka, 1987, vol.5, p.58.
4. Andreeva N.P. et al. – In: Proc. of XX Int. Conf. on Cosmic Rays. M.: Nauka, 1987, vol.5, p.61.
5. Андреева Н.П. и др. Сообщения ОИЯИ Р1-86-828, Дубна, 1986.
6. Богданов В.Г. и др. – ЯФ, 1983, 38, с.1493.
7. Hufner J. – Phys.Rep., 1985, 125, p.129.
8. Богданов В.Г. и др. – ЯФ, 1988, 47, вып. 2, с.316.
9. Bauer W. et al. – Nucl.Phys.A, 1986, 152, p.699.
10. Tolstov K.D. – Z.Phys.A, 1981, 301, p.339.
11. Андреева Н.П. и др. Препринт ИФВЭ 80-15, Алма-Ата, 1981.
12. Вокал С. и др. Сообщения ОИЯИ Р1-84-552, Дубна, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 апреля 1988 года.

Краснов С.А. и др. Р1-88-252  
Топологические характеристики фрагментации  
ядер кремния с импульсом 4,5 А ГэВ/с

Проведен анализ зарядового состава фрагментов ядра  $^{28}\text{Si}$  с импульсом 4,5 А ГэВ/с с ядрами фотоэмульсии. Получены топологические характеристики фрагментации, множественность и зарядовый состав фрагментов на различных компонентах эмульсии. Прослежена зависимость степени разрушения ядра кремния от величины его спектаторной части. Получены значения вероятности полного разрушения кремния на различных компонентах эмульсии и вероятности образования двух многозарядных фрагментов. Проведено сравнение распределений по заряду фрагментов и их множественности с моделью перколяции.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.  
Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

## Перевод авторов

Krasnov S.A. et al. P1-88-252  
The Topological Characteristics of Silicon Nuclei  
Fragmentation at 4.5 GeV/c

The analysis of the charge content of  $^{28}\text{Si}$  fragmentation on photoemulsion nuclei has been carried out. The topological characteristics of the fragmentation, multiplicity and charge content of fragments for different emulsion components have been obtained. The dependence of the degree of silicon disintegration on the size of its spectator part has been investigated. The probability of the total silicon disintegration for different components of emulsion and the formation probability of two multicharged fragments have been estimated. The fragment charge distributions from the experiment are compared with similar ones of the percolation model.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988