

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР $^{12}\text{C}$ С ИМПУЛЬСОМ 4,5 ГэВ/с НА НУКЛОН С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ И КАСКАДНО-ИСПАРИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЙ

БУХАРЕСТ — ВАРШАВА — ДУБНА — КОШИЦЕ —  
ЛЕНИНГРАД — МОСКВА — ТАШКЕНТ.

СОТРУДНИЧЕСТВО <sup>1)</sup>

(Поступила в редакцию 2 января 1978 г.)

Исследованы основные экспериментальные характеристики (множественности различных типов вторичных частиц, корреляции между ними, угловые распределения и их зависимость от различных параметров первичного ядра и ядра-мишени) множественного рождения частиц в неупругих взаимодействиях ядер углерода при импульсе 50 ГэВ/с с ядрами фотоэмульсии. Проведено систематическое сравнение данных с результатами изучения дейтрон- и  $\alpha$ -ядерных соударений при близких энергиях на нуклон ядра-снаряда и расчетами по каскадно-испарительной модели ядро-ядерных взаимодействий. Показано, что каскадная модель удовлетворительно описывает большинство общих характеристик множественного рождения в  $^{12}\text{C}$ -ядро соударениях, хотя в ряде случаев обнаруживает количественное несогласие с данными. Получена оценка сечения дифракционной диссоциации ядра углерода на три  $\alpha$ -частицы.

### 1. Введение

Ядро-ядерные взаимодействия при высоких энергиях вызывают в последние годы значительный и все возрастающий интерес, связанный с поиском возможных проявлений коллективных свойств ядерной материи при высоких плотностях и изучением масштабной инвариантности в соударениях составных систем. Эксперименты по кумулятивному мезообразованию [1] и фрагментации релятивистских ядер [2], а также гипотезы об образовании ядерных изомеров плотности и формировании ядерных ударных волн [3] указывают на то, что исследование соударений релятивистских ядер весьма привлекательно с точки зрения получения новых важных сведений о динамике сильных взаимодействий.

Первоочередной задачей, очевидно, является накопление экспериментальных данных по ядро-ядерным взаимодействиям в широком интервале

<sup>1)</sup> А. Мариц, Д. Нягу, М. Хайдук — Центральный институт физики, Бухарест; Э. Скжипчак, Е. Шонерт — Варшавский университет, Варшава; Б. П. Банник, Г. Д. Пестова, Д. А. Саломов, К. Д. Толстов, В. Д. Тонеев, Г. С. Шабратова, М. Шериф, А. Эль-Наги — Объединенный институт ядерных исследований, Дубна; С. Вокад, М. Карабова, У. Михальчак, Э. Силеш — Университет им. П. И. Шафарика, Кошице; В. А. Бакаев, С. Д. Богданов, Б. В. Губинский, В. И. Остроумов — Политехнический институт им. М. И. Калинина, Ленинград; В. Г. Богданов, Н. А. Перфилов, В. А. Плющев, Э. И. Соловьева — Радиевый институт им. В. Г. Хлопина, Ленинград; М. И. Адамович, В. Г. Ларионова, С. П. Харламов, М. М. Чернявский — Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва; Р. А. Бондаренко, У. Г. Гулямов, Ш. З. Насыров, Н. В. Петров, Б. Г. Рахимбаев — Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент; К. Г. Гуламов, Л. Н. Свечникова, Г. М. Чернов — Физико-технический институт им. С. В. Стародубцева АН УзССР, Ташкент.

первичных энергий. Настоящая работа посвящена изучению ряда основных экспериментальных характеристик неупругих соударений ядер углерода при первичном импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон с ядрами фотоэмульсии; предварительное сообщение о некоторых характеристиках  $^{12}\text{C}$ -Em-взаимодействий было сделано нами в работе [4].

Преобладающим при таких энергиях является процесс множественного рождения частиц, и естественно возникает вопрос о глобальном механизме этого процесса в соударениях высокоэнергичных ядер, в частности об относительном вкладе двухчастичных (в частности, каскадных) и коллективных процессов. Ясно, что этот вопрос не может быть решен a priori и наблюдение каких-либо особенностей в характеристиках ядро-ядерных взаимодействий, необъяснимых каскадной моделью, явилось бы указанием на реализацию коллективного режима соударений [5].

Таблица 1

Средние свободные пробеги ядер для неупругого взаимодействия в эмульсии

Налетающее ядро	$\lambda_{\text{exp}}, \text{см}$	$\lambda_{\text{cal}}, \text{см}$	Данные работ
$^2\text{H}$	$26,9 \pm 0,6$	25,8	[9]
$^4\text{He}$	$19,5 \pm 0,3$	21,0	[10]
$^{12}\text{C}$	$13,7 \pm 0,3$	13,7	Настоящая работа

В работах [6-8] отмечалось, что при энергиях  $\lesssim 2$  ГэВ/нуклон основные характеристики множественного рождения частиц в ядро-ядерных соударениях удовлетворительно согласуются с представлением о каскадном механизме. Так как величина сжатия ядерной материи зависит от энергии соударения, представляет интерес продвижение в область более высоких энергий. Поэтому другая цель настоящей работы состоит в систематическом сравнении экспериментальных данных по « $^{12}\text{C}$  — ядро эмульсии»-взаимодействиям с предсказаниями каскадно-испарительной модели ядро-ядерных соударений [9].

## 2. Экспериментальный материал

Эмульсионные камеры, составленные из слоев фотоэмульсий типа BR-2 ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТ, облучались ядрами  $^{12}\text{C}$  с импульсом 4,5 ГэВ/с/нуклон на синхрофазотроне ОИЯИ (Дубна). Примесь легких ядер с зарядом  $z \leq 5$  в первичном пучке, обусловленная фрагментацией ядер  $^{12}\text{C}$  в канале, оценивалась в специальных контрольных измерениях зарядов ядер методом определения плотности  $\delta$ -электронов на треках первичного пучка. Оказалось, что примесь таких ядер в ансамбле треков, образующих в эмульсии звезды и отобранных по ионизации визуально, пренебрежимо мала ( $\lesssim 5\%$ ).

При двойном (быстром и медленном) просмотре «вдоль следа» на суммарной длине 337,9 м было зарегистрировано 2468 неупругих событий. Для исключения упругого рассеяния отбрасывались однолучевые события при угле отклонения вторичного следа (с ионизацией, близкой к ионизации первичного), меньшем  $3^\circ$ . В табл. 1 приводится полученное значение пробега для неупругого взаимодействия  $^{12}\text{C}$  с ядрами фотоэмульсии вместе с соответствующими значениями для дейтрон-ядерных ( $dA$ ) и  $\alpha$ -ядерных ( $\alpha A$ ) соударений при практически одинаковых импульсах на нуклон ядра-снаряда [9, 10]: Здесь же приведены значения  $\lambda_{\text{cal}}$ , вычисленные по модифицированной формуле Брадта — Питерса [11]. Как видно, рассчитанные значения  $\lambda_{\text{cal}}$  удовлетворительно согласуются с экспериментальными, однако следует отметить, что величина  $\lambda_{\text{cal}}$  малочувствительна к значениям параметров в формуле Брадта — Питерса и даже к форме зависимости сечения  $\sigma(A_{\text{proj}}, A_{\text{targ}})$  в пределах разумных предположений [11].

Измерения и анализ проводились на 1001 неупругом событии, отобранных без какой-либо дискриминации. Вторичные заряженные частицы из этих событий были разделены на следующие типы.

1. Медленные (или сильноионизирующие, или  $h$ -) частицы (кинетическая энергия протонов  $T_p \leq 400$  МэВ).  $h$ -частицы при угле с плоскостью эмульсии  $\gamma \leq 30^\circ$  разделялись далее путем измерения пробегов на «черные» ( $b$ -частицы с  $T_p \leq 26$  МэВ) и «серые» ( $g$ -частицы с  $26 < T_p \leq 400$  МэВ). При вычислении характеристик распределений  $b$ - и  $g$ -частиц частицам с  $\gamma > 30^\circ$  приписывался статистический вес:

$$k = \pi/2 \arcsin(\sin 30^\circ / \sin \theta).$$

2. Релятивистские однозарядные частицы с  $T_p > 400$  МэВ и ионизацией  $I/I_0 < 1,4$  ( $I_0$  — плотность ионизации релятивистских однозарядных треков с  $p\beta \approx 4$  ГэВ в данной эмульсии).

3. Двухзарядные фрагменты ядра-снаряда — частицы с ионизацией  $I/I_0 \sim 4$ , не изменяющейся на длине  $\geq 2$  см и вылетающие под углом  $\theta < 3^\circ$ .

4. Многозарядные ( $z \geq 3$ ) фрагменты первичного ядра  $^{12}\text{C}$ . Заряды релятивистских фрагментов ядра-снаряда определялись методом измерения плотности  $\delta$ -электронов.

Сильноионизирующие ( $h$ ) частицы принадлежат ядру-мишени, частицы типа 3 и 4 — ядру-снаряду; среди релятивистских однозарядных частиц имеются «рожденные» частицы (пионы, провзаимодействовавшие протоны, релятивистские однозарядные частицы отдачи из мишени и т. д.) и однозарядные непроваимодействовавшие фрагменты ядра-снаряда. В данной работе мы предполагаем, что все однозарядные релятивистские частицы с  $\theta < \theta_0$  являются непроваимодействовавшими фрагментами снаряда, а релятивистские частицы за вычетом этих фрагментов будем в дальнейшем именовать  $s$ -частицами. В качестве  $\theta_0$  будем использовать два значения:  $\theta_0 = 3^\circ$  (это значение было выбрано а priori и использовалось при анализе событий, разыгранных по каскадно-испарительной модели (см. ниже), и в работе [4]) и  $\theta_0 = \arccos 0,9991 \approx 2,4^\circ$  (это значение  $\theta_0$  было выбрано а posteriori при анализе угловых распределений (см. ниже)).

Для всех типов вторичных заряженных частиц из  $^{12}\text{C}$ -взаимодействий были измерены полярные ( $\theta$ ) и азимутальные ( $\phi$ ) углы вылета.

### 3. Каскадно-испарительная модель ядро-ядерных соударений

В рамках каскадной модели, разработанной в [5], каждое из сталкивающихся ядер в собственной системе координат рассматривается как ферми-газ нуклонов в потенциальной яме Вудса — Саксона  $V(r)$ . Предполагается, что нуклоны налетающего ядра могут быть описаны в л.с. как независимые частицы, характеризуемые 4-вектором пространства-времени  $\{r, t\}$  и 4-вектором энергии-импульса  $\{p, E\}$  с эффективной массой  $m_{eff} = \sqrt{E^2 - p^2} = m - V(r) - B$ , где  $m$  — масса свободного нуклона,  $B$  — энергия связи нуклона в ядре. Модель на равных основаниях рассматривает ядро-снаряд и ядро-мишень, учитывая одновременно развитие внутриядерного каскада в обоих ядрах. При этом учитываются процессы мезообразования, лоренцевское сжатие, влияние принципа Паули, эффект изменения ядерной плотности по мере развития каскада. Физическая картина первой стадии взаимодействия напоминает задачу столкновения двух облаков газа.

Ядра после завершения быстрой (каскадной) стадии остаются в возбужденном состоянии, и последующий процесс снятия возбуждения описывается с помощью равновесной статистической теории.

Если ядро-снаряд заменить адроном, данный подход сводится к обычной каскадно-испарительной модели, которая хорошо зарекомендовала себя в обсуждаемой области энергий первичных частиц  $T_0 \leq 5$  ГэВ [12].

При сделанных предположениях распространение модели на случай столкновения двух ядер не требует введения каких-либо дополнительных параметров. Все вычисления были проведены методом Монте-Карло. Детали расчета опубликованы в работе [5].

Представленные в данной работе теоретические результаты получены расчетом для четырех типов ядер-мишеней:  $^{108}\text{Ag}$ ,  $^{80}\text{Br}$  и  $^{14}\text{N}$  (для группы легких ядер эмульсии С, N, O),  $^1\text{H}$  и в дальнейшем суммировались с веса-

Таблица 2

Средние множественности различных типов вторичных частиц в  $^{12}\text{C}$ -взаимодействиях в сравнении с предсказаниями (в скобках) каскадно-испарительной модели

Тип события	Множественности							
	$\langle n_b \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_s \rangle$		фрагменты ядра-снаряда			$\langle n_z \geq 3 \rangle$
			$\theta_0 = 3^\circ$	$\theta_0 \cong 2,4^\circ$	$\langle n_z = 1 \rangle$		$\langle n_z = 2 \rangle$	
				$\theta_0 = 3^\circ$	$\theta_0 \cong 2,4^\circ$			
Все $^{12}\text{C}$	$4,3 \pm 0,2$ (5,3)	$5,9 \pm 0,3$ (5,3)	$7,6 \pm 0,2$ (7,4)	$7,8 \pm 0,2$	$1,15 \pm 0,04$ (2,5)	$0,98 \pm 0,03$	$0,63 \pm 0,03$ (0,36)	$0,20 \pm 0,01$
$n_h \leq 6$	$1,1 \pm 0,1$ (1,5)	$1,1 \pm 0,1$ (1,2)	$4,1 \pm 0,2$ (3,9)	$4,2 \pm 0,2$	$1,22 \pm 0,05$ (2,2)	$1,07 \pm 0,05$	$0,88 \pm 0,04$ (0,42)	$0,31 \pm 0,02$
$n_h > 6$	$7,8 \pm 0,2$ (9,9)	$11,3 \pm 0,4$ (10,2)	$11,5 \pm 0,3$ (11,5)	$11,7 \pm 0,3$	$1,07 \pm 0,05$ (2,8)	$0,88 \pm 0,05$	$0,36 \pm 0,03$ (0,28)	$0,08 \pm 0,01$
$n_h \geq 28$	$11,0 \pm 0,5$ (14,1)	$22,4 \pm 0,8$ (20,6)	$17,8 \pm 0,6$ (18,6)	$18,0 \pm 0,6$	$0,57 \pm 0,08$ (2,7)	$0,39 \pm 0,07$	$0,09 \pm 0,03$ (0,08)	0

ми, соответствующими вычисленным сечениям неупругих ядро-ядерных взаимодействий и составу ядерной эмульсии. Полное число разыгранных неупругих событий составило 2090; эти события были обработаны в точном соответствии с условиями эксперимента.

#### 4. Результаты и их обсуждение

##### 1. Множественность вторичных частиц

В табл. 2 представлены средние множественности различных типов вторичных заряженных частиц в полном наборе  $^{12}\text{C}$  — ядро-взаимодействий и группах событий с  $n_h \leq 6$ ,  $n_h > 6$ ,  $n_h \geq 28$ . Экспериментальные данные сравниваются со значениями, вычисленными в рамках описанной выше каскадно-испарительной модели. В табл. 3 проведено сравнение множественностей основных групп вторичных частиц для различных первичных ядер при близких энергиях на нуклон (средние множественности для  $pA$ -взаимодействий получены интерполяцией данных при разных первичных энергиях, полученных методом просмотра «вдоль трека», компиляция которых приведена на рис. 126 в [12]).

Из этих данных следует, что:

1) с ростом массового числа  $A_{proj}$  ядра-снаряда средняя множественность однозарядных релятивистских частиц быстро возрастает, при этом существенно увеличивается и число «серых» треков. Интересно, что множественность наиболее медленных фрагментов мишени ( $b$ -частиц) в соударениях с ядрами эмульсии слабо уменьшается с ростом  $A_{proj}$ ; следует помнить, однако, что вследствие изменения относительных вероятностей взаимодействия различных первичных ядер с разными компонентами эмульсии <sup>2)</sup> это заключение нельзя распространять на случай взаимодействий с фиксированным  $A_{targ}$ ;

<sup>2)</sup> При увеличении  $A_{proj}$  возрастает вероятность соударения с легкими ядрами, так, например, вероятность неупругого взаимодействия протонов и ядер  $^{12}\text{C}$  со свободным водородом эмульсии составляют соответственно 4 и 11%.

2) экспериментальные данные по средним множественностям для  $s$ -частиц хорошо, а для  $g$ -частиц удовлетворительно согласуются с рассчитанными по каскадной модели для всех рассмотренных групп  $^{12}\text{C}A$ -соударений. С другой стороны, рассчитанные множественности  $b$ -частиц (наиболее медленных фрагментов мишени), и в особенности не взаимодействовавших фрагментов ядра-снаряда, не согласуются с опытными данными. Основная причина этого расхождения — в некорректности использованного

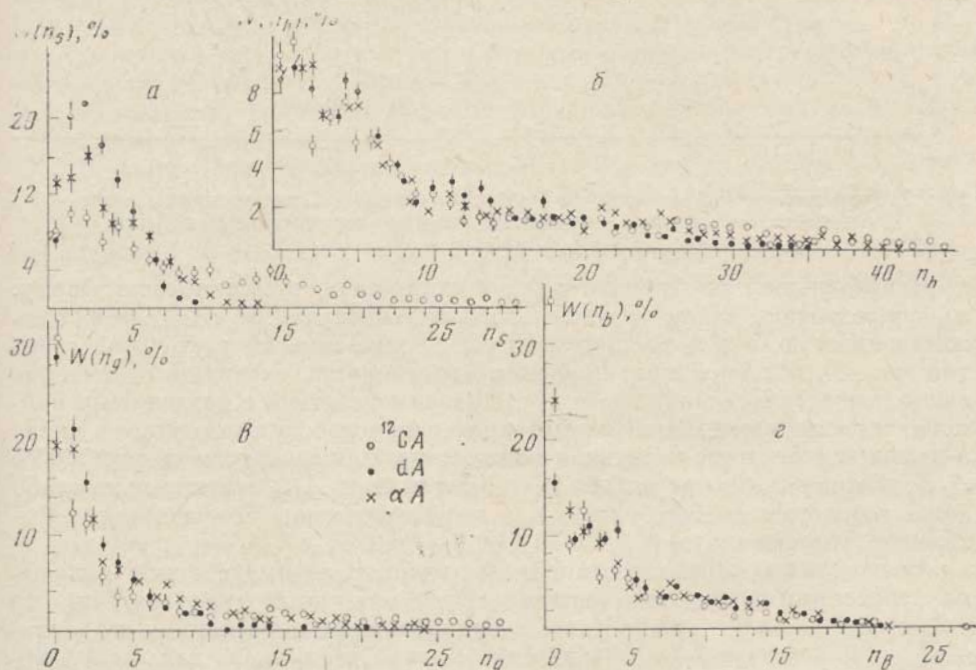


Рис. 1. Распределения по  $n_s$  (а),  $n_h$  (б),  $n_g$  (в) и  $n_b$  (г) в неупругих  $^{12}\text{C}A$ -взаимодействиях в сравнении с таковыми в  $dA$ - и  $\alpha A$ -соударениях при близких энергиях на нуклон

«испарительного» приближения для описания распада возбужденных ядер, которое является очень грубым подходом (особенно для легких ядер). Это обстоятельство отмечалось ранее в работе [6]. Не исключено, однако, что необходимы коррективы и в быструю (каскадную) часть процесса взаимодействия; указание на это, по-видимому, следует из того факта, что модель не дает наблюдающегося на опыте уменьшения числа однозарядных фрагментов с ростом  $n_h$  (табл. 2);

3) с увеличением  $n_h$  (т. е. с уменьшением прицельного параметра) существенно изменяется соотношение между  $b$ - и  $g$ -частицами среди фрагментов ядра-мишени ( $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle \approx 1$  при  $n_h \leq 6$  и  $\approx 2$  при  $n_h \geq 28$ ). Отметим, что в  $pA$ -соударениях  $\langle n_g \rangle$  существенно меньше  $\langle n_b \rangle$  и  $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$  практически не зависит от полного числа сильноионизирующих частиц [12]. Каскадная модель качественно (но не количественно) воспроизводит это перераспределение в энергиях  $h$ -частиц в ядро-ядерных соударениях (табл. 2). Очень четко выражена связь между средним числом  $h$ -частиц и числом нуклонов ядра-снаряда, взаимодействующих с мишенью: числа фрагментов ядра-снаряда уменьшаются с увеличением  $n_h$  тем сильнее, чем больше их заряд.

На рис. 1 показаны распределения по  $n_s$ ,  $n_h$ ,  $n_g$  и  $n_b$  для углерод-ядерных взаимодействий в эмульсии в сравнении с аналогичными распределениями для первичных дейтронов и  $\alpha$ -частиц при близких энергиях на нуклон [9, 10, 13]. Как видно, наиболее сильно с увеличением  $A_{proj}$  изменяется

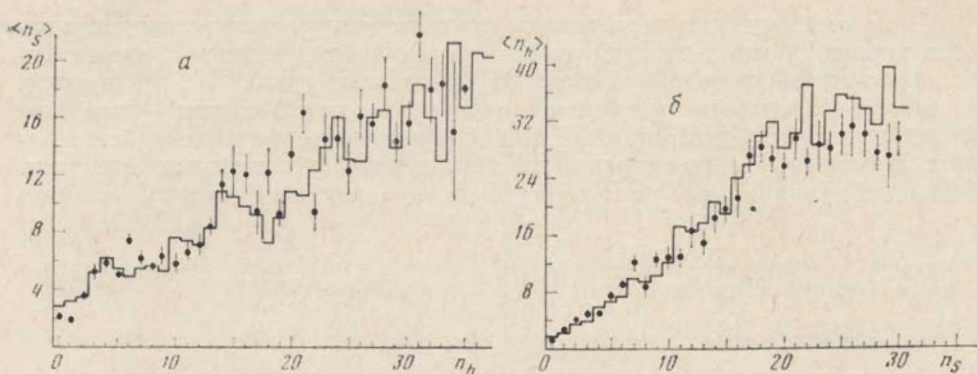


Рис. 2. Зависимости  $\langle n_s \rangle$  от  $n_h$  (а) и  $\langle n_h \rangle$  от  $n_s$  (б) в  $^{12}\text{C}\text{A}$ -соударениях (точки — эксперимент, гистограмма — расчет по каскадно-испарительной модели)

$n_s$ -распределение: оно существенно «уширяется», изменяя свою форму.  $n_g$ -распределение также заметно обогащается случаями с большой множественностью, а в  $n_b$ -распределении наиболее заметен рост числа событий с  $n_b=0$ , основной причиной которого является, очевидно, отмеченное выше перераспределение вероятностей взаимодействия с различными компонентами эмульсии. При рассмотрении распределения по полному числу  $h$ -частиц имеет место частичная компенсация описанных зависимостей от  $A_{proj}$ , поэтому  $n_h$ -распределение и  $\langle n_h \rangle$  зависят от  $A_{proj}$  относительно слабо ( $\langle n_h \rangle$  возрастает слабее, чем  $\langle n_g \rangle$ , а  $n_h$ -распределение обогащается событиями с большими  $n_h$ ).

Более тонкой характеристикой ядро-ядерных взаимодействий являются корреляции между множественностями различных типов частиц. На рис. 2 представлены корреляционные зависимости  $\langle n_s(n_h) \rangle$  и  $\langle n_h(n_s) \rangle$  для  $^{12}\text{C}\text{A}$ -взаимодействий в сравнении с расчетом по каскадной модели. Видно, что модель неплохо согласуется с экспериментом. Отметим, что эти зависимости (за исключением, возможно, области предельно больших  $n_s$ ) можно приближенно аппроксимировать линейными зависимостями с положительным наклоном:

$$\langle n_i(n_j) \rangle = a_{ij}n_j + b_{ij}, \quad a_{ij} > 0,$$

как и в адрон-ядерных взаимодействиях (при более высоких энергиях).

Весьма интересны данные о зависимостях множественностей различных типов вторичных частиц от числа нуклонов  $n_{int}$  ядра-снаряда, вступивших во взаимодействие с мишенью. Оценку  $n_{int}$  можно получить, зная суммарный заряд неповзаимодействовавших фрагментов ядра-снаряда:

$$Q = \sum_i n_i z_i,$$

где  $n_i$  — число фрагментов с зарядом  $z_i$  и суммирование проводится по всем таким фрагментам в событии. Распределение по  $Q$  показано на рис. 3а, из которого следует, что оно (значения  $Q > 6$ , появившиеся в  $\sim 1\%$  событий) приблизительно равномерно в «угловой» идентификации однозарядных фрагментов были заменены на  $Q=6$ ). Значение  $n_{int}$  приближенно равно

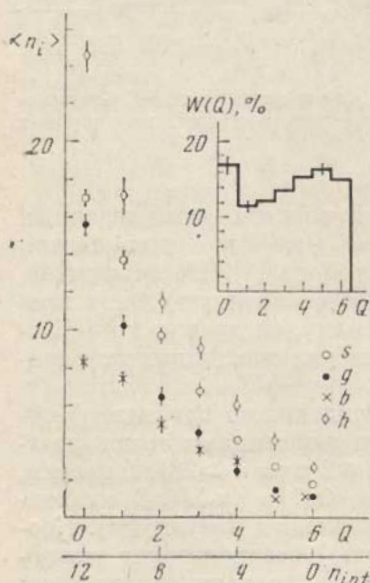


Рис. 3. Распределение по  $Q$  и зависимости средних множественностей от  $Q(n_{int})$  в  $^{12}\text{C}\text{A}$ -соударениях

приблизительно равномерно из-за неопределенности в «угловой» идентификации однозарядных фрагментов были заменены на  $Q=6$ ). Значение  $n_{int}$  приближенно равно

12—2Q (отклонение от этого равенства, очевидно, наиболее существенно при минимальных и максимальных Q).

На рис. 3б показаны зависимости  $\langle n_i \rangle$  ( $i=s, g, b, h$ ) от Q (или  $n_{int}$ ). Видно, что множественности всех типов частиц резко возрастают с увеличением  $n_{int}$  (уменьшением Q), причем значения «удельных» множественностей  $\langle n_i \rangle / n_{int}$  довольно близки к постоянным значениям, если исключить из рассмотрения «крайние» точки (другими словами, зависимости  $\langle n_i(Q) \rangle$  близки к линейным). Таким образом, множественности вторичных частиц в первом приближении не противоречат нередко используемому предположению о возможности рассмотрения ядро-ядерных взаимодействий как суперпозиции более «элементарных» нуклон-ядерных столкновений, т. е. предположению, значительно более упрощенному, чем описанная выше каскадная модель.

Из данных рис. 3б следует также, что, несмотря на грубость определения,  $n_{int}$  (или Q) — удобная экспериментальная характеристика для классификации неупругих ядро-ядерных взаимодействий по степени их периферичности (прицельному параметру): взаимодействия с малыми Q (большими  $n_{int}$ ) естественно считать «центральными», а события с большими Q (малыми  $n_{int}$ ) — «периферическими» соударениями ядер.

## 2. Угловые распределения

Распределение однозарядных релятивистских частиц по углу  $\theta$  в ядро-ядерных взаимодействиях имеет острый максимум при  $\theta \sim 0$  (рис. 4), обусловленный непрореагировавшими фрагментами ядра-снаряда с  $z=1$ . В pA-взаимодействиях угловое распределение в области очень малых углов приблизительно равномерно:  $d\sigma/d\Omega \approx \text{const}$  (см., например, [14]). Используя это обстоятельство, легко найти значение  $\theta = \theta_0$ , «отделяющее» (статистически) фрагменты снаряда от «рожденных» вторичных частиц:  $\theta_0 \approx 2,4^\circ$ ; при этом значении угла число рожденных частиц в области  $\theta < \theta_0$  приблизительно компенсируется числом непрореагировавших однозарядных фрагментов в «хвосте» распределения при  $\theta > \theta_0$  (рис. 4). Независимое подтверждение правильности выбора  $\theta_0$  мы получили из предварительного анализа<sup>3)</sup> импульсных измерений, выполненных нами на следах однозарядных ливневых частиц с  $\theta < 3^\circ$ . Как отмечалось выше, ливневые частицы с  $\theta > \theta_0$  мы называем s-частицами и используем при анализе два значения  $\theta_0$  ( $2,4^\circ$  и  $3^\circ$ ).

На рис. 5 показаны угловые распределения продуктов фрагментации первичных ядер в dA-,  $\alpha$ A- и  $^{12}\text{C}$ A-взаимодействиях в фотоэмульсии (данные по dA- и  $\alpha$ A-соударениям — из работ [9, 10]). Хорошо видно, что средние углы вылета фрагментов тем меньше, чем больше их масса (или заряд) — это обстоятельство отмечалось и ранее в ряде работ по фрагментации релятивистских ядер. Результаты, представленные на рис. 5в, дают основание сделать еще одно заключение: угловое распределение однозарядных фрагментов «уширяется» с ростом  $A_{прое}$  в области первичных ядер от  $^2\text{H}$  до  $^{12}\text{C}$ . Очевидно, примесь ядер  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$  и т. д. среди однозарядных фрагментов ядра  $^{12}\text{C}$  должна была бы приводить к обратному явлению («сужению» углового распределения), таким образом, полученный результат (если он подтвердится в более точных экспериментах) несомненно отражает свойства одночастичных волновых функций легких ядер.

Угловые распределения b-, g- и s-частиц для разных групп  $^{12}\text{C}$ A-взаимодействий показаны из рис. 6а—в в сравнении с рассчитанными по описанной выше каскадной модели (для s-частиц использовалось в обоих случаях  $\theta_0 = 3^\circ$ ). Приведены также (табл. 4) экспериментальные ( $\alpha_{exp}$ ) и ра-

<sup>3)</sup> О результатах изучения импульсных и некоторых других характеристик  $^{12}\text{C}$ A-соударений мы надеемся сообщить в другой работе.

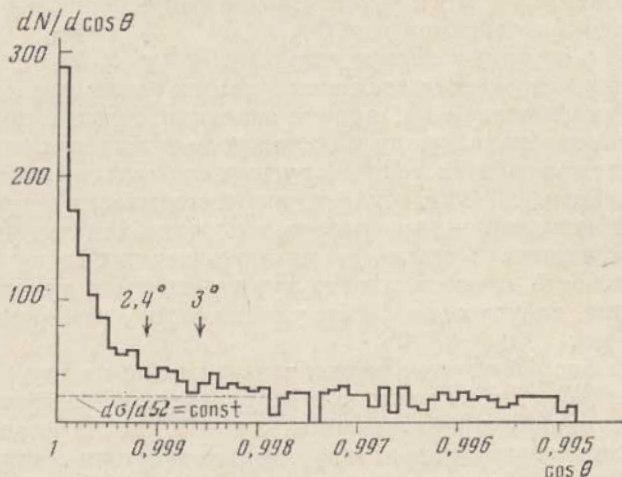


Рис. 4. Угловые распределения однозарядных ливневых частиц из  $^{12}\text{CA}$ -взаимодействий в области очень малых углов

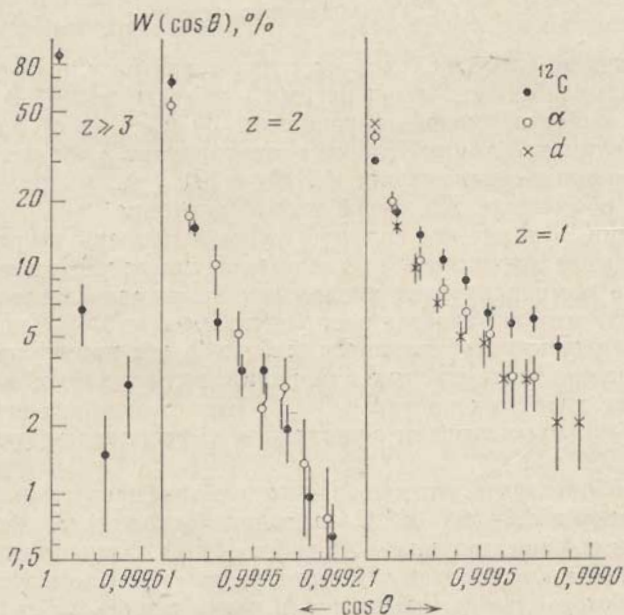


Рис. 5. Угловые распределения фрагментов ядер-снарядов в  $dA$ -,  $\alpha A$ - и  $^{12}\text{CA}$ -взаимодействиях при близких энергиях на нуклон

счетные ( $\alpha_{\text{cal}}$ ) значения коэффициентов асимметрии  $\alpha = (n_{\theta < \pi/2} - n_{\theta > \pi/2}) / (n_{\theta < \pi/2} + n_{\theta > \pi/2})$  этих распределений (для  $b$ - и  $g$ -частиц). Из данных, представленных на рис. 6а — в и в табл. 4, следует:

1) форма угловых распределений для  $b$ -частиц хорошо, а для  $g$ -частиц удовлетворительно описывается каскадной моделью. Для  $z$ -частиц согласия нет: модель несколько занижает число частиц с малыми  $\theta$  и заметно завышает число ливневых частиц, испущенных в заднюю полусферу в л.с.;

2) угловые распределения всех типов вторичных частиц очень слабо (или вовсе не) зависят от числа сильноионизирующих частиц, т. е. от степени дезинтеграции ядра-мишени. Это свойство распределений хорошо воспроизводится каскадно-испарительной моделью;



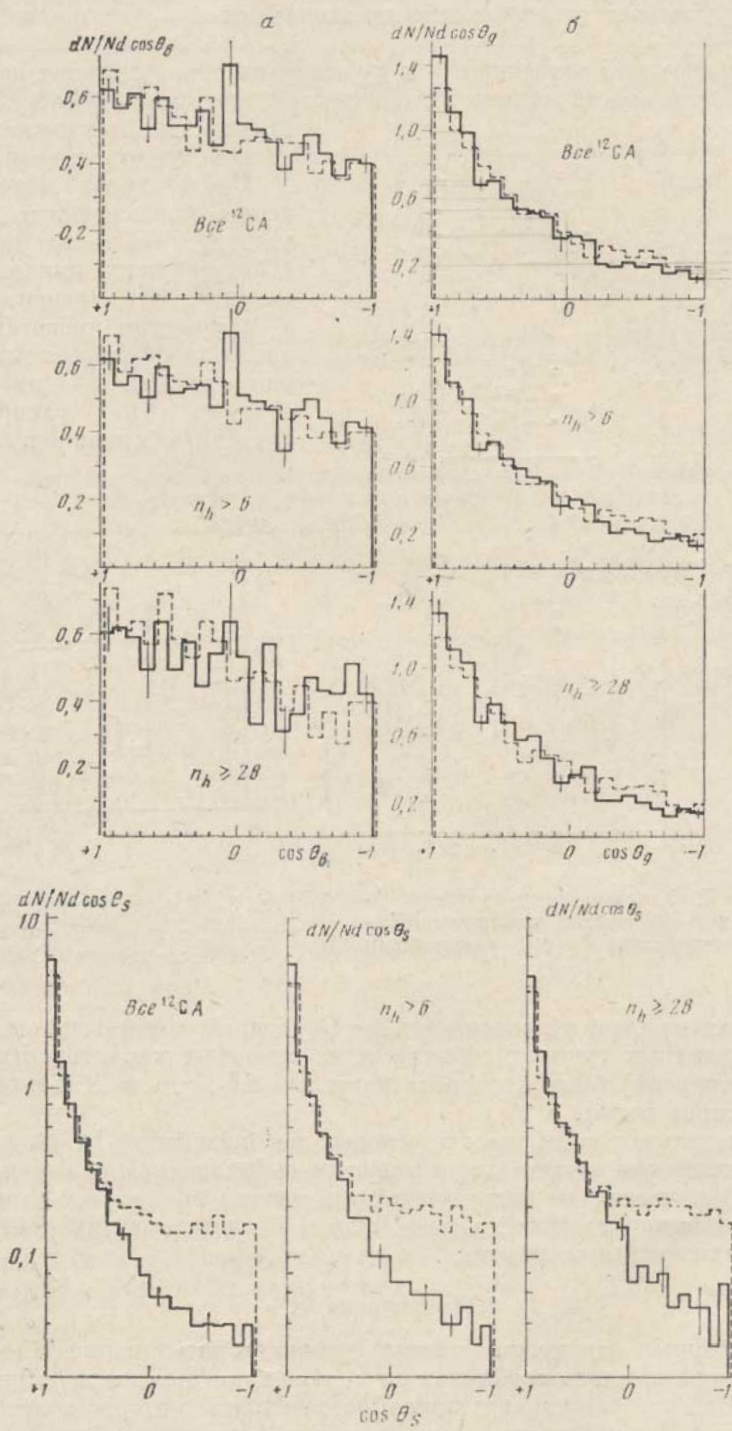


Рис. 6. Угловые распределения  $b$ -частиц (а),  $g$ -частиц (б) и  $s$ -частиц (с) в различных группах  $^{12}\text{CA}$ -взаимодействий (сплошная гистограмма) в сравнении с расчетом по каскадной модели (пунктир)

3) сравнение угловых распределений  $b$ -,  $g$ -, и  $s$ -частиц из  $dA$ -,  $\alpha A$ - и  $^{12}CA$ -взаимодействий при близких энергиях на нуклон показывает, что они в пределах ошибок экспериментов не зависят от  $A_{proj}$  (не проиллюстрировано);

4) угловые распределения  $b$ - и  $g$ -частиц не обнаруживают каких-либо статистически обеспеченных особенностей, которые можно было бы связать с механизмом типа ядерных ударных волн.

Представляет интерес изучение зависимости угловых спектров от числа провазимодействовавших нуклонов ядра снаряда. Эта зависимость для  $b$ - и  $g$ -частиц представлена на рис. 7 (коэффициенты асимметрии — в табл. 4), из которого следует, что распределения устойчивы к изменению  $Q$  (или

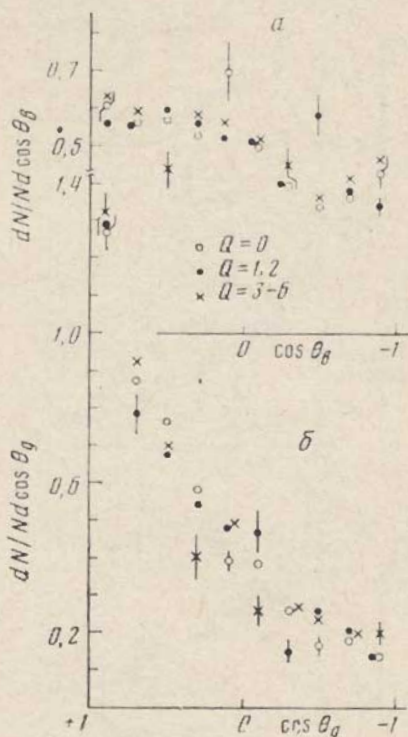


Рис. 7. Угловые распределения  $b$ - (а) и  $g$ - (б) частиц для группы  $^{12}CA$ -взаимодействий с различными  $Q(n_{int})$

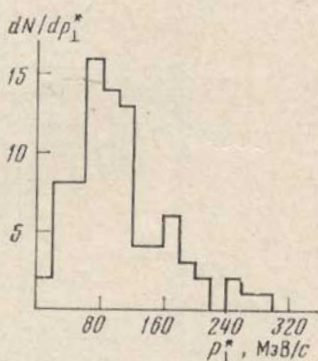


Рис. 8. Распределение  $|p_{\perp i}|$   $\alpha$ -частиц в ядре  $^{12}C$  для реакций диссоциации  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$

$n_{int}$ ). Практическая независимость от  $Q$  распределений всех типов частиц в различных группах событий и их основных характеристик (средних и дисперсий) была проверена нами для  $dA$ -,  $\alpha A$ - и  $^{12}CA$ -событий (не проиллюстрировано).

Замечательная устойчивость угловых распределений  $b$ -,  $g$ - и  $s$ -частиц к изменению «массовых» характеристик снаряда ( $n_{int}$ ,  $A_{proj}$ ) и мишени ( $n_t$ ,  $A_{target}$ ) является, по нашему мнению, веским аргументом в пользу доминирования двухчастичного (каскадного) механизма взаимодействия при изучаемых первичных энергиях.

### 3. Диссоциация $^{12}C \rightarrow 3\alpha$

Рассмотрим в заключение данные о реакции диссоциации  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ , в известной мере стоящие особняком от содержания других разделов настоящей работы, но представляющие самостоятельный интерес с точки зрения получения экспериментальной информации о волновых функциях многочастичных систем в атомных ядрах.

На длине просмотренного следа, большей использованной для глобального анализа неупругих  $^{12}CA$ -взаимодействий, было найдено 28 событий ( $\sim 2\%$  неупругих событий) с тремя  $\alpha$ -частицами в конечном состоянии и без каких-либо признаков возбуждения ядра-мишени. Предполагая

Значения средних множественностей для различных первичных ядер при близких энергиях на нуклон

Первичное ядро	Первичный импульс, ГэВ/с/нуклон	$\langle n_b \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_s \rangle + \langle n_{z=1} \rangle$	Данные работ
$^1\text{H}$	4,5	$5,0 \pm 0,3$	$3,0 \pm 0,2$	$1,7 \pm 0,2 (=n_s)$	-*
$^2\text{H}$	4,7	$5,7 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,1$	$3,1 \pm 0,1$	[13]
$^4\text{He}$	4,2	$4,7 \pm 0,2$	$4,6 \pm 0,2$	$3,9 \pm 0,1$	[13]
$^{12}\text{C}$	4,5	$4,3 \pm 0,2$	$5,9 \pm 0,3$	$8,8 \pm 0,2$	Настоящая работа

\* Значения средних множественностей для pA-соударений при  $p \approx 4,5$  ГэВ/с/нуклон получены интерполяцией экспериментальных данных из компиляции в [12].

Таблица 4

Значения коэффициентов асимметрии угловых распределений b- и g-частиц для различных групп  $^{12}\text{C}$ A-соударений

Определение группы	b-частицы		g-частицы	
	$\alpha_{exp}$	$\alpha_{cal}$	$\alpha_{exp}$	$\alpha_{cal}$
Все $^{12}\text{C}A$	$0,13 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,01$	$0,53 \pm 0,02$	$0,50 \pm 0,01$
$n_h > 6$	$0,12 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,02$	$0,53 \pm 0,02$	$0,43 \pm 0,01$
$n_h \geq 28$	$0,13 \pm 0,04$	$0,21 \pm 0,03$	$0,54 \pm 0,03$	$0,44 \pm 0,02$
$Q=0$	$0,19 \pm 0,03$	—	$0,55 \pm 0,03$	—
$Q=1,2$	$0,11 \pm 0,03$	—	$0,51 \pm 0,03$	—
$Q=3,6$	$0,12 \pm 0,03$	—	$0,53 \pm 0,03$	—

поперечный импульс  $|p_{\perp i}|$  вторичных  $\alpha$ -частиц равным  $^{1/3}p_0 \sin \theta_i$  ( $p_0$  — импульс ядра  $^{12}\text{C}$ ), а поперечный импульс, полученный ядром углерода, — векторной сумме  $p_{\perp i}$ , легко оценить значение поперечного импульса  $|p_{\perp i}^*|$   $\alpha$ -частиц в ядре  $^{12}\text{C}$ :

$$|p_{\perp i}^*| = \left| p_{\perp i} - ^{1/3} \sum_{i=1}^3 p_{\perp i} \right|.$$

Распределение  $|p_{\perp i}^*|$  приведено на рис. 8.

Анализ углового распределения вторичных  $\alpha$ -частиц, проведенный в [4], позволяет предположить, что, возможно, дифракционная диссоциация  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  идет каскадным путем, через промежуточное состояние  $^8\text{Be}$ . Очевидно, для более уверенных заключений необходим существенно более обеспеченный статистический материал.

## 5. Заключение

Резюмируем некоторые основные результаты настоящей работы.

1. С увеличением  $A_{proj}$  (от 2 до 12) наиболее быстро возрастает число релятивистских (рожденных) частиц, существенно возрастает также число «серых» треков, множественность испарительных «черных» треков зависит от  $A_{proj}$  очень слабо. Средние множественности всех типов вторичных частиц, отнесенные к числу  $n_{int}$  взаимодействующих с мишенью нуклонов ядра-снаряда, слабо зависят от  $n_{int}$ .

2. Угловые распределения всех типов вторичных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях весьма устойчивы к изменению  $A_{proj}$  (или  $n_{int}$ ) и  $A_{targ}$  (или  $n_h$ ).

3. Большинство глобальных характеристик  $^{12}\text{C}$ -взаимодействий (множественности, угловые распределения и различные корреляции между ними) удовлетворительно описываются каскадной моделью; обнаружены, однако, количественные расхождения с расчетом (описание фрагментации возбужденных ядер, угловое распределение  $s$ -частиц, испущенных в заднюю полусферу и др.).

4. Данные по множественностям и одночастичным распределениям не обнаруживают существенных указаний на коллективные эффекты в соударениях ядер при энергиях в несколько ГэВ/нуклон. Возможно, что для их проявления необходим анализ более тонких характеристик взаимодействий и (или) в ограниченных областях фазового пространства.

5. Обнаружены реакции дифракционной диссоциации  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ , сечение которых составляет около 2% от полного неупругого сечения взаимодействия ядер углерода с фотоэмульсией.

Авторам работы приятно поблагодарить руководство ЛВЭ ОИЯИ и персонал синхрофазотрона, а также А. И. Голохвастова и С. А. Хорозова за проведение облучения эмульсионных стопок. Авторы признательны С. А. Любомулову за обработку фотоэмульсий и техническому составу лабораторий сотрудничества за большую работу по просмотру и измерениям.

#### Литература

- [1] A. M. Baldin. Inv. Talk at the VI Intern. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Struct., Los Alamos and Santa Fe, 1975.
- [2] H. H. Heckman. Inv. Talk at the V Intern. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Struct., Uppsala, 1973.
- [3] J. Hoffman et al. Phys. Rev. Lett., **36**, 88, 1976. W. Scheid et al. Ibid, **32**, 741, 1974.
- [4] БВДКЛМТ. Сотрудн. Препринт Е1-10838, ОИЯИ, Дубна, 1977.
- [5] К. К. Гудима, В. Д. Тонеев. Препринт Р2-10431, ОИЯИ, Дубна, 1977.
- [6] К. К. Гудима и др. Препринт Р2-10220, ОИЯИ, Дубна, 1977.
- [7] G. M. Chernov et al. Nucl. Phys., **A280**, 478, 1977.
- [8] V. Jakobsson et al. Preprint LUIP-77-08, Lund, 1977.
- [9] БВДКЛМТ. Сотрудн. Сообщение ОИЯИ. Р1-6877, Дубна, 1972.
- [10] БВДКЛМТ. Сотрудн. Сообщение Р1-8313, ОИЯИ, Дубна, 1974.
- [11] H. H. Heckman et al. Proc. of the XIV Intern. Conf. on Cosm. Ray. Phys., v. 7, München, 1975, p. 2319.
- [12] В. С. Барашенков, В. Д. Тонеев. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами, Атомиздат, 1972.
- [13] Е. С. Басова и др. Изв. АН УзССР, серия физ.-мат. № 4, 1977; Zs. Phys. A. (в печати).
- [14] H. Winzeler et al. Nuovo Cim., **17**, 8, 1960.

#### INTERACTION OF $^{12}\text{C}$ NUCLEI WITH 4.5-GeV/c MOMENTUM PER A NUCLEON WITH PHOTOEMULSION NUCLEI AND CASCADE-EVAPORATION MODEL OF NUCLEUS-NUCLEAR COLLISIONS

BUCUREST — WARSAW — DUBNA — KOSICE — LENINGRAD — MOSCOW — TASHKENT.  
COLLABORATION

Basic experimental characteristics (multiplicities of various types of the secondary particles, correlations among them, angular distributions and their dependence on the parameters of the initial nucleus and nuclear target) of multiple particle production in inelastic interaction of 50-GeV/c carbon nuclei with the photoemulsion nuclei are studied. The results are compared with the deuteron- and  $\alpha$ -nuclear collision data at close energies per a nucleon of the incident nucleus and with calculations performed in the cascade-evaporation model of nucleus-nuclear interactions. The cascade model is shown to describe satisfactorily the majority of the general characteristics of multiple production in  $^{12}\text{C}$ -nuclear collisions, although sometimes the model is in quantitative disagreement with data. The cross section of the diffractive dissociation of the carbon nucleus into three  $\alpha$  particles is estimated.