

Объединенный институт ядерных исследований  
Лаборатория высоких энергий  
Таджикский Государственный университет, г.Душанбе

На правах рукописи

Бенджаза Авад Али

ПОИСК И ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИЙ КОГЕРЕНТНОЙ  
ДИССОЦИАЦИИ  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  В ЯДЕРНОЙ  
ФОТОЭМУЛЬСИИ, ОБОГАЩЕННОЙ СВИНЦОМ

Специальность 01.04.16 — Физика ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:  
доктор физико-математических наук  
профессор Чернов Г.М.  
кандидат физико-математических наук  
доцент Саломов Дж.А.

г.Дубна, 1995г.

## СОДЕРЖАНИЕ:

<b>ВВЕДЕНИЕ</b>	3
B.1. Неупругие когерентные взаимодействия	3
B.2. Мультифрагментация релятивистских ядер	6
B.3. Постановка задачи	13
 <b>ГЛАВА I. СВЕДЕНИЯ ОБ ЭКСПЕРИМЕНТЕ</b>	 16
1.1. Методика эксперимента	16
1.2. Просмотр, отбор событий, измерения	17
1.3. Экспериментальный материал	19
 <b>ГЛАВА II. ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКЦИИ <math>^{12}C \rightarrow 3\alpha</math> В ЭМУЛЬСИИ</b>	 22
2.1. Пробеги и сечения	22
2.2. Одночастичные распределения в л.с.к.	24
2.3. Одночастичные распределения в с.ц.и. ядра $^{12}C$	29
 <b>ГЛАВА III. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И МЕХАНИЗМ РЕАКЦИИ</b>	 38
3.1. Коллинеарность поперечных импульсов $\alpha$ -частиц	38
3.2. Распределения по относительным углам	40
3.3. Распределение по эффективным массам пар $\alpha$ -частиц	44
3.4. Зависимость от энергии возбуждения	46
 <b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b>	 54
 <b>ЛИТЕРАТУРА</b>	 56

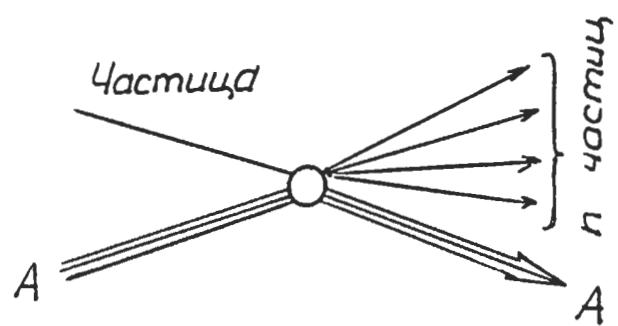
## ВВЕДЕНИЕ

Данная работа посвящена вопросу, который практически не ставился при экспериментальных исследованиях в области физики высоких энергий. Этот вопрос можно считать находящимся на стыке двух хорошо известных проблем. Одна из них — проблема неупругих когерентных взаимодействий высокоэнергичных частиц; она интенсивно развивалась в 60–80-е годы, но в последнее время количество работ по этой проблеме несколько уменьшилось. Вторая проблема — мультифрагментация релятивистских ядер–снарядов, наоборот, развивается в последнее время очень интенсивно. Настоящая работа посвящена поиску и изучению одной из реакций когерентной мультифрагментации релятивистского ядра и, если не считать нескольких эпизодических работ в этом направлении, является первым систематическим исследованием. Поэтому, как нам кажется, работа требует более подробного, чем обычно, введения; мы решили в нем рассмотреть (очень коротко) необходимые для дальнейшего определения, понятия и обзорные сведения.

### B.1. Неупругие когерентные взаимодействия

Эти взаимодействия — особый класс неупругих процессов, в которых ядро-мишень участвует в соударении с налетающей частицей-снарядом как целое, не разрушаясь, не возбуждаясь (возможно лишь возбуждение коллективного типа) и сохраняя заряд. На возможность когерентных неупругих процессов впервые было указано Померанчуком и Фейнбергом еще в 1953 г. [1], однако экспериментальное изучение этих реакций началось только в 60-е годы, главным образом из-за довольно высокого энергетического порога. Различают [2–4] дифракционный и кулоновский механизмы этих реакций, отличающиеся по типу взаимодействия частицы с ядром (соответственно — взаимодействие с сильным и электромагнитным полем). Диаграмма, представленная на рис.1, показывает процесс неупругого когерентного рождения  $n$  частиц на ядре с массовым числом  $A$ . Теоретические оценки и экспериментальные данные показывают, что при высоких энергиях доминирует дифракционный механизм процесса.

Приведем для примера наиболее характерные черты неупругих дифракционных реакций [2–4]:



**Рис.1.** Общая диаграмма когерентного неупругого рождения  
частиц на сложном ядре

1. Угловое распределение суммарного вектора  $\vec{P} = \sum_{i=1}^n \vec{p}_i$  импульса вторичных частиц (без ядра-отдачи) совпадает с угловым распределением при упругом дифракционном рассеянии;
2. Внутренние квантовые числа (электрический и барионный заряды, изотопический спин, странность и т.д.) системы вторичных частиц – такие же, как у первичной частицы;
3. Импульс  $q$ , передаваемый ядру-мишени, — должен быть достаточно малым:

$$\frac{1}{q} \geq R \quad (1)$$

(условие когерентности), где  $R$  - радиус ядра; здесь и далее  $\hbar = c = 1$ .

Кинематика когерентных реакций весьма своеобразна. Некоторые кинематические формулы мы приведем ниже, имея в виду уже ядро в качестве снаряда.

Здесь отметим лишь, что малость передаваемых в когерентной реакции продольного ( $q_{||}$ ) и поперечного ( $q_T$ ) импульсов:

$$q_{||} \lesssim \mu A^{-1/3}, \quad (2)$$

$$q_T \lesssim \mu$$

( $\mu$ -масса пиона) дает возможность достаточно эффективно отбирать когерентные реакции в экспериментах.

Как уже отмечалось, в 60–80-е годы было выполнено множество теоретических и экспериментальных работ, посвященных когерентным неупругим взаимодействиям частиц. Особенно интенсивно изучали реакции:

$$\pi^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^- ,$$

$$K^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- ,$$

$$p \rightarrow p \pi^+ \pi^- ,$$

$$n \rightarrow p \pi^-$$

и т.д. Мы отсылаем для более подробного ознакомления с результатами этих работ к многочисленным обзорам, имеющимся в литературе (например, [5–7]), здесь отметим только, что эти результаты продемонстрировали, что реакции этого типа — важный объект исследования. Они относительно просты для теоретического описания, их роль при возрастании первичной энергии возрастает, их отбор достаточно легко выполняем, наконец, они дают возможность поиска и изучения квазистабильных адронных систем (резонансов, например) в условиях наименьшего фона и деталей их взаимодействия с внутриядерными нуклонами и т.д. и т.п.

## B.2. Мультифрагментация релятивистских ядер.

Возбужденные ("нагретые") атомные ядра снимают свое возбуждение, излучая различные частицы (протоны, нейтроны,  $\gamma$ -кванты) или целые осколки (фрагменты). Этот процесс — фрагментация возбужденных ядер изучается физикой ядра в течение многих десятилетий, являясь в сущности, основным источником информации о структуре ядер, волновых функциях различных его составляющих (нуклонов, кластеров и т.д.), уравнении состояния ядерного вещества и др. При числе фрагментов  $> 2$  явление развала возбужденных ядер часто называют мультифрагментацией.

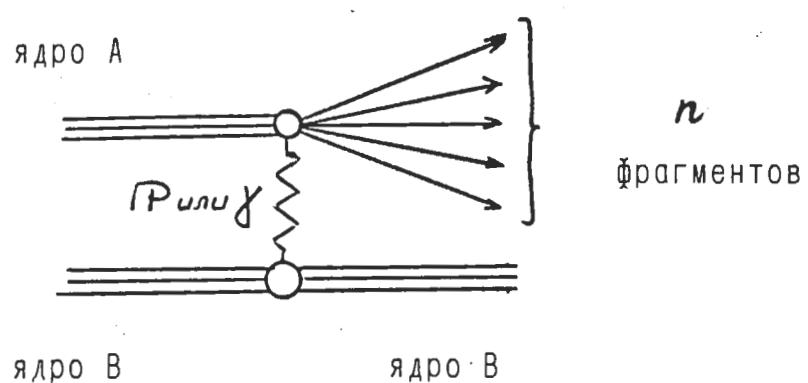
Однако, действительного развития эти исследования достигли лишь, начиная с 70-х годов, когда стали доступными для проведения экспериментов ускорители релятивистских ядер в Беркли и Дубне. Дело в том, что изучение фрагментации релятивистских ядер-снарядов значительно облегчает получение информации о структуре ядра, благодаря отсутствию энергетического порога регистрации ядерных осколков, который, как правило, достаточно высок для случая диссоциации покоящихся в л.с.к. ядер-мишеней (например, в пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ порог регистрации медленных протонов составляет величину около  $150 \text{ MeV}/c$ , что почти полностью лишает возможности изучать так называемые "испарительные" частицы ядер-мишеней). Таким образом, лишь в последнее время стали возможными прецизионные исследования фрагментации ядер при малых передачах им энергии-импульса.

Снова отсылая читателя к многочисленным обзорам, посвященным анализу работ по ядерной фрагментации (см., например, [8–10]), отметим, что минимально необходимые литературные сведения по этой проблеме мы будем излагать в процессе изложения собственных результатов в гл. 1–3. Здесь мы остановимся лишь на вопросе, имеющем прямое отношение к теме нашего исследования — реакциям когерентной фрагментации релятивистских ядер-снарядов, следуя работам [11, 12].

На рис.2 представлена простейшая диаграмма реакции когерентной диссоциации ядра  $A$  в систему фрагментов  $F_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, n$  при неупругом столкновении с ядром-мишенью  $B$ . Ясно, конечно, что подобные диаграммы могут быть рассмотрены и для случая когерентной диссоциации ядра  $B$ .

Аналогично случаю когерентного рождения частиц (см. предыдущий раздел) легко сформулировать общие требования к реакциям когерентной дифракционной диссоциации ядра-снаряда в систему из  $n$  фрагментов:

- Угловое распределение суммарного вектора импульсов  $\sum_i^n \vec{p}_i$  всех вторичных фрагментов релятивистского ядра-снаряда совпа-



**Рис.2.** Общая диаграмма реакции когерентной мультифрагментации ядра-снаряда

дает с таковым при упругом дифракционном  $AB$ -рассеянии.

б) Внутренние квантовые числа системы фрагментов  $F_i$  те же, что у фрагментирующего ядра.

в) Импульс  $q$ , полученный фрагментирующим ядром, определяется условием когерентности (1), где  $R$  - радиус ядра мишени (при  $R_A \ll R_B = R$ ).

Эти свойства, а также то обстоятельство, что ядро-мишень должно участвовать в соударении как целое, не разрушаясь и возбуждаясь и сохраняя заряд, позволяет достаточно легко идентифицировать реакцию типа представленной диаграммой на рис.2.

Рассмотрим кинематику реакции



(рис.2). Используя законы сохранения энергии и импульса в этой реакции, легко получить соотношение

$$\begin{aligned} q_{||} &= \frac{M^{*2} - M_o^2}{2p_o} + \frac{T(E_o + M)}{p_o} \simeq \\ &\simeq \frac{M^{*2} - M_o^2}{2p_o} + \frac{E_o + M}{2Mp_o} q^2, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $M_o$ ,  $M^*$  и  $M$  - соответственно массы ядра-снаряда, системы  $n$  фрагментов (эффективная масса) и ядра-мишени,  $E_o$ ,  $p_o$  - полная энергия и импульс налетающего ядра в лаб. системе,  $\vec{q}(q_{||}, q_T)$ ,  $T = E - M$  — 3-импульс и кинетическая энергия, передаваемые ядру-мишени во взаимодействии. Правая часть (4) получена в предложении о том, что ядро отдачи — нерелятивистское ( $q^2 \simeq 2MT$ ).

Аналогично случаю упругого дифракционного рассеяния, угловое распределение когерентно рожденной системы фрагментов  $M^*$  при малых значениях передаваемого 4-импульса  $t$  должно иметь

простую экспоненциальную форму

$$d\sigma/dt \sim \exp(-a|t|) \quad (5)$$

с наклоном дифракционного пика  $a \simeq (R_A + R_B)^2/4$ , при этом продольная компонента передаваемого 3-импульса в среднем значительно меньше поперечной. Следовательно,

$$-t \simeq q_T^2, \quad (6)$$

а форма распределения по  $q_T$  должна иметь вид распределения Рэлея

$$d\sigma/dq_T^2 \sim \exp(-aq_T^2) \quad (7)$$

при среднем значении передаваемого поперечного импульса

$$\langle q_T \rangle = (\pi/4a)^{1/2} \simeq \sqrt{\pi}/(R_A + R_B) \quad (8)$$

Весьма грубые оценки верхних значений продольной и поперечной компонент передаваемого при дифракционной когерентной диссоциации 3-импульса даются соотношениями (2).

Учитывая, что при высоких энергиях первый член в формуле (4) значительно больше второго, приходим к выводу, что величины  $q_{||}$  и  $q_T$  приближенно независимы, а распределение по продольному импульсу определяется в основном распределением по эффективной массе системы вторичных фрагментов.

Минимальное значение  $q_{||}$  реализуется при минимальном значении эффективной массы  $M_{min}^* = \sum_{i=1}^n m_i$  и поперечного импульса

$(q_T = 0)$  и, в соответствии с (4), равно

$$q_{\parallel}^{min} \simeq \frac{(\sum_{i=1}^n m_i)^2 - M_o^2}{2p_o} \simeq \frac{M_o}{p_o} \Delta, \quad (9)$$

$$\Delta = \sum_{i=1}^n m_i - M_o$$

где  $m_i$  - масса  $i$ -го фрагмента. Квадрат выражения (9) представляет собой очевидно, минимальное значение передаваемого в реакции (3) 4-импульса  $|t|^{min}$ , а максимальное значение  $M^*$  имеет грубую оценку, получаемую из (2):

$$(M^*)^{max} \simeq M_o^2 + 2p_o \mu B^{-1/3} \quad (10)$$

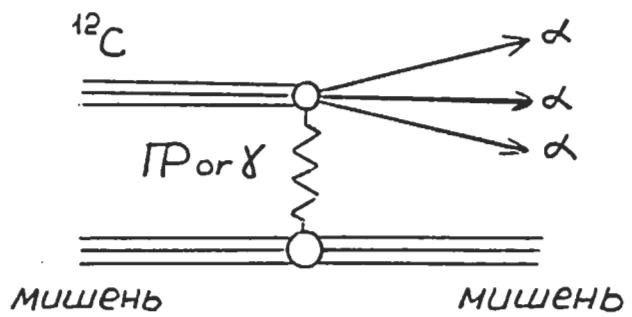
$(M_B \simeq B)$ . Наконец, порог реакции (3), в которой ядро с массой  $M_o$  диссоциирует в систему фрагментов с эффективной массой  $M^*$ , легко находится из (2) и (4) (конечно, по порядку величины):

$$p_o^{min} \simeq \frac{M^{*2} - M_o^2}{2\mu} B^{1/3} = \frac{M_o B^{1/3}}{\mu} (M^* - M_o) \gtrsim \frac{M_o B^{1/3}}{\mu} \Delta \quad (11)$$

Из (11) видно, в частности, что порог когерентной реакции (3) на тяжелых ядрах-мишениях выше, чем на легких. Так при использовании в качестве мишени ядерной эмульсии порог реакции когерентной диссоциации



(диаграмма для этой реакции представлена на рис.3), составляю-



**Рис.3.** Диаграмма реакции когерентного развала углерода на 3  $\alpha$ -частицы, изучаемой в нашей работе

щей предмет поиска и изучения в настоящей работе, равен примерно 120 МэВ/с на нуклон на легких ядрах эмульсии ( $C, N, O; < B > = 14$ ) и 220 МэВ/с на нуклон — на так называемых "тяжелых" ядрах эмульсии ( $Ag, Br; < B > = 94$ ). Наконец, на действительно тяжелом ядре  $^{280}Pb$   $p_o^{min} \simeq 290$  МэВ/с на нуклон. Отсюда ясно, что в довольно большом количестве исследований по реакции  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ , выполненных при энергиях в несколько или несколько десятков МэВ интересующие нас реакции не могли наблюдаваться.

### B.3. Постановка задачи.

Как следует из результатов предыдущего раздела, поиск и изучение большинства реакций когерентной диссоциации возможны лишь при энергиях, достижаемых на ускорителях релятивистских ядер. Несмотря на очевидный интерес, который должны вызывать эти реакции, однако, их изучение практически не началось. Необходимо отметить, что в последнее время появилось немало работ по так называемой электромагнитной диссоциации релятивистских ядер, но ни в одной из них не делалось попытки (и даже не ставился вопрос) выделить когерентный канал.

Данная работа начиналась в момент, когда нам была известна единственная работа, в которой прямо ставилась цель поиска когерентной диссоциации ядра-снаряда. Это — работа [13], в которой был проведен поиск реакции (12) при 4,5 ГэВ/с на нуклон, используя метод ядерных эмульсий. В этой работе было зарегистрировано около 40 "чистых" событий расщепления ядра  $^{12}C$  на три  $\alpha$ -частицы без каких-либо видимых признаков возбуждения или распада ядра-мишени (примерно одно событие такого типа на 100 неупругих взаимодействий ядра углерода в эмульсии). Было получено указание на наличие реакций дифракционной когерентной диссоциации типа (12).

В этой связи родился замысел настоящего исследования — поиск реакции (12) в эмульсии, обогащенной ядрами свинца. Сравнительный анализ реакций (12) в обоих эмульсионных стопках позволял надеяться на:

- а) подтверждение существования когерентного механизма реакций диссоциации релятивистских ядер;
- б) получение сведений о наличии дифракционного и кулоновского механизмов этой реакции, используя мишени с существенно разным атомным номером;
- в) получение основных характеристик (импульсы, корреляции) фрагментов ( $\alpha$ -частиц), образующихся в этой реакции.

Эти вопросы и составили цель настоящего исследования. Конечно, использование фотометода для поиска и изучения реакций с относительно небольшим сечением позволяет надеяться лишь на получение "разведывательных" сведений; для полноценных и статистически обеспеченных результатов здесь, как и в физике частиц, нужны электронные эксперименты.

Для полноты картины отметим, что примерно одновременно с нашей работой был начат поиск реакции когерентного развала  $^{16}O \rightarrow 4\alpha$  большим сотрудничеством фотоэмulsionационных групп ряда стран и реакции  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  среди неупругих соударений ядер  $^{12}C$  в пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ (т.е. на мишени  $C_3H_8$ ). Все эти работы проводились фактически в тесной координации. К моменту написания настоящей диссертационной работы вышла из печати лишь одна работа (реакция  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  на  $C_3H_8$  и  $Ta$ ) [14].

Столь скучная информация об интересующих нас реакциях делает большинство результатов, приводимых в настоящей работе, единственными.

Диссертационная работа "организована" следующим образом.

В первой главе дается краткое описание эксперимента, точнее — экспериментов с обычной и разбавленной солями Pb эмульсиями, отбор событий и характеристика экспериментального материала. Во второй главе представлены сведения о пробегах для реакции (12) в обоих стопках, оценка сечений, данные о распределениях по поперечным импульсам  $\alpha$ -частиц и азимутальным углам между ними в лабораторной системе координат и в системе покоя фрагментирующего ядра углерода.

В третьей главе представлены результаты анализа наиболее "тонких" (корреляционных) характеристик изучаемых событий и фи-

зические заключения, основанные на этом анализе.

В заключении дано краткое резюме основных результатов проведенного исследования.

Работа была выполнена на кафедре ядерной физики Таджикского Государственного университета в 1992-93г.г. и в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований в 1993-95г.г.

# ГЛАВА I

## СВЕДЕНИЯ ОБ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

### 1.1. Методика эксперимента

Наш эксперимент базировался на использовании ядерных фотоэмulsionий типа ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТ БР-2, обогащенных свинцом в пропорции 1 атом Pb к 5 атомам Ag. Соли свинца вводились в жидкую стандартную эмульсию типа БР-2 непосредственно перед изготовлением фотоэмulsionационных слоев. Размеры кристаллов этих солей в готовых эмульсионных слоях были соизмеримы с размерами кристаллов бромистого серебра (0,3–0,5 мкм). Толщина слоев составляла около 500 мкм (в среднем, 480 мкм). Более подробные сведения об эмульсиях, обогащенных ядрами Pb, можно найти в [15] (см. также ссылки в этой работе).

Мы использовали для анализа также обычные эмульсионные стопки БР-2, в которых выполнялся эксперимент по изучению неупругих взаимодействий ядер углерода с ядрами фотоэмulsionии. Общее описание этого эксперимента было дано в [16]. Впоследствие статистика событий была увеличена ташкентской группой в  $\sim 1,7$  раз, а для поиска интересующих нас событий  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  был проведен еще и дополнительный просмотр [13].

Все эмульсионные стопки, составленные как из обычной эмульсии, так и эмульсии, обогащенной Pb, были облучены в пучках релятивистских ионов углерода при одном и том же первичном импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Сравнительные ядерные составы стандартной эмульсии БР-2 и использованной в настоящей работе эмульсии БР-2, обогащенной солями Pb, приведены в таблице 1.

Ометим, что "чистота" использованных для облучения первичных пучков для целей нашего эксперимента несущественна — любые "засоряющие" пучок ядра более легких элементов не могут приводить к трем  $\alpha$ -частицам в конечном состоянии.

**Таблица 1.**

Фото- эмulsionия	Число ядер в 1см <sup>3</sup> (×10 <sup>22</sup> )						
	H	C	N	O	Br	Ag	Pb
БР-2 (стандарт)	2.97	1.40	0.37	1.08	1.03	1.03	-
БР-2 + Pb (наст.раб.)	3.26	1.64	0.28	1.49	0.76	0.76	0.15

### 1.2. Просмотр, отбор событий, измерения.

Просмотр обычных эмульсионных стопок производился исключительно методом "вдоль трека" [13]. Всего было просмотрено 560,2 м первичного трека ядер  $^{12}C$ , на этой длине было зарегистрировано 4076 неупругих  $^{12}C - Em$  взаимодействий. В 59 из 2840 измеренных в благоприятных геометрических условиях событий первичное ядро фрагментировало на 3 хорошо идентифицированные релятивистские  $\alpha$ -частицы. Необходимые критерии "внешней" диссоциации  $^{12}C$  на ядре-мишени как целом — отсутствие видимых признаков возбуждения или развала мишени, рождения быстрых частиц, равенство поперечных импульсов и коллинеарность разлета в поперечной плоскости векторов импульсов системах трех  $\alpha$ -частиц (ядра  $^{12}C$ ) и протона отдачи по соударениям со свободным водородом эмульсии — сократили число событий до 44. Средний свободный пробег в фотоэмульсии для событий, удовлетворяющих необходимым критериям отбора реакций дифракционной диссоциации  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ , составил таким образом, величину

$$\lambda = 8,9^{+1,6}_{-1,2} \text{ м} .$$

В стопке эмульсий, разбавленной солями Pb, мы также проводили просмотр "вдоль трека" на части фотопластин с целью оценки среднего свободного пробега, т.е. сечения для интересующей нас реакции и последующего сравнения его с величиной, полученной

для обычной эмульсии. На полной длине 61,8 м просмотренного первичного трека ядра  $^{12}C$  было найдено в этой стопке 13 "чистых" событий типа  $0 + 3\alpha$  без каких-либо признаков возбуждения или развала ядер и наличия дополнительных частиц любого типа. Т.о. средний свободный пробег для таких событий составил

$$4,8 \begin{array}{l} +1,8 \\ -1,1 \end{array} \text{ м}$$

Для увеличения статистики интересующих нас событий в стопке эмульсии, обогащенной Pb, был выполнен значительно более быстрый по скорости набора этих событий просмотр "по площади", в результате которого было найдено еще 59 таких случаев.

В итоге, полное число "чистых" реакций  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ , найденных в этой стопке и имеющих благоприятное геометрическое расположение для измерений, составило 72 события.

Просмотр "вдоль трека" в обоих эмульсионных стопках выполнялся одинаково и был двойным (при увеличении  $900^x$ ), быстро-медленным. Эффективность такого двойного просмотра была оценена в обоих случаях близкой к 100%.

Идентификация  $\alpha$ -частиц, точнее, заряда  $Z=2$  у релятивистского фрагмента, в обоих стопках была весьма надежной (по характерной ионизации, равной  $\sim 4I_o$ , где  $I_o$  – ионизация релятивистского однозарядного фрагмента), особенно учитывая характер искомого события — три  $\alpha$ -частицы в узком пространственном конусе вокруг первичного "направления".

Разумеется, можно ожидать наличия фрагментов  $^3He$  среди двухзарядных релятивистских частиц. Однако, по данным электронного эксперимента в Беркли [17], доля  $^3He$  среди фрагментов с  $Z=2$  в реакциях  $^{12}C + \text{мишень} \rightarrow \alpha + X$  составляет не более нескольких %-ов, можно думать, что в реакциях  $^{12}C \rightarrow 3$  фрагмента с  $Z=2$ , эта доля будет не большей. В дальнейшем, мы будем считать все фрагменты с  $Z=2$  в найденных событиях  $\alpha$ -частицами.

Во всех отобранных событиях были выполнены измерения пространственных ( $\theta$ ) и азимутальных ( $\varphi$ ) углов вторичных  $\alpha$ -частиц с первичным направлением. В связи с тем, что в стопке, обогащенной солями Pb, имели место значительные дисторсии С-образного характера, была разработана специальная методика угловых измерений, обеспечивающая достаточную их точность в неблагоприятных условиях. Методика использовала многократные (не менее 5 раз) измерения координат на треках первичных и вторичных частиц на разных удалениях от "вершины звезды" и относительные измерения углов (по методу относительного рассеяния) между треугольниками  $\alpha$ -частиц. Оцененная нами точность угловых измерений составила в среднем  $\langle \Delta\theta/\theta \rangle \sim 0,05$ , а для азимутальных углов при  $\theta \geq 1^\circ$  - не хуже  $\langle \Delta\varphi \rangle \sim$  нескольких градусов. Не вдаваясь в детали, приведем распределения по азимутальным углам (начало отсчета — от плоскости эмульсионного слоя) для  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  в обоих стопках (рис.4). Как правило, для частиц с малыми углами  $\theta$  эти распределения обнаруживают максимумы при  $\varphi = \pi/2$  и  $3\pi/2$ , обусловленные неравноточностью угловых измерений для плоских углов и углов погружения в эмульсиях. В частности, для используемых для измерений микроскопов, точность измерения последних  $\sim$  в 4-5 раз хуже, что и приводит к упомянутым максимумам [18]. Как видно из рис.4, распределения по  $\varphi$  в обеих стопках не противоречат равномерному распределению в  $[0, 2\pi]$  (как и должно быть для ансамбля реакций) и не обнаруживают максимумов при  $\varphi = 90^\circ$  и  $270^\circ$ , что свидетельствует о высокой точности геометрических измерений в области малых углов  $\theta$ , свойственных фрагментам релятивистского ядра-снаряда, достигнутых в нашем эксперименте.

### 1.3. Экспериментальный материал

Т.о. экспериментальный материал, анализируемый в настоящей работе, составляет:

- 44 события  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ , зарегистрированных и измеренных в

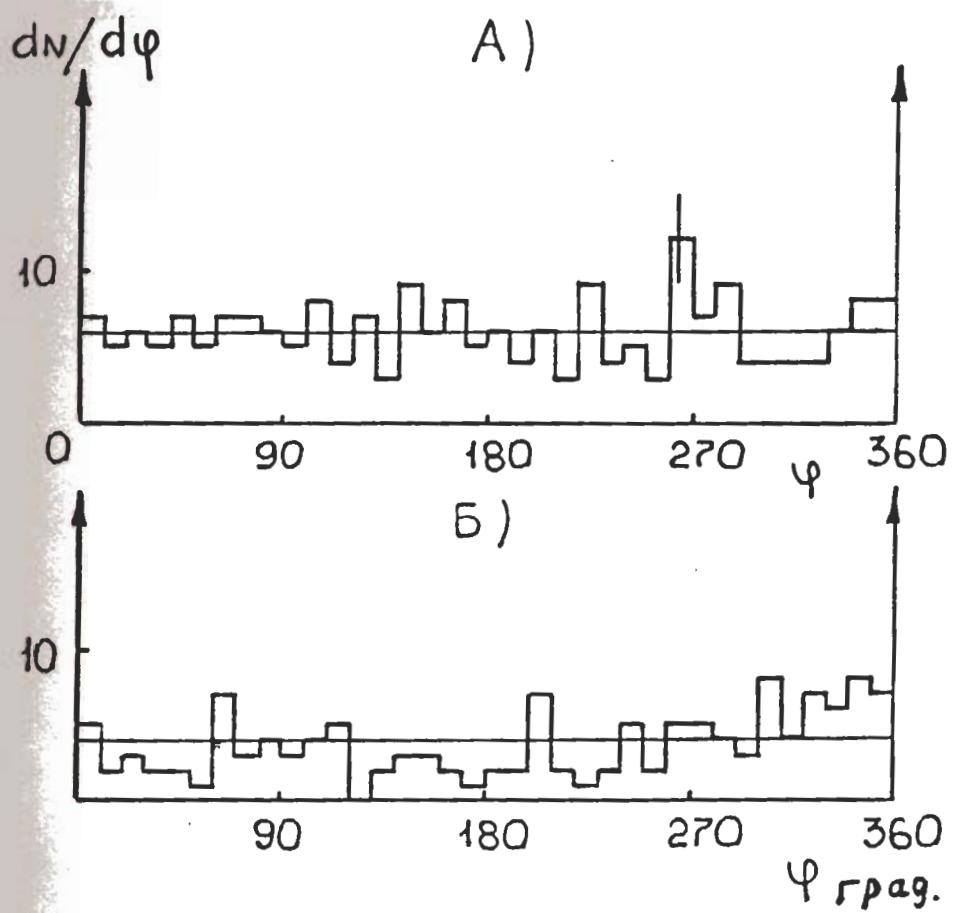


Рис.4. Распределения по азимутальному углу  $\varphi$  для  $\alpha$ -частиц из 72 событий  $^{12}\text{C} \rightarrow 3d$  в  $(\text{Em} + \text{Pb})$  (а) и 44 событий в  $\text{Em}$  (б)

благоприятных геометрических условиях в обычной ядерной эмульсии, все они были найдены просмотром "вдоль трека" [13];

б) 72 события  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ , зарегистрированных в ядерной эмульсии, разбавленной солями свинца (Em+Pb), в настоящей работе. Часть у них <sup>была</sup> найдена при просмотре "по следу", часть (большая) — "по площади".

Нередко, (эти случаи будут специально оговорены) мы будем рассматривать объединенный набор из 116 событий указанного типа.

## ГЛАВА II. ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКЦИИ $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ В ЭМУЛЬСИИ.

### 2.1. Пробеги и сечения.

В предыдущей главе мы оценили средний свободный пробег для образования "чистого" события  $0 + 3\alpha$  в эмульсионной стопке, разбавленной свинцом ( $Em + Pb$ ), равным  $\lambda_{Em+Pb} = 4.8^{+1.8}_{-1.1}$  м. Чтобы сравнить это значение с соответствующим пробегом в обычной эмульсии, в значение  $\lambda_{Em}$  из [13] необходимо внести поправку на несколько событий с протоном отдачи, которые рассматривались в [13], но полностью отсутствовали в нашей работе. После внесения поправки, соответствующий пробег оказался равным  $\lambda_{Em} = 10.3^{+1.9}_{-1.4}$  м, т.е. вдвое большим.

Отметим, что введение солей свинца в эмульсию изменяет соотношение между числами ядер  $AgBr$  и  $C, N, O$  в единице объема эмульсии в пользу последних таким образом, что среднее массовое число ядер-мишений не увеличивается. Действительно, по данным таблицы 1,  $\langle A \rangle_{Em} \approx 47$  и  $\langle A \rangle_{Em+Pb} \approx 44$ . Используя эту таблицу, легко также показать, что наблюдаемое значительное уменьшение  $\lambda$  в эмульсии, содержащей свинец, соответствует предположению о доминировании кулоновского механизма реакции диссоциации  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  на этом ядре (при этом сечение должно, как известно, возрастать пропорционально квадрату заряда ядра-мишени) и не согласуется с гипотезой о дифракционном механизме реакции во всей рассматриваемой области массовых чисел. Уместно отметить, что аналогичная ситуация имела место для неупругих когерентных взаимодействий высокoenергичных адронов с ядрами (например, для реакции  $\pi^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ ).

Полученные нами значения среднего свободного пробега для реакции когерентной диссоциации  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  (точнее — для чистых событий  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ ) в обычной и разбавленной солями свинца эмульсиях соответствуют поперечным сечениям в  $20 \pm 4$  и  $48 \pm 16$  мбарн/ядро. Мы имеем в виду здесь сечения, соответствующие так

называемым "средним" ядрам эмульсии; значения  $\langle A \rangle$  для них были приведены выше. Отметим, что полные сечения диссоциации углерода на 3  $\alpha$ -частицы (или фрагменты с  $Z=2$ ), включающие в себя заведомо некогерентные механизмы этой реакции (т.е. события с признаками распада ядра-мишени и (или) образованием дополнительных частиц) весьма значительно (опираясь на данные [14], — в несколько раз) выше. Разумеется, в рамках настоящей работы мы не можем конкретизировать все возможные каналы реакций с тремя фрагментами  $He$  в конечном состоянии и оценить их сечения.

В таблице 2 мы представили все имеющиеся к настоящему времени оценки сечения реакции  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  на различных ядрах-мишениях при релятивистских энергиях.

Таблица 2.

$p_o, \text{ГэВ/с}$ на нуклон	Мишень	$A_T$	$\sigma, \text{мбн}$	$\sigma/A_T^{2/3}$ мбн	Литература
4.2	H	1	$1.8 \pm 0.3$	$1.8 \pm 0.3$	[14]
4.2	C	12	$4.8 \pm 0.7$	$0.9 \pm 0.2$	[14]
2.9	C	12	$9.7^{+5.0}_{-2.5}$	$1.8^{+1.0}_{-0.5}$	[19]
4.5	Em	$\sim 47^*)$	$20 \pm 4$	$1.6 \pm 0.2$	наст. работа
4.5	Em+Pb	$\sim 44^*)$	$48 \pm 16$	$4.3 \pm 1.4$	наст. работа

\* ) Относится к так называемому среднему ядру эмульсии.

Кроме данных, полученных фотометодом в нашей работе, мы использовали уже упоминавшиеся результаты, полученные в пропановой камере [14], а также данные работы [19], в которой изучалась реакция  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  (без упоминания о возможности когерентного механизма ее протекания) с использованием спектрометра HISS с углеродной мишенью на ускорителе Bevalac. Приведенные в табл.2 погрешности — чисто статистические.

В предпоследнем столбце табл.2 приведены значения сечений реакции  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ , отнесенные к  $A^{2/3}$ . Зависимость  $\sigma \sim A^{2/3}$  является ожидаемой при дифракционном механизме диссоциации,

в случае кулоновского механизма зависимость сечения от массы ядра-мишени  $A_T$  должна, как уже говорилось, быть значительно более сильной ( $\sigma \sim Z_T^2$ , где  $Z_T$  – заряд ядра).

Несмотря на значительные погрешности в данных, приведенных в табл.2 и обусловленных низкой статистикой всех имеющихся к настоящему времени экспериментов, можно сделать вывод о том, что в области легких ядер-мишений, вероятно, превалирует механизм дифракционной диссоциации, тогда как на Pb доминирует кулоновский механизм. Разумеется, для более увереных выводов необходима существенно большая статистика, особенно при средних и больших  $Z$ , когда кулоновский механизм должен играть основную роль.

## 2.2 Одночастичные распределения в лаб.системе.

Мы переходим к последовательному и детальному рассмотрению основных кинематических характеристик релятивистских  $\alpha$ -частиц — фрагментов ядра-снаряда — из реакции  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  и сравним эти характеристики в экспериментах с обычной и разбавленной солями свинца Pb эмульсиями, а также с некоторыми моделями, характеризующими эту реакцию. Подчеркнем, что первичная энергия ядер углерода и все условия эксперимента (за исключением состава мишени) были в обоих случаях совершенно одинаковыми.

На рис.5 представлены интегральные распределения по квадрату поперечного импульса  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  в обоих экспериментах. Поперечные импульсы  $p_T$  вычислялись по формуле

$$p_T = 4p_o \sin \theta \quad , \quad (13)$$

т.е. анализ  $p_T$ -распределений в нашей работе означает, в сущности, анализ угловых распределений  $\alpha$ -частиц, измерение которых с помощью фотометода выполняется исключительно надежно вслед-

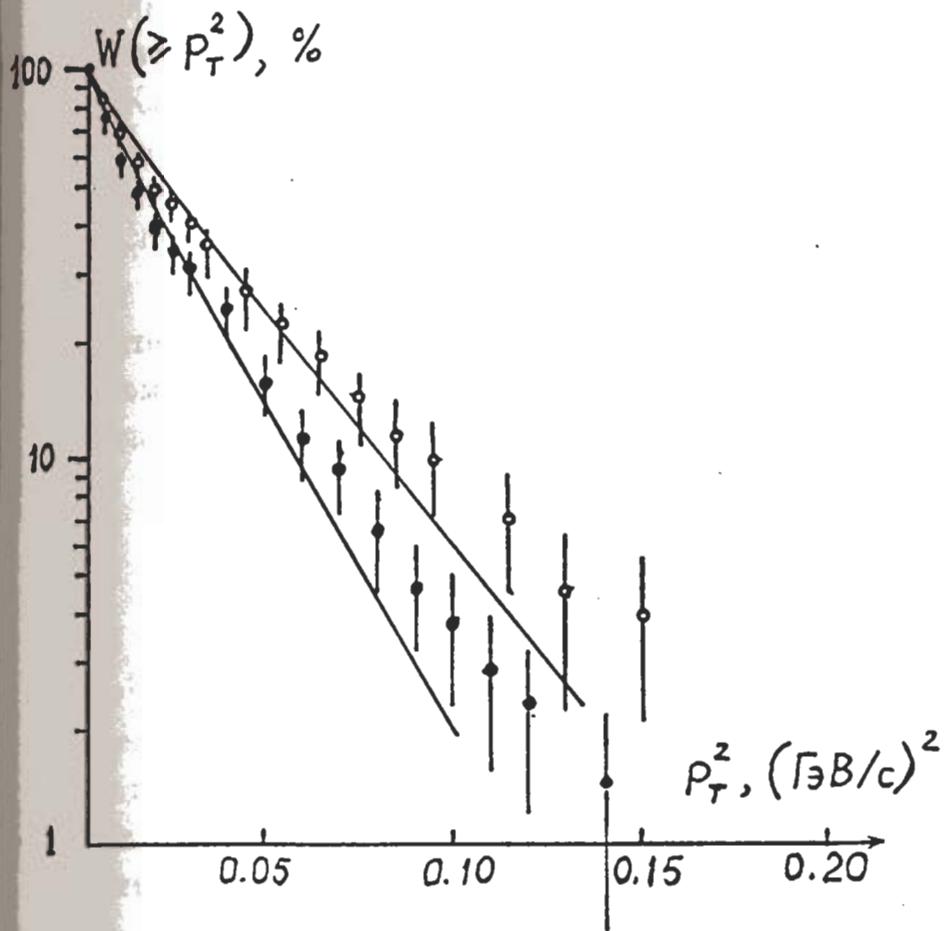


Рис.5. Распределения по  $p_T^2$  для  $d$ -частиц из реакции  $^{12}\text{C} \rightarrow 3d$  в обычной (светлые кружки, [13]) и содержащей ядро Rb (темные кружки) эмульсиях. Прямые – распределения при  $2\sigma^2 = \langle p_T^2 \rangle$

ствие его высокой разрешающей способности (см. также сведения об ошибках измерений в Главе I).

Как видно из данных, представленных на рис.5,  $p_T$ -распределения  $\alpha$ -частиц в обоих рассматриваемых случаях различаются: среднеквадратичные значения  $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$  для экспериментов с Em и Em+Pb равны соответственно  $192 \pm 10$  МэВ/с и  $161 \pm 6$  МэВ/с (см. таблицу 3, в которой представлены некоторые средние характеристики для рассматриваемых наборов событий  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ ). Кроме того, видно, что оба распределения рис.5 не согласуются с распределением Рэлея

$$d\sigma/dp_T^2 = \exp(-p_T^2/2\sigma^2) \quad (14)$$

( $2\sigma^2 = \langle p_T^2 \rangle$ ), соответствующим нормальным парциальным распределениям по каждой из поперечной компонент 3-импульса  $\alpha$ -частиц в лабораторной системе координат. В масштабе координатных осей, выбранном на рис.5, распределению (14) соответствует прямая линия.

### Таблица 3

Сравнительные характеристики релятивистских  $\alpha$ -частиц из когерентных реакций  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  в обычной (Em) и разбавленной солями свинца (Em+Pb) эмульсиях при  $p_o = 4,5$  ГэВ/с/нуклон

Характеристика	Em	Em+Pb
Число $\alpha$ -частиц	132	216
$\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ , МэВ/с	$192 \pm 10$	$161 \pm 6$
A ( $\Phi$ -ла (2))	$-0,21 \pm 0,09$	$-0,20 \pm 0,07$
$\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ , МэВ/с	$141 \pm 7$	$130 \pm 8$
$A^*$	$0,48 \pm 0,08$	$0,43 \pm 0,06$
$B^*$	$0,32 \pm 0,08$	$0,44 \pm 0,06$
$\langle p_{T,sum}^2 \rangle^{1/2}$ , МэВ/с	$383 \pm 42$	$281 \pm 19$

Было бы, однако, преждевременным делать какие-либо физиче-

ские выводы из рис.5, так как наблюдаемые в лаб.системе значения  $p_T$  фрагментов ядра-снаряда искажены (увеличены) его попоперечным движением, т.е. наличием "переносного" попоперечного импульса  $\vec{q}_T$ , получаемого фрагментирующим ядром при его столкновении с мишенью (так называемый эффект "bounce off", см., например, [20]). Наличие такого переносного движения хорошо видно, например, из вида распределений по парному азимутальному углу

$$\varepsilon_{ij} = \arccos(\vec{p}_{Ti}\vec{p}_{Tj}/p_{Ti}p_{Tj}) \quad (15)$$

между векторами попоперечных импульсов  $\vec{p}_{Ti}$  и  $\vec{p}_{Tj}$  i-ой и j-ой  $\alpha$ -частицы из одного акта диссоциации. Это распределение показано для лабораторной системы на рис.6, оно демонстрирует во всех случаях азимутальную асимметрию вылета  $\alpha$ -частиц в попоперечной плоскости соударения. Действительно, распределения  $d\sigma/d\varepsilon_{ij}$  в лаб.системе имеют максимум при  $\varepsilon_{ij} \rightarrow 0$  с коэффициентом асимметрии

$$A = (N_{\varepsilon_{ij} > \pi/2} - N_{\varepsilon_{ij} < \pi/2})/N_{0 \leq \varepsilon_{ij} \leq \pi}, \quad (16)$$

равным (табл.3) соответственно  $-0,20 \pm 0,07$  (Em+Pb) и  $-0,21 \pm 0,09$  (Em), в то время как требуемое законом сохранения энергии – импульса при распаде  $N_\alpha$   $\alpha$ -частиц значение  $A = 1/(N_\alpha - 1) = 0,5$  с максимумом при  $\varepsilon_{ij} \rightarrow \pi$  (см. подробнее ниже). Ясно, что "корректные" (точнее – физические) значения импульсных корреляционных характеристик  $\alpha$ -частиц могут быть получены и подвергнуты анализу лишь после перехода в систему покоя (или систему центра масс) диссоциирующего ядра углерода.

Значение попоперечного импульса фрагментирующего ядра  $^{12}C$  легко находится, предполагая, что в изучаемых нами реакциях нет дополнительных нейтральных частиц:

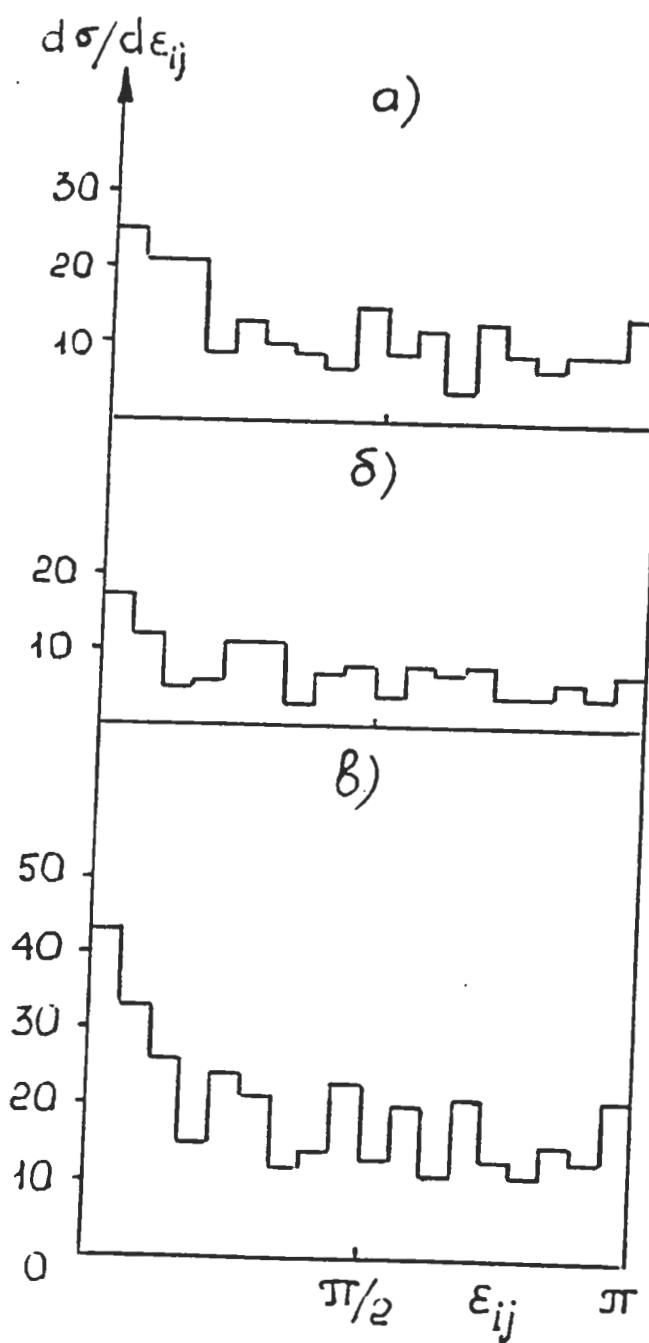


Рис.6. Распределение по  $\varepsilon_{ij}$  для  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  в лаб.системе в обычной (а) и содержащей Рb (б) эмульсиях и суммарное

$$\vec{q}_T = \sum_{i=1}^3 \vec{p}_{Ti} \quad (17)$$

На рис.7, в качестве примера, приведено распределение по  $q_T^2$  для событий из стопки ( $Em + Pb$ ), а в табл.3 представлены среднеквадратические значения  $\langle q_T^2 \rangle^{1/2}$  для обоих наборов событий. Эти значения заметно различаются; более конкретно, значение  $\langle q_T^2 \rangle^{1/2}$  для стопки, содержащей ядра свинца (равное  $281 \pm 19$  МэВ/с), существенно меньше, чем для обычной эмульсии ( $\langle q_T^2 \rangle_{Em}^{1/2} = 383 \pm 42$  МэВ/с). Это лишний раз свидетельствует в пользу сделанного выше заключения о доминировании кулоновского механизма диссоциации  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  на ядре Pb. Отметим также, что распределения по  $q_T^2$  не противоречат (пример на рис.7) рэлеевской форме (7) которое следует из экспоненциального вида зависимости  $d\sigma/dt$  по передаваемому в когерентном соударении 4-импульсу, так как  $t' = t - t^{min}(M^*) \simeq q_T^2$ , где  $t^{min}(M^*)$  – минимальное значение 4-импульса, реализующееся при минимальном значении  $M^* = \sum_i m_i$  эффективной массы системы фрагментов конечного состояния.

Знание величины "переносного" поперечного импульса  $\vec{q}_T$  позволяет легко осуществить перевод импульсных характеристик  $\alpha$ -частиц в систему покоя фрагментирующего ядра.

### 2.3. Одночастичные распределения в с.ц.и. ядра $^{12}C$ .

При отсутствии каких-либо дополнительных нейтральных частиц в изучаемых здесь реакциях  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  и при небольших углах рассеяния фрагментирующего ядра углерода поперечные импульсы  $\alpha$ -частиц в его с.ц.и. находятся по простой формуле:

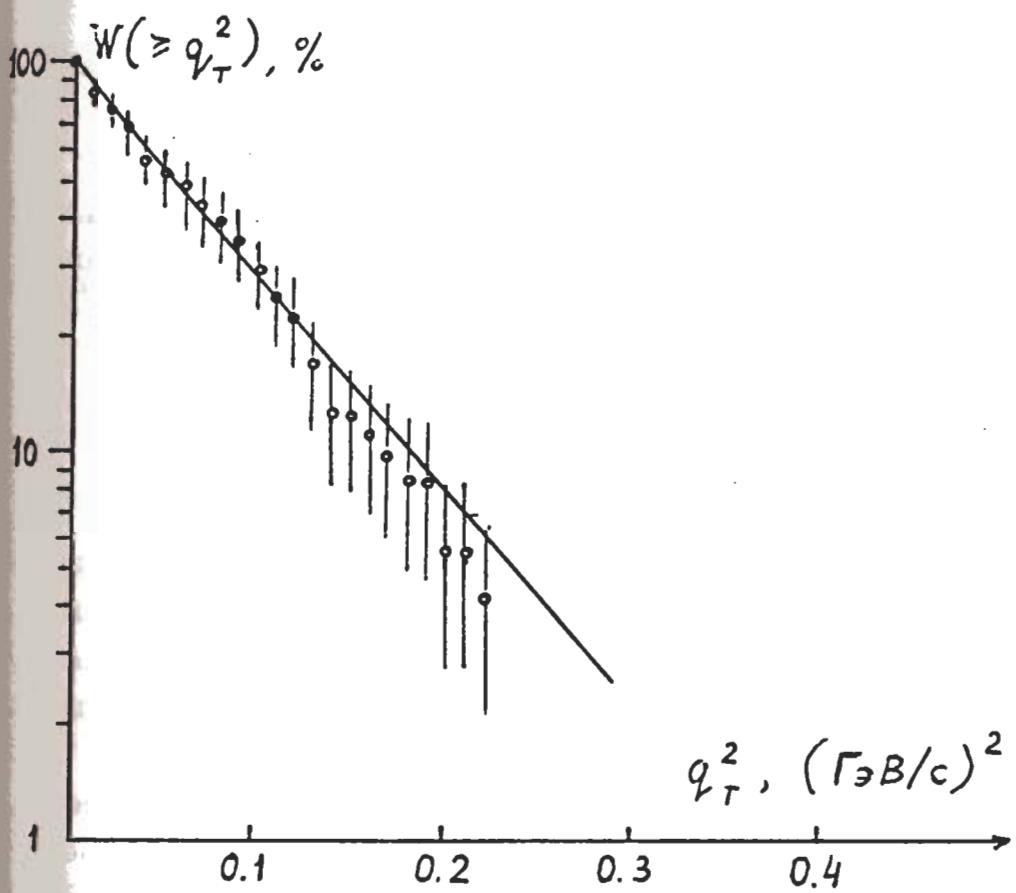


Рис.7. Распределение по  $q_T^2 = (\sum_{i=1}^3 p_{Ti})^2$  для событий  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\text{d}$

$$\vec{p}_{Ti}^* \simeq \vec{p}_{Ti} - \vec{q}_T/3 = \vec{p}_{Ti} - \sum_{i=1}^3 \vec{p}_{Ti}/3 \quad (18)$$

(здесь и далее звездочки соответствуют величинам, относящимся к с.ц.и.). На рис.8 и 9 показаны соответственно распределения по  $p_T^{*2}$  (в интегральной форме) и по

$$\varepsilon_{ij}^* = \arccos(\vec{p}_{Ti}^* \cdot \vec{p}_{Tj}^* / p_{Ti}^* p_{Tj}^*) \quad (19)$$

для вторичных  $\alpha$ -частиц из реакций  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  в обоих эмульсионных стопках, а в табл.3 приведены соответствующие численные характеристики этих распределений. Можно сделать следующие выводы.

1. Среднеквадратические значения поперечных импульсов  $\alpha$ -частиц  $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ , как и следовало ожидать, заметно меньше, чем соответствующие  $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$  в лаб.системе. Однако, в отличие от последних,  $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$  в с.ц.и. совпадают для обоих экспериментов в пределах их статистических погрешностей. Это обстоятельство, конечно, обусловлено различием в величинах "переносного" поперечного движения, выражющимся, в частности, различием в  $\langle q_T^2 \rangle^{1/2}$  (табл.3), обсуждавшимся в предыдущем разделе.

2. Оба распределения рис.8 не согласуются ( $\chi^2/\text{ст.св.} = 2,8$  и 4,2 соответственно для Em+Pb и Em) с распределением Рэлея

$$d\sigma/dp_T^{*2} = \exp(-p_T^{*2}/2\sigma^{*2}), \quad (20)$$

вытекающим, в частности, из статистической теории быстрой фрагментации Фешбаха-Хуанга-Гольдхабер [21, 22].

3. Распределения по  $\varepsilon_{ij}^*$  (рис.9) также неудовлетворительно описываются формулой:

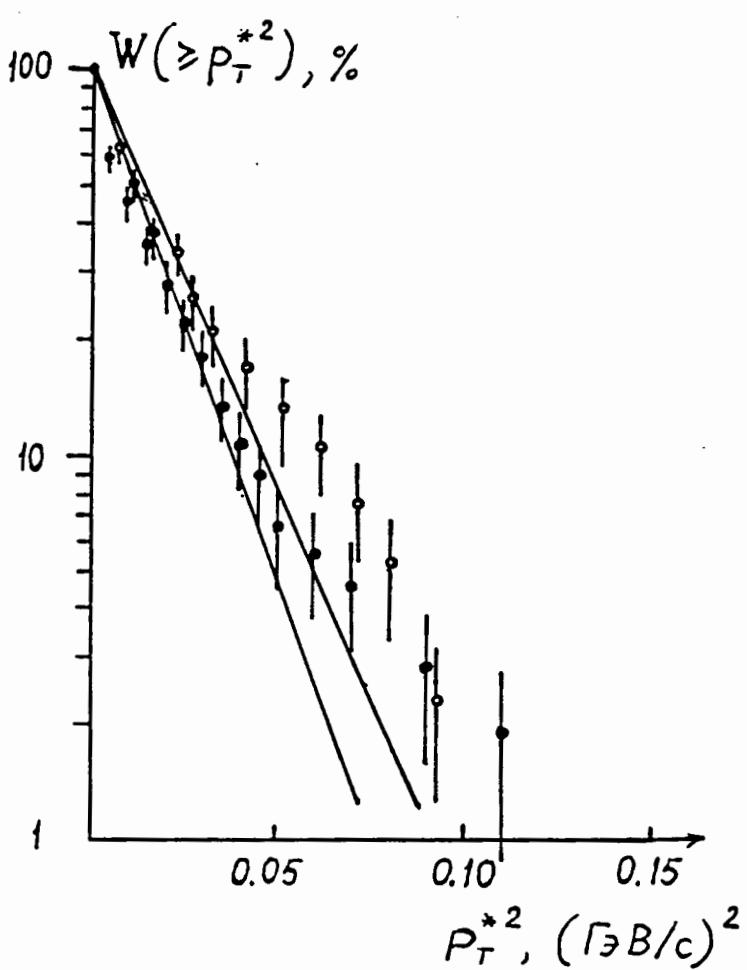


Рис.8. Распределения по  $p_T^{*2}$  для  $d$ -частиц из реакции  $^{12}\text{C} \rightarrow 3d$  в обычной (светлые кружки, [13]) и содержащей ядро Рb (темные кружки) эмульсиях. Прямые - распределения при  $2\sigma^2 = \langle p_T^2 \rangle$

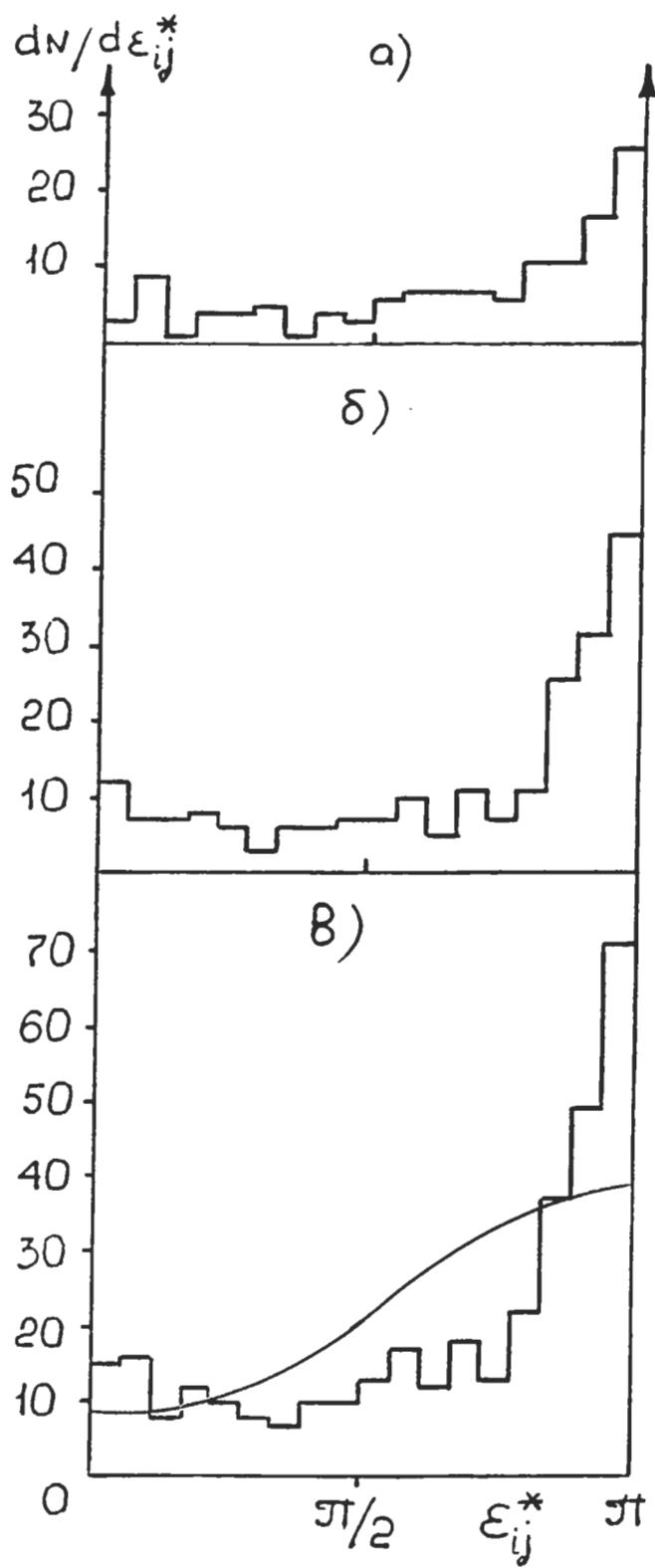


Рис.9. Распределения  $dN/d\epsilon_{ij}^*$  в с.ц.и. для событий из обычной ( $E_m$ ) стопки (а), обогащенной Рb ( $E_m+Rb$ ) (б) и суммарные (в). Кривые - расчет по статистической теории

$$d\sigma/d\varepsilon^* \simeq \frac{1}{\pi}(1 + C_1 \cos \varepsilon^* + C_2 \cos 2\varepsilon^*), \quad (21)$$

вытекающей [23] из предположений о нормальных парциальных распределениях  $n(0, \sigma^*)$  по каждой из компонент 3-импульса  $\alpha$ -частицы в с.ц.и. и сохранения энергии-импульса при распаде ( $\chi^2/\text{ст.св.} = 1,9$  и  $1,7$  соответственно для  $\text{Em}+\text{Pb}$  и  $\text{Em}$ ). Коэффициенты  $C_1$  и  $C_2$  в (21) при этом связаны с коэффициентами азимутальной асимметрии

$$A^* = (N_{\varepsilon_{ij}^* > \pi/2} - N_{\varepsilon_{ij}^* < \pi/2})/N_{0 \leq \varepsilon_{ij}^* \leq \pi} \quad (22)$$

и азимутальной коллинеарности

$$B^* = (N_{\varepsilon_{ij}^* \leq \pi/4} + N_{\varepsilon_{ij}^* \geq 3\pi/4} - N_{\pi/4 < \varepsilon_{ij}^* < 3\pi/4})/N_{0 \leq \varepsilon_{ij}^* \leq \pi} \quad (23)$$

соотношениями

$$C_1 = -(\pi/2)A^* = -(\pi/2)(N_\alpha - 1)^{-1}, \quad (24)$$

$$C_2 = (\pi/2)B^* = (8\pi/25)(N_\alpha - 1)^{-2},$$

где  $N_\alpha = 3$ . Распределение (21) с коэффициентами (24) приведено на рис.9а, б, в в виде кривой.

Обсудим полученные результаты.

Мы уже отмечали, что то обстоятельство, что  $p_T^2$  – распределения для двух рассматриваемых наборов событий различаются значительно больше, чем  $p_T^{*2}$  – распределения, легко объяснимо различием  $q_T^2$  – спектров (распределений по передаваемому распадающе-

муся ядру углерода 4-импульсу), свойственным дифракционному и кулоновскому механизмам реакции (во втором случае распределение  $d\sigma/dt'$  должно быть более "узким").

Весьма важной характеристикой распада является распадная "температура", прямо связанная с энергией возбуждения. "Температура" распадающегося на три  $\alpha$ -частицы ядра углерода легко может быть оценена в рамках известной статистической теории быстрой фрагментации [21, 22] по измеренным значениям  $\langle p_T^{*^2} \rangle$ . В единицах  $kT$  она составляет:

$$kT = \frac{A}{A-1} (\sigma_N^{*^2} / m_N), \quad (25)$$

$$\sigma_N^{*^2} = \sigma_\alpha^{*^2} (A-1) / A_\alpha (A - A_\alpha) \quad (26)$$

(параболический закон [22]),  $A = 12$ ,  $A_\alpha = 4$ ,  $m_N$  – масса нуклона и, наконец,  $\sigma_\alpha^{*^2} = \langle p_T^{*^2} \rangle / 2$ . Используя значения  $\langle p_T^{*^2} \rangle^{1/2}$ , представленные в табл.3, легко получить  $kT = 3,4$  МэВ для эмульсии, разбавленной солями Pb, и  $kT = 4,0$  МэВ – для обычной. Полученные значения  $kT$  значительно ниже определенных из реакций "обычной" мультифрагментации, изучаемых в инклузивных экспериментах, т.е. из реакций типа



( $A$  – ядро-снаряд,  $B$  – ядро-мишень,  $X \equiv$  "все остальное") см., например, [20, 24, 26]. Это справедливо, даже учитывая завышение  $kT$  во многих работах по инклузивной мультифрагментации релятивистских ядер-снарядов, связанное с неправильным использованием импульсных характеристик фрагментов в лаб.системе координат вместо таковых в системе покоя остаточного фрагментирующего ядра (т.е. с неучетом эффекта "bounce off"). Оцененные

нами значения  $kT$  существенно (во много раз) ниже также энергии связи нуклонов в ядре углерода, что подчеркивает сильное влияние кластерной структуры ядра. С другой стороны, малость  $kT$  вполне соответствует малым передачам энергии-импульса налетающему и фрагментирующему ядру, что характерно для когерентных процессов; при этом кулоновской диссоциации, происходящей на ядре  $Pb$ , должны, как уже говорилось, соответствовать меньшие  $q_T^2$ , что мы и наблюдаем вполне отчетливо, несмотря на малую статистику эксперимента.

Логическим противоречием модели быстрого статистического распада ядра углерода, которую мы использовали для формальной оценки его "температуры", являются отклонения распределений из  $p_T^{*2}$  и  $\varepsilon_{ij}^*$  в системе покоя  $^{12}C$  от форм (20), (21), соответствующих этой модели. Отметим при этом, что сложный состав мишени (ядерной эмульсии) не может, например, служить причиной отклонения  $d\sigma/dp_T^{*2}$  от рэлеевской формы (20). Действительно, легко показать, что даже при наличии априорной зависимости параметра  $\sigma^{*2}$  этого распределения от массы ядра-мишени суммарное распределение на мишени сложного состава должно сохранить рэлеевскую форму. За отступление  $d\sigma/dp_T^{*2}$  и  $d\sigma/d\varepsilon_T^{*2}$  от статистических форм (20), (21) могут быть, однако, ответственны и такие факторы, как:

- примесь "каскадного" канала распада ядра углерода по схеме  $^{12}C \rightarrow ^8Be + \alpha$  и  $^{8}Be \rightarrow \alpha + \alpha$ ; отметим попутно, что вопрос о том, является ли мультифрагментация ядер "прямым" процессом или суперпозицией последовательных бинарных распадов, является одним из наиболее оживленно дискутируемых в литературе (см. также ниже, в следующей главе);
- возможное наличие углового момента у диссоциирующего ядра углерода;
- механизм взаимодействия между  $\alpha$ -частицами в конечном состоянии (эффект тождественности);
- механизм взаимодействия между  $\alpha$ -частицами и ядром-мишенью (перерассеяния).

Роль некоторых из перечисленных факторов и простейшие кор-

реляционные характеристики пар  $\alpha$ -частиц из рассматриваемых распадов  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  будут исследованы нами в следующей главе работы.

## ГЛАВА III. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И МЕХАНИЗМ РЕАКЦИИ.

### 3.1. Коллинеарность поперечных импульсов $\alpha$ -частиц.

Вернемся к рассмотрению данных рис.9 и численных характеристик (22), (23) распределения  $d\sigma/d\varepsilon_{ij}^*$ , приведенных в табл.3. Уже говорилось, что распределение  $d\sigma/d\varepsilon_{ij}^*$ , определяющее корреляции между азимутальными углами вылета  $\alpha$ -частиц в с.д.и. распадающегося ядра  $^{12}C$ , не согласуется с расчетным распределением (21), вытекающим из статистического описания распада. Весьма интересен, однако, характер этого противоречия.

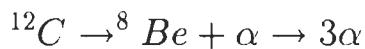
Расчетные значения  $A^*$  (22) и  $B^*$  (23) в статистической версии распада  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  равны соответственно 0,5 и 0,16 (см. формулы (24)). Как видно из табл.3, эмпирические значения  $A^*$  и  $B^*$  совпадают для обоих групп событий (в обычной и обогащенной Pb эмульсиях) и для суммарного набора событий (116 случаев) дают

$$A_{exp}^* = 0,45 \pm 0,05 \quad (28)$$

$$B_{exp}^* = 0,39 \pm 0,05$$

Таким образом, расхождение с теорией обусловлено наличием в реальных событиях существенной коллинеарности поперечных импульсов  $\alpha$ -частиц. Это хорошо видно также из рис.9в, где имеет место обеспеченный избыток углов  $\varepsilon_{ij}^* \sim 0$  и  $\sim \pi$ .

Одной из возможных причин тенденции к коллинеарности  $\vec{p}_{Ti}$ , необъяснимой в рамках непосредственного когерентного распада на  $3\alpha$ -частицы, может служить "каскадный" вариант распада



Для выяснения его роли мы выполнили расчет распределения  $d\sigma/d\varepsilon_{ij}^*$  для него по методу Монте-Карло. Распады  $^{12}C \rightarrow ^8Be + \alpha$  и  $^8Be \rightarrow 2\alpha$  предполагались происходящими в соответствии со статистической теорией быстрой фрагментации [21, 22], как и для прямого распада. Предполагая "температуру" обоих этапов каскадного распада одной и той же, мы выбирали единственный (при этом предположении) параметр распада так, чтобы среднеквадратическое значение  $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$   $\alpha$ -частиц конечного состояния соответствовало ее эмпирической величине (табл.3).

Расчетные распределения  $d\sigma/dp_T^{*2}$  и  $d\sigma/d\varepsilon_{ij}^*$  для "прямого" и "каскадного" вариантов распада  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  оказались очень близкими друг к другу, так что имеющейся в нашем распоряжении статистики событий совершенно недостаточно для выяснения относительной роли этих каналов (не проиллюстрировано). Так, например, расчетное значение  $B^* = 0,18$  для описанной выше схемы расчета каскадного распада всего на  $\sim 10\%$  превышает таковое для прямого канала (0, 16). Таким образом, нашей (достаточно скучной) статистики вполне достаточно, чтобы констатировать обеспеченное превышение коэффициента азимутальной коллинеарности  $B^*$  над ожидаемым согласно теории ФХГ[21, 22] расчетным значениям как для прямого, так и каскадного вариантов. Еще раз подчеркнем, что такое превышение обеспечено не только для суммы двух групп событий, но и для каждой из них порознь.

Таким образом, естественно предположить, что ядро  $^{12}C$  в соударении с ядром-мишенью, сопровождающееся распадом на 3  $\alpha$ -частицы, приобретает не только энергию-импульс, но и угловой момент. Здесь можно отметить, что недавно было получено указание на "приобретение" углового момента остаточным фрагментирующим ядром-снарядом и в реакциях "обычной" мультифрагментации [27].

Разумеется, расхождение наблюдаемого коэффициента коллинеарности  $B^*$  с расчитанным по описанной выше версии каскадного распада не доказывает наличие углового момента у фрагментирующего ядра  $^{12}C$ , хотя бы потому, что не исключена заметная разница между "температурами" распадов  $^{12}C \rightarrow ^8Be + \alpha$  и  $^{8}Be \rightarrow 2\alpha$ , которая естественна, например, в случае, если промежуточное нестабильное ядро  $^{8}Be$  распадается в основном состоянии. Действительно, в этом случае можно ожидать, что это ядро и образованная с ним "в паре"  $\alpha$ -частица разлетаются в разные стороны в с.ц.и.  $^{12}C$  со скоростями большими, чем в случае одинаковых "температур" распадов. Мы вернемся к этому вопросу ниже.

### 3.2. Распределение по относительным углам

Проанализированные выше распределения по парному азимутальному углу  $\varepsilon_{ij}^*$  представляют собой простейшую корреляционную характеристику для свойств пар  $\alpha$ -частиц из конечного состояния реакции  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ .

В настоящем разделе мы рассмотрим распределение по относительным пространственным углам между импульсами  $\alpha$ -частиц, образующих пару. Изучение распределения по этой корреляционной характеристике мы провели с целью попытки выяснения механизма фрагментации, главным образом, — получения ответа на вопрос о роли "прямого" и "каскадного" вариантов распада  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ . Выше мы показали, что одночастичные (например,  $p_T^*$ ) распределения нечувствительны к выбору между этими двумя вариантами; весьма слабочувствительным оказалось и распределение по парному азимутальному углу  $\varepsilon_{ij}^*$ . С другой стороны, в работе [28] при изучении механизмов фрагментации ядра кислорода в четыре  $\alpha$ -частицы при энергиях 50 и 70 МэВ на нуклон было продемонстрировано, что картина последовательных бинарных распадов и прямого распада на четыре конечные частицы приводит к различающимся формам распределения по парным (относительным) пространственным углам между импульсами  $\alpha$ -частиц.

На рис.10 показаны распределения по относительным пространственным углам  $\theta_{ij}$ , определенным из соотношения

$$\cos \theta_{ij} = \cos \theta_i \cos \theta_j + \sin \theta_i \sin \theta_j \cos \varepsilon_{ij} \quad (29)$$

( $\theta_{ij}$  — полярные углы  $\alpha$ -частиц в лаб.системе,  $\varepsilon_{ij}$  — по формуле (15)) в различных наборах реакции  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  при 4,5 ГэВ/с на нуклон.

Кривая на рис.10а — результат расчета  $dn/d\theta_{ij}$  в модели прямого статистического распада на три  $\alpha$ -частицы в соответствии с [21, 22]. Аналогичный расчет в рамках модели ФХГ [21, 22] был выполнен нами и для последовательного "каскадного" варианта распада  $^{12}C \rightarrow ^8Be + \alpha \rightarrow 3\alpha$  при предположении одинаковости "температур" в обоих простых двухчастичных распадах (см. выше). Результатом последнего было распределение по  $\theta_{ij}$ , практически не отличающееся от соответствующего для прямого распада. Аналогичная ситуация, напомним, имела место и для распределения  $dn/d\varepsilon_{ij}^*$ . Таким образом, распределение  $dn/d\theta_{ij}$  оказывается нечувствительным к выбору между "прямым" и "каскадным" вариантами распада  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  как и распределения, рассматривавшиеся в предыдущей главе, если опираться на модель ФХГ [21, 22].

Однако, как хорошо видно из данных рис.10:

1. Распределение  $dn/d\theta_{ij}$  обнаруживает два достаточно хорошо разделенных и сравнительно узких максимума при  $\theta_{ij} \approx 0,15$  и  $\theta_{ij} \approx 0,5$  град.
2. Положение второго максимума совпадает с положением максимума расчетного (в соответствии с моделью ФХГ) распределения для обоих каналов распада  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ , однако его ширина существенно меньше; что же касается первого из максимумов, — ни его положение, ни ширина, не воспроизводятся в рассмотренной статистической модели.

Обсудим полученные результаты.

Прежде всего представляется достаточно очевидным, что наличие углового момента у диссоциирующего на 3  $\alpha$ -частицы ядра  $^{12}C$

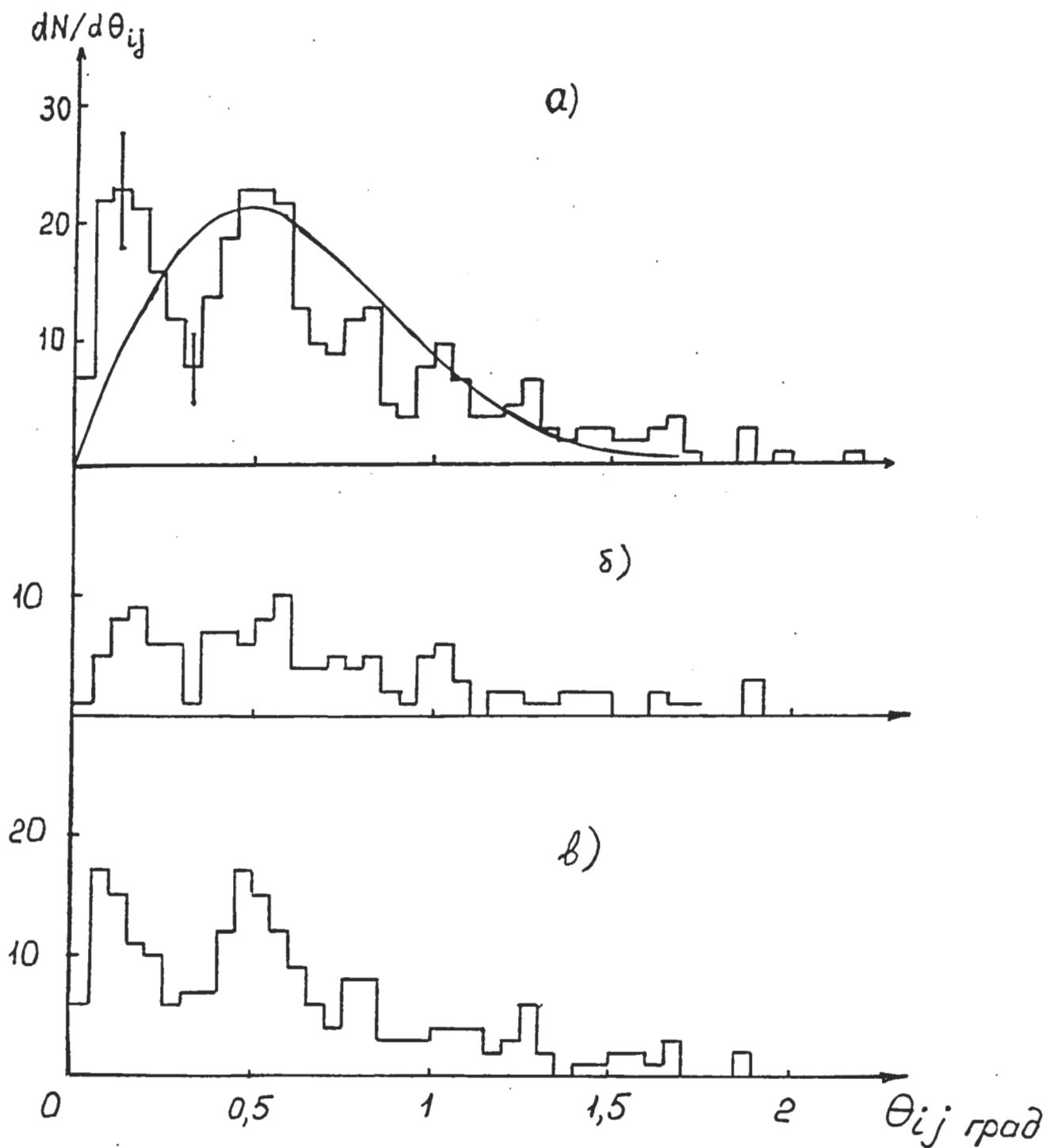


Рис.10. Распределение по относительным углам  $\theta_{ij}$  в л.с.к. между  $\alpha$ -частицами из реакции  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  при  $p_0 = 4.5$  ГэВ/с на нуклон: а) - суммарное распределение, б) - для событий из Ет стопки, в) - для событий из Ет+Pb стопки. Кривая - расчет по модели ФХГ [21, 22].

не может отвечать за появление первого из максимумов распределения по  $\theta_{ij}$ , т.к. "вращение" распадающегося объекта влияет на ширину распадных распределений, но не на появление разделенных максимумов и их положение. В этой связи для описания первого максимума необходимо предположить наличие последовательных распадов, т.е. для данной реакции – образование нестабильного ядра  ${}^8Be$  или какой-либо другой "резонансоподобной" системы, распадающейся на 2  $\alpha$ -частицы. Подчеркнем при этом, что расхождение эмпирических распределений с расчетами по использованной выше версии "каскадного" распада легко объяснимо: неучет возможного различия в "температурах" распада для первого ( ${}^{12}C \rightarrow {}^8Be + \alpha$ ) и второго ( ${}^8Be \rightarrow \alpha + \alpha$ ) этапов распада приводит к недооценке коллинеарности векторов поперечных импульсов  $\alpha$ -частиц в поперечной плоскости, которая должна быть максимальной при образовании ядра  ${}^8Be$  в основном состоянии.

Грубая оценка доли событий реакции  ${}^{12}C \rightarrow 3\alpha$ , дающих  $\theta_{ij}$  в области первого из максимумов в  $dn/d\theta_{ij}$  распределении и необъяснимых в рамках распада по статистической теории ФХГ, дает величину  $\sim 20\%$ . Мы полагаем, что эта величина должна рассматриваться как нижний предел для доли распадов, протекающих по "каскадному" варианту (см. также ниже).

Интерпретация (на качественном уровне) второго из максимумов распределения, представленного на рис.10, составляет значительно более сложную задачу. Разумеется, малая (по сравнению с расчетом) ширина второго максимума так же, как и для первого максимума, делает малоправдоподобной гипотезу о прямом распаде на три частицы, однако, то обстоятельство, что его положение совпадает с положением расчетного максимума  $dn/d\theta_{ij}$  распределения (по модели ФХГ), не позволяет исключить предположение об определяющем влиянии на свойства конечного состояния реакции  ${}^{12}C \rightarrow 3\alpha$  углового момента у фрагментирующего ядра-снаряда, как целого. Конечно, могут играть роль и варианты каскадного распада ядра углерода с образованием промежуточного ядра  ${}^8Be$  в возбужденных состояниях с большими спинами (например, в состоянии 2,9 МэВ ( $2^+$ ), 11,4 МэВ ( $4^+$ ) и т.д.).

Очевидно, что для более увереных выводов о механизме реакции  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  нужна детальная количественная проработка всех возможных вариантов прямого и каскадного распадов с последующим количественным сравнением их результатов с экспериментальными данными, по возможно большему числу характеристик и распределений. Для такой проработки необходим больший статистический материал, чем тот, которым мы располагаем.

### 3.3 Распределение по эффективной массе пары $\alpha$ -частиц

Отмеченные особенности в распределении  $dn/d\theta_{ij}$  должны проявиться и в распределениях по эффективной массе пар  $\alpha$ -частиц из рассматриваемых реакций. Это связано с прямой связью между эффективной массой  $M_{ij}^*$  и  $\theta_{ij}$

$$M_{ij}^* = [2(m^2 + E_i E_j - p_i p_j \cos \theta_{ij})]^{1/2} \quad (30)$$

Здесь  $E_{i,j}$  и  $p_{i,j}$  – полные энергии и импульсы i-ой и j-ой  $\alpha$ -частиц,  $m$  – масса  $\alpha$ -частицы. На рис.11 приведено суммарное распределение по разности  $M_{ij} = M_{ij}^* - 2m$  (как и для распределения  $dn/d\theta_{ij}$  не наблюдается какого-либо различия между данными для обычной (Em) и обогащенной ядрами Pb (Em+Pb) случаями). Это распределение также обнаруживает две отчетливо разделяющиеся особенности: острый максимум при  $M_{ij} < 0,5$  МэВ, невоспроизводимый моделью ФХГ (не проиллюстрировано) и более широкий пик при  $M_{ij} \approx 1,5 - 2$  МэВ.

Анализ распределения рис.11, который мы опускаем для краткости, приводит к результатам, вполне аналогичным полученным в предыдущем разделе. Однако, кажется, что распределение  $dn/d\theta_{ij}$  более удобно для качественных и количественных сравнений, чем  $dn/dM_{ij}$ ; поэтому все рассуждения были нами проведены в предыдущем разделе для первого из них. Впрочем, проведение количественных расчетов по упомянутым в конце предыдущего раз-

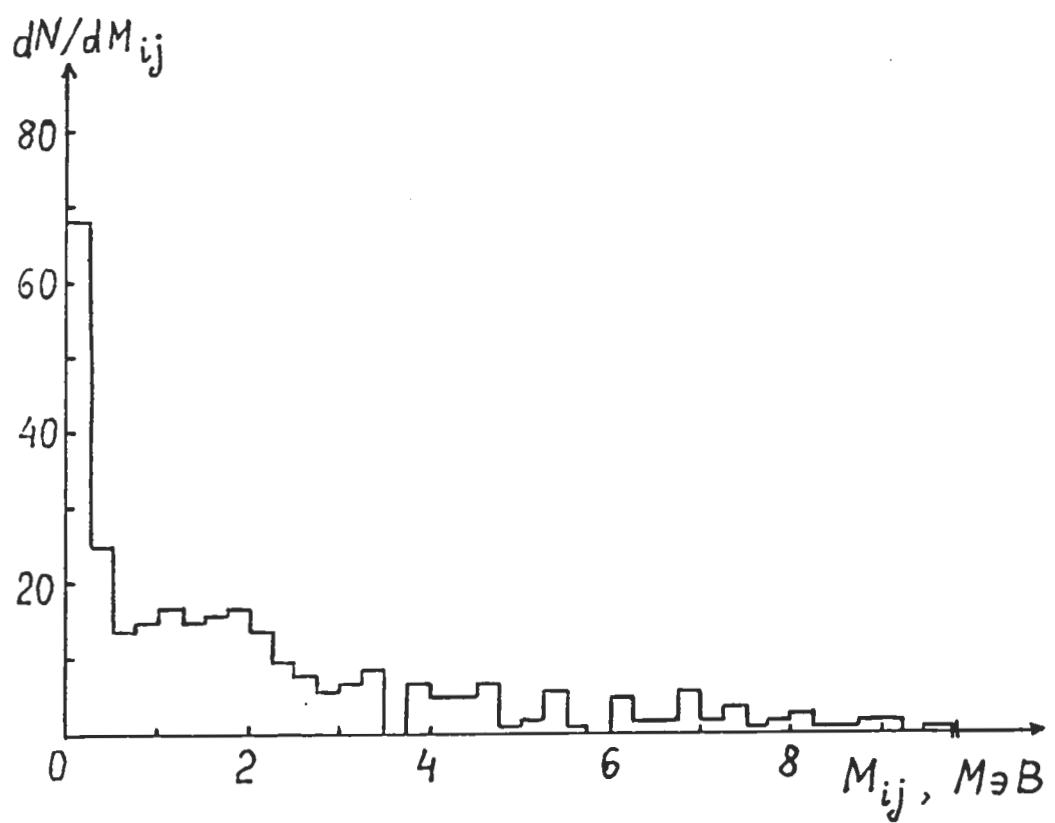


Рис. 11. Распределение по разности эффективной массы пары  $\alpha$ -частиц и удвоенной массы  $\alpha$ -частиц в реакции  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ .

дела вариантам распадов, в принципе, может изменить ситуацию в пользу рассмотрения распределения по эффективной массе. Здесь мы хотели лишь обратить внимание на возможность использования для анализа обоих этих распределений.

### 3.4 Зависимость от энергии возбуждения

Как уже отмечалось во введении, изучение процесса мультифрагментации ядер при сравнительно невысоких энергиях возбуждения — один из прямых и весьма перспективных способов получения информации об их структуре и виде уравнения состояния ядерной материи. При описании механизма этого процесса можно выделить две, в некотором смысле крайние и конкурирующие друг с другом, точки зрения — представления о последовательных бинарных распадах возбужденной системы и "мгновенной" диссоциации в систему наблюдаемых конечных фрагментов. Разумеется, имеются и модельные подходы, сочетающие в себе оба указанных представления.

В ряде исследований (см., например, [29, 30]) было найдено, что имеет место "температурная" зависимость механизма протекания реакций ядерной мультифрагментации — при небольших энергиях возбуждения ( $kT \lesssim 3$  МэВ/нуклон) доминируют последовательные бинарные распады, а при ее увеличении ( $kT \gtrsim 3 \div 4$  МэВ/нуклон) — прямая или "мгновенная" мультифрагментация. С другой стороны, в работе [28] такого перехода от одного механизма к другому для реакции развала  $^{16}O \rightarrow 4\alpha$  обнаружено не было: механизм последовательных бинарных распадов сохраняется, по мнению авторов указанной работы, даже при энергиях возбуждения  $\gtrsim 4,5$  МэВ/нуклон.

Эта неоднозначность побудила нас исследовать зависимость различных характеристик изучаемой нами реакции  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  от энергии возбуждения ядра углерода. Мы используем для этого суммарный материал (116 событий), полученный при первичном импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон в обоих эмульсионных стопках из обычной

и разбавленной солями Pb эмульсий. Напомним, что в предыдущих разделах мы неоднократно пытались разделить прямой и "каскадный" каналы протекания когерентной реакции  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ ; однако, достигнутые нами на этом пути успехи справедливо оценить как достаточно скромные.

Для поиска возможного изменения механизма протекания изучаемой нами реакции от энергии возбуждения мы, имея в виду небольшую статистику событий, которой мы располагаем, разделили все 116 случаев реакции  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  на две подгруппы примерно одинаковой численности (57 и 59 событий соответственно):

$$a) \text{ События } c < p_T^* > < 100 \text{МэВ/с}, \quad (31)$$

$$b) \text{ События } c < p_T^* > > 100 \text{МэВ/с}$$

Здесь  $< p_T^* > = \sum_{i=1}^3 p_{Ti}^*/3$  – средний поперечный импульс  $\alpha$ -частицы (в с.ц.и. фрагментирующего ядра) в событии. "Границное" значение температуры распада, соответствующее  $< p_T^* > = 100 \text{ МэВ/с}$ , может быть оценено, используя статистическую теорию быстрой фрагментации ФХГ [21, 22], согласно которой температура  $kT$  связана с величиной  $< p_T^* >$  (см. формулы (25), (26), в которых  $\sigma_\alpha^{*2} = < p_T^{*2} > /2 = 2 < p_T^* >^2 / \pi$ ). Используя все эти соотношения, легко оценить граничное значение  $kT$  для двух наборов реакций (1), определенными неравенствами (31), оно составляет  $kT \approx 2,5 \text{ МэВ}$ .

На рис.12 приведены распределения  $dn/d\varepsilon_{ij}^*$  для полного набора  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  событий и подгрупп (31), а в таблицу 4 мы свели коэффициенты азимутальной асимметрии  $A^*$  и азимутальной коллинеарности  $B^*$  для этих распределений.

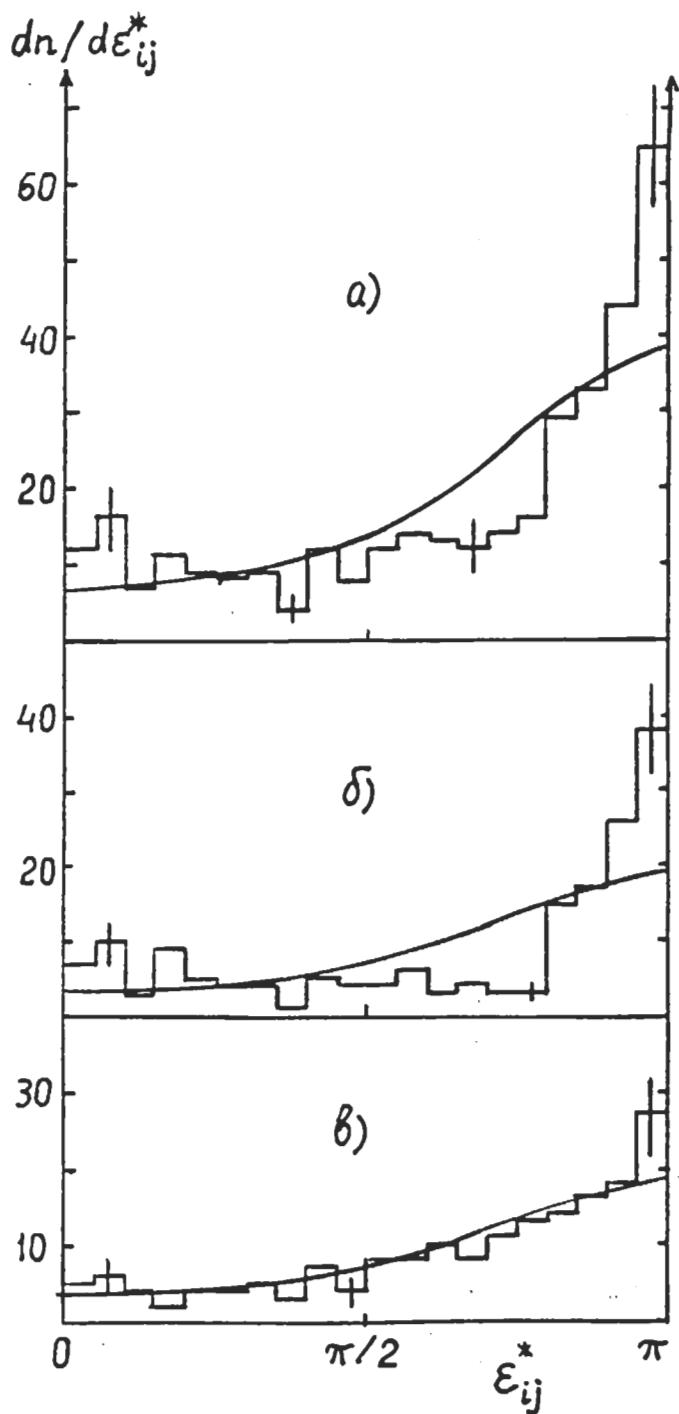


Рис.12. Распределение по углу  $\epsilon_{ij}^*$  в реакциях  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ . а) - все события; б) - случаи с  $\langle p_T \rangle < 100$  МэВ/с; в) - случаи с  $\langle p_T \rangle > 100$  МэВ/с.  
Кривые - расчет по модели прямого статистического распада  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ .

Таблица 4.

Набор событий	Характеристика		
	A	B	$\langle \beta \rangle$
Все $^{12}C \rightarrow 3\alpha$	$0.45 \pm 0.05$	$0.39 \pm 0.05$	$0.79 \pm 0.12$
При $kT \leq 2.5$ МэВ	$0.30 \pm 0.07$	$0.56 \pm 0.06$	$1.12 \pm 0.16$
При $kT \geq 2.5$ МэВ	$0.50 \pm 0.06$	$0.23 \pm 0.07$	$0.48 \pm 0.17$
Модель [21,22]	0.5	0.16	0.31

Можно видеть, что:

а) Распределения  $dn/d\varepsilon_{ij}^*$  изменяются при увеличении "температуры" распада  $kT$ ; вероятность согласия распределений рис. 1б и 1в, оцененная по критерию  $\lambda^2$ , не превышает 2%-ов;

б) Распределение  $dn/d\varepsilon_{ij}^*$  при  $kT \gtrsim 2,5$  МэВ не противоречит предположению о прямом распаде ядра  $^{12}C$  на три  $\alpha$ -частицы: при  $kT \lesssim 2,5$  МэВ это предположение решительно не согласуется с экспериментом. Другими словами, наблюдаемая в Главе 2 тенденция к коллинеарности поперечных импульсов  $\alpha$ -частиц в с.ц.и. фрагментирующем ядре  $^{12}C$  обусловлена, в основном,  $\alpha$ -частицами из событий с малой "температурой" ( $kT \lesssim 2,5$  МэВ).

Эту тенденцию удобно также характеризовать распределением по коэффициенту коллинеарности индивидуального акта соударения,

$$\beta = \sum_{i \neq j} \cos 2\varepsilon_{ij}^* / \sqrt{N_\alpha(N_\alpha - 1)} = \sum_{i \neq j} \cos 2\varepsilon_{ij}^* / \sqrt{6} \quad (32)$$

$$(-\sqrt{N_\alpha/(N_\alpha - 1)} < \beta < \sqrt{N_\alpha(N_\alpha - 1)})$$

характеризующему коллинеарность в событии с множественностью  $N_\alpha$ . Эти распределения показаны для двух подгрупп, определенных неравенствами (31), на рис.13. Среднее значение  $\langle \beta \rangle$  в рассматриваемых наборах реакций  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  вместе с расчетными согласно статистической теории [21, 22] приведены в последнем

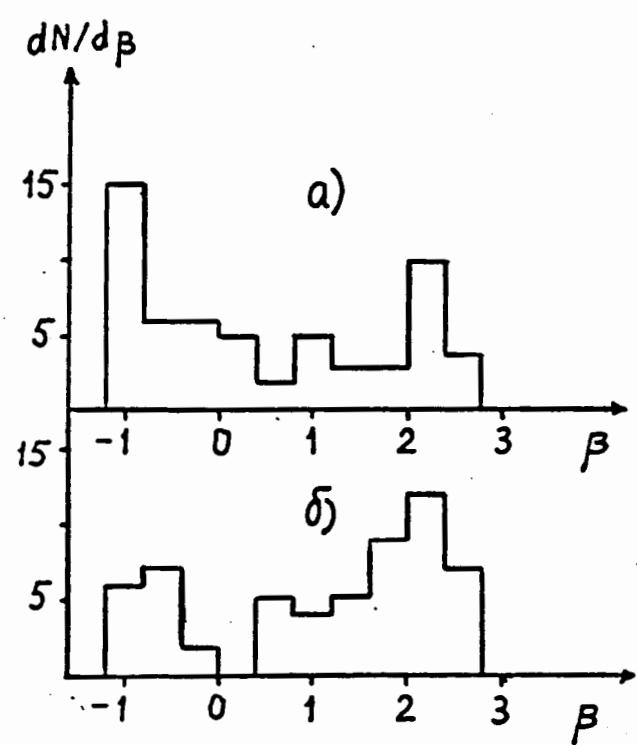


Рис.13. Распределения по коэффициенту коллинеарности  $\beta$  в событии с  $\langle p_T \rangle < 100$  МэВ/с (а) и  $\langle p_T \rangle > 100$  МэВ/с (б).

столбце таблицы 4. Все эти данные полностью согласуются с выводами а) и б), сделанными выше при рассмотрении распределений  $dn/d\epsilon_{ij}^*$  и их числовых характеристик.

Рассмотрим, наконец, зависимость распределений по  $\theta_{ij}$  и  $M_{ij}$ , изучавшихся в разделах 3.2 и 3.3 настоящей главы, от распадной температуры. На рис.14 в качестве примера приведены распределения  $dn/d\theta_{ij}$  в подгруппах реакций  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ , определенных согласно (31). Распределения по  $\theta_{ij}$ , представленные на рис. 14а и 14б, различаются разительно; при этом, конечно, важно не то, что при больших  $kT$  имеется избыток больших  $\theta_{ij}$  (это – в значительной степени тривиально в силу оценки поперечных импульсов  $\alpha$ -частиц через их углы вылета), а то, что двухмаксимумная структура распределения и сами значения  $\theta_{ij}$ , составляющие первый максимум, практически исчезают при сравнительно больших энергиях возбуждения распадающихся ядер углерода.

Совокупность представленных данных позволяет уверенно заключить, что имеет место зависимость механизма мультифрагментации ядер от энергии их возбуждения. Эта зависимость имеет характер перехода от последовательных бинарных распадов к "прямой" мультифрагментации. Наш анализ показывает, что для изучаемых "чистых" событий  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  (характер образования конечного состояния в которых согласуется с предположением о когерентном воздействии на фрагментирующее ядро-снаряд ядра-мишени) при  $kT \lesssim 2,5$  МэВ, вероятно, доминирует "каскадный" канал диссоциации, т.е. двухстадийный процесс  $^{12}C \rightarrow ^8Be + \alpha \rightarrow 3\alpha$ . в то время как при  $kT \gtrsim 2,5$  МэВ данные в пределах ошибок не противоречат предположению о прямом механизме распада. При этом данные не описывается вариантом статистической теории, предлагающим одинаковые температуры двух этапов распада.

В некотором роде альтернативой гипотезе о "каскадном" механизме диссоциации является предположение о передаче фрагментирующему ялру в соударении углового момента, напрашивавшееся из наличия коллинеарности векторов  $\vec{p}_T$ . При этом, однако, нелегко понять, почему угловой момент присущ событиям с малой энергией возбуждения и почти исчезает при переходе к большим

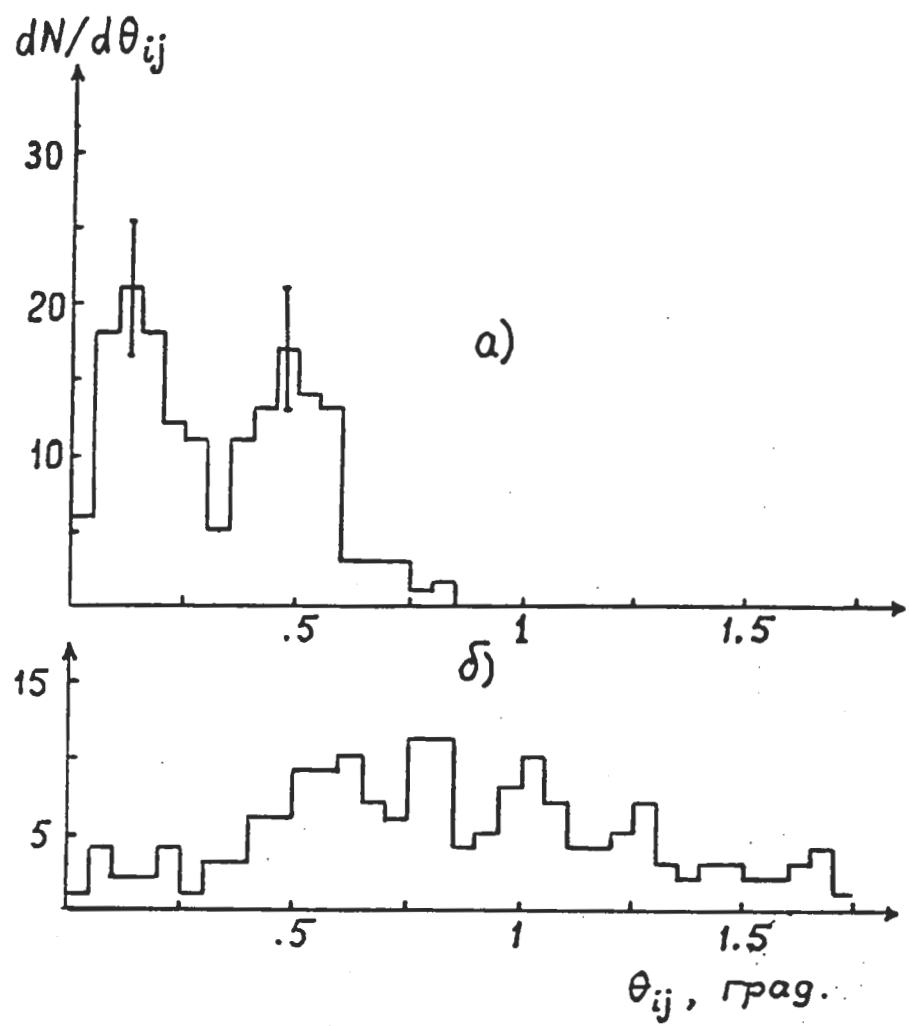


Рис.14. Распределение  $dN/d\theta_{ij}$  в л.с.к. для подгрупп событий с  $\langle p_T \rangle < (a)$  и  $\langle p_T \rangle > (b)$  100 МэВ/с (значения  $\langle p_T \rangle$  - для с.ц.м. ядра  $^{12}\text{C}$  [1]).

$kT$ . Эти факты, конечно, легче "укладываются" в упоминавшуюся концепцию о переходе от "растянутой" во времени последовательности бинарных распадов к "мгновенной" мультифрагментации при увеличении энергии возбуждения. Остается несомненным, что для уверенных выводов о первопричинах наблюдающихся "аномалий" в распределениях по  $\varepsilon_{ij}^*$ ,  $\theta_{ij}$  и  $M_{ij}$  и их зависимостей от  $kT$  (или  $\langle p_T^* \rangle$ ) нужен (и крайне интересен) детальный анализ, основанный на большем статистическом материале. Представляет также очевидный интерес изучение других каналов мультифрагментации (не обязательно когерентного), подобное приведенному настоящей работе.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные результаты проведенного исследования:

1. Впервые выполнены поиск реакций когерентной диссоциации релятивистского ядра углерода на 3  $\alpha$ -частицы и сравнительный анализ данных по этой реакции, полученных в обычной и обогащенной ядрами Pb эмульсиях.
2. Совокупность данных по распаду  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  при  $p_o = 4,5$  ГэВ/с на нуклон в обычной и разбавленной солями Pb эмульсиях указывает на наличие реакций когерентной диссоциации. В области легких и средних ядер-мишеней, по-видимому, доминирует дифракционный механизм [13, 14], а для ядра Pb — кулоновский механизм реакции, т.к. средний свободный пробег для диссоциации  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  уменьшается при разбавлении эмульсии ядрами Pb примерно вдвое.
3. Распадные температуры ядра углерода в рассматриваемой реакции слабо зависят от массового числа ядра-партнера. Однако переход к кулоновскому механизму диссоциации сопровождается заметным уменьшением передаваемого ядру поперечного импульса, что приводит к различию в  $pt$ -спектрах распадных  $\alpha$ -частиц в лаб.системе.
4. Эти температуры ( $kT \approx 3,4 - 4,0$  МэВ) значительно меньше таковых при обычной (некогерентной) мультифрагментации релятивистских ядер-снарядов и энергии связи нуклонов в распадающемся ядре.
5. Разлет  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  в поперечной плоскости реакции обнаруживает тенденцию к коллинеарности, являющейся, вероятно, следствием наличия каскадной моды распада и (или) приобретаемого диссоциирующим ядром углового момента.
6. Распределение  $dN/d\theta_{ij}$  обнаруживает два хорошо разделенных и сравнительно узких максимума при  $\theta_{ij} \simeq 0,15$  и  $\theta_{ij} \simeq 0,5$  град. Положение второго максимума совпадает с максимумом расчетного (согласно модели ФХГ [21, 22]) распределения для обоих каналов распада  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$ , однако его ширина существенно меньше;

что же касается первого максимума, — ни его положение, ни ширина не воспроизводятся в статистической модели. Те же свойства обнаруживают и распределения по эффективным массам пар  $\alpha$ -частиц.

7. Обнаружены зависимости корреляционных характеристик  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{12}C \rightarrow 3\alpha$  от энергии возбуждения фрагментирующего ядра. Их совокупность позволяет утверждать, что имеет место переход от последовательных бинарных распадов ядра  $^{12}C$  при небольших  $kT$  к прямой мультифрагментации при увеличении "температуры".

Большая часть результатов работы были получены впервые и (или) являются единственными.

Основные результаты исследования, вошедшие в данную диссертацию, докладывались на 17 Международной конференции "Nuclear tracks in solids", ряде совещаний Фотоэмulsionционного сотрудничества в ОИЯИ, опубликованы в работах [31–35].

В заключение автор выражает искреннюю благодарность научным руководителям доктору физико-математических наук, начальнику сектора НЭКО ОИЯИ, профессору Чернову Г.М. и кандидату физико-математических наук, заведующему кафедрой ядерной физики Таджикского Госуниверситета, доценту Саломову Дж. А. за постановку задачи, всестороннюю помощь и поддержку в ее выполнении. Большую помощь при выполнении работы оказали автору к.ф.м.н. В.В.Белага и В.В.Русакова, которым он также выражает глубокую благодарность.

Автор благодарит ЛВЭ ОИЯИ за предоставленный материал для проведения эксперимента.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Померанчук И.Я., Фейнберг Е.Л. ДАН СССР, 1953, 93, 439.
2. Feinberg T.L., Pomeranchuk I.Ia. Suppl.Nuovo Cim., 1956, 3, 652.
3. Good W.L., Walker W.D. Phys. Rev., 1960, 120, 1855.
4. Good W.L., Walker W.D. Phys. Rev., 1960, 120, 1857.
5. Gottfried K. Sci. Rep. CERN, 1972, N17, p.55-123.
6. Граменицкий И.М. ЭЧАЯ, 1974, 5, 63.
7. Азимов С.А. и др. В сб. "Взаимодействия частиц высокой энергии с нуклонами и ядрами", Ташкент, ФАН, 1972, с.121-157.  
В сб. "Упругие и неупругие соударения частиц большой энергии с нуклонами и ядрами", Ташкент, ФАН, 1975, с.82-118.
8. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, 429-477.
9. Baur G. et al. Phys. Repts., 1984, 111, 333-371.
10. Fredriksson S. et al. Rhys. Repts., 1987, 144, 187-320.
11. Chernov G.M. Prepr. INR, NP-7-584, Tashkent, 1993.
12. Chernov G.M. Coherent Multifragmentation of Relativistic Nuclei, Proc. of the XII ISHEPP, Dubna, Sept. 1994.
13. Абдуразакова У.А. и др. ЯФ, 1984, 39, 272.
14. Бондаренко А.И., Чернов Г.М., Юлдашев Б.С. ЯФ., 1994, 57, 430.
15. Ахоров А. и др. Сообщ. ОИЯИ, 31-9963, Дубна, 1976.
16. Сотрудничество Бухарест–Варшава–Дубна–Кошице–Ленинград–Москва–Ташкент. ЯФ, 1980, 32, 1387.
17. Greiner D.E. et al. Phys. Rev. Lett., 1975, 35, 152-155.
18. Бондаренко А.И., Чернов Г.М. Препринт ИЯФ, З-7-182, Ташкент, 1985.
19. Engelage J. et al. Phys. Lett., 1986, 173, 34.
20. Бенгус Л.Е. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 353-355.
21. Feshbach H., Huang K. Phys. Lett. B, 1973, 47, 300.
22. Goldhaber A.S. Phys. Lett. B, 1974, 53, 306.
23. Бондаренко А.И. и др. В сб. "Упругие и неупругие соударения частиц большой энергии с нуклонами и ядрами", Ташкент, ФАН, 1976, с.119- .

24. Bhanja R. et al. Nucl. Phys. A., 1985, 438, 740.
25. Бондаренко А.И. и др. ЯФ, 1992, 55, 132.
26. Adamovich M.I. et al. Mod. Phys. Lett. A., 1993, 8, 21.
27. Бабаев А.Х. и др. ЯФ, 1989, 50, 1324.
28. Pouliot J. et al. Phys. Lett. B., 1993, 299, 210.
29. Campi X. et al. Phys. Lett. B., 1984, 142, 8.
30. Bizard G. et al. Phys. Lett. B., 1993, 302, 162.
31. Белага В.В., Бенджаза А.А. и др. Препринт ОИЯИ, Р1-94-285, Дубна, 1994.
32. Белага В.В., Бенджаза А.А. и др. ЯФ, 1995, т. 58, N10 (в печати).
33. Белага В.В., Бенджаза А.А. и др. Сообщ. ОИЯИ, Р1-95-40, Дубна, 1995.
34. Белага В.В., Бенджаза А.А. и др. Сообщ. ОИЯИ, Р1-95-41, Дубна, 1995.
35. Belaga V.V., Benjaza A.A. et al. 17-th International Conference on Nuclear Tracks in Solid, Dubna, 24-28 August, 1994, p, 178.

На память Русакова В. В.  
от Абага бзнак друзьбы

موم  
4-07-95

الذكرى بحرب برلين خاتمة الحرب  
الله يجزئه بالنصر وحده في شامبر  
روساكوفا للذكرى

II

موقر على بن عازر  
المطربيه السينما  
لله الربيه - الملك  
٢٩٥ - ٧ - ٤

م

CIII