

Б-46

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-95-232

На правах рукописи
УДК 539.172.17

БЕНДЖАЗА
Авад Али

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

Специальность: 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1995

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований и Таджикском Государственном университете

Научные руководители

доктор физико-математических наук,
профессор

Г. М. Чернов

кандидат физико-математических наук,
доцент

Д. А. Саломов

Официальные оппоненты

доктор физико-математических наук

В. А. Смирнитский

доктор физико-математических наук

В. Л. Любошиц

Ведущая организация:

Физический институт им. П.Н.Лебедева АН России (Москва)

Защита состоится " _____ " _____ 1995г. в _____ часов на заседании Специализированного совета Д-047.01.02 при Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна Московской области, Лаборатория высоких энергий ОИЯИ, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " _____ " _____ 1995г.

Ученый секретарь

Специализированного совета

М. Ф. Лихачев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность исследований

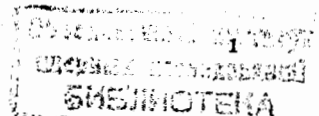
Фрагментация (распад) возбужденных атомных ядер - основной источник информации об их внутренней структуре, волновых функциях различных его составляющих, уравнении состояния ядерной материи и т.д. Решению многих из этих вопросов благоприятствует малость энергии возбуждения фрагментирующего ядра, т.е. малость величины энергии-импульса, переданной ему в соударении частицей или ядром-партнером.

С другой стороны, в физике высоких энергий давно известен особый класс неупругих реакций, характеризующихся весьма малыми передаваемыми импульсами. Это - реакции когерентной диссоциации релятивистских частиц в столкновениях с ядрами, впервые предсказанные Померанчуком и Фейнбергом еще в 50-е годы [1]. Малость передач импульса в реакциях этого типа определяется условием когерентности: $1/q \gg R$ (R - радиус ядра-партнера), что в сочетании со сравнительно высокой энергией "возбуждения", требуемой для возможности рождения новых частиц, приводит, как правило, к довольно высоким энергетическим порогам для этих реакций.

Недавно ([2] и ссылки в ней) идеи [1] были распространены на реакции мультифрагментации релятивистских ядер-снарядов. Настоящая работа - первое систематическое экспериментальное исследование, посвященное поиску и первоначальному изучению одного из простейших каналов такой реакции - когерентной диссоциации углерода на три α -частицы.

Цель работы

К моменту начала настоящего исследования была известна единственная работа, в которой упоминалось о возможности когерентной диссоциации релятивистского ядра-снаряда, - работа [3], в которой наблюдалось около 40 "чистых" событий $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при $p_0 = 4,5$ Гэв/с



на нуклон в обычной фотоэмульсии. Эта ситуация определила следующие цели нашей работы:

1. Поиск реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ в эмульсии, обогащенной Pb.
2. Выполнение сравнительного анализа характеристик данной реакции в обычной и обогащенной Pb эмульсиях для:
 - а) установления когерентного механизма диссоциации углерода в три α -частицы;
 - б) получения сведений о динамике этих реакций (дифракционный, кулоновский механизмы), используя различный состав мишени;
 - в) получения информации об импульсных и корреляционных характеристиках α -частиц из реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и их зависимости от массового числа ядра-партнера.

Разумеется, использование фотометода при учете сравнительно небольшой величины сечения когерентной реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ позволяет надеяться лишь на "разведывательный" характер исследования.

Научная новизна

Совокупность результатов исследования позволяет квалифицировать их как полученные впервые и, более того, практически единственные.

Научная и практическая ценность

Методология и результаты работы должны быть использованы при планировании дальнейших экспериментов по поиску и изучению реакций когерентной мультифрагментации релятивистских ядер-снарядов.

Апробация работы и публикации

Результаты диссертационной работы докладывались на 17-ой

Международной конференции по твердотельным ядерным детекторам (Дубна, 24-28 августа 1994г.), 12-м Международном семинаре по проблемам физики высоких энергий (Дубна, 12-17 сентября 1994г.) и на научных семинарах ЛЭФ ОИЯИ. Основное содержание её опубликовано в пяти работах (список в конце автореферата).

Автор защищает следующие основные результаты

1. Со значительной степенью достоверности установлено наличие когерентного начала диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при высоких энергиях налетающего ядра. В области тяжелых ядер-мишеней, по-видимому, доминирует кулоновский механизм когерентного распада.
2. Выполнен сравнительный анализ импульсных и корреляционных характеристик α -частиц из когерентной реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ в обычной и обогащенной Pb фотоэмульсии в л.с.к. и системе покоя диссоциирующего ядра и впервые установлен ряд эмпирических закономерностей, свойственных этой реакции.
3. Обнаружена зависимость механизма распада от энергии возбуждения фрагментирующего ядра: при увеличении последней происходит переход от последовательных бинарных распадов ядра углерода к прямой мультифрагментации.

Структура и объём диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы - всего 57 страниц, включая 14 рисунков, 4 таблицы и библиографию из 35 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Работа содержит довольно подробное введение; это связано с характером исследования, выполненного в значительной степени на

стыке двух проблем и являющегося первым систематическим поиском изучаемого процесса.

В первом разделе введения кратко описаны наиболее общие черты реакции когерентного неупругого рождения частиц в адрон-ядерных взаимодействиях. Обсуждены характерные черты этих реакций, подчеркнута малость передаваемых импульсов в них.

Во втором разделе введения отмечена популярная в последнее время в ядерной физике высоких энергий проблема мультифрагментации ядер-снарядов в ядро-ядерных столкновениях. Следуя [2], сформулирована идея о возможном когерентном характере (дифракционном или кулоновском) протекания этих реакций при высоких энергиях и рассмотрены некоторые общие кинематические соотношения для когерентных реакций мультифрагментации (диаграмма - на рис.1). Аналогично случаю упругого дифракционного рассеяния среднее значение передаваемого фрагментирующему ядру продольного импульса должно быть значительно меньше среднего значения передаваемого поперечного импульса, распределение по которому должно иметь вид

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

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

Как и в физике частиц, когерентная реакция мультифрагментации обладает энергетическим порогом, его значение может быть оценено по формуле

$$p_0^{\min} \geq \frac{M_A}{M} B^{1/3} \Delta,$$

где B - массовое число ядра-мишени, M - масса пиона, $\Delta = M_{\Sigma F_i} - M_A$ - "дефект массы" по отношению к рассматриваемому каналу распада. Для ядра-мишени ^{208}Pb , например, $p_0^{\min} (^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha) \approx 290$ МэВ/с на нуклон, что позволяет априори исключить с большой вероятностью присутствие когерентного канала в ряде работ, посвященных изучению рассматриваемой реакции при невысоких ("циклотрон-

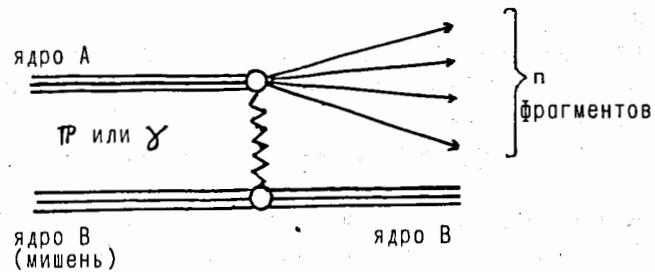


Рис.1. Общая диаграмма реакции когерентной мультифрагментации ядра-снаряда.

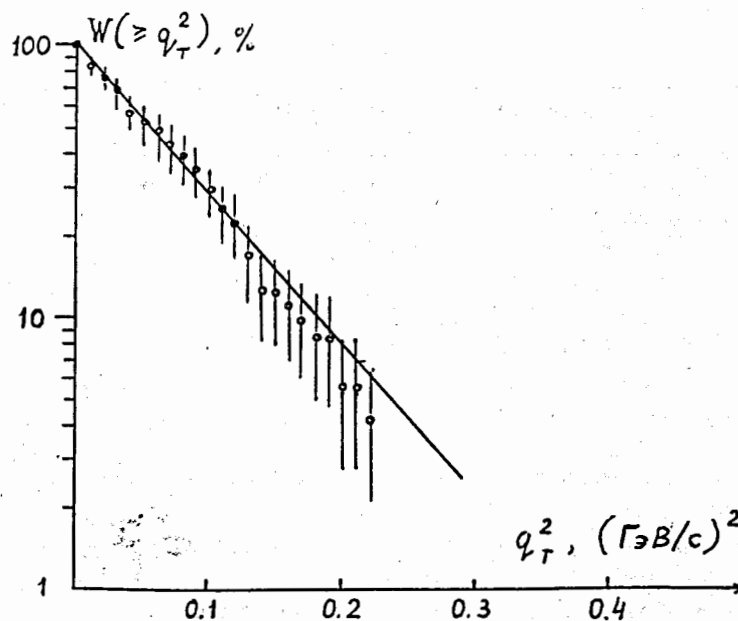


Рис.2. Распределение по $q_T^2 = (\sum_i p_{Ti})^2$ для событий $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$

ных") энергиях.

В третьем разделе введения описаны постановка задачи и цель проводимого исследования, а также последовательность изложения материала в диссертации.

В первой главе диссертации представлены сведения об эксперименте.

Была исследована стопка ядерных фотоэмульсий типа БР-2, обогащенных свинцом в пропорции 1 атом Рb к 5 атомам Ag. Соли свинца вводились в жидкую эмульсию непосредственно перед изготовлением слоев.

Для сравнения использовались также данные эксперимента [3], выполненного в обычной эмульсии БР-2.

Обе эмульсионные стопки были облучены в пучках релятивистских ионов ^{12}C при одном и том же $p_0 = 4.5 \text{ А ГэВ/с}$ на синхрофазотроне ЛЭЭ ОИЯИ. Ядерные составы обеих эмульсионных стоек приведены в табл. 1.

Таблица 1

Фото-эмульсия	Число ядер в $1 \text{ см}^3 (\times 10^{22})$						
	H	C	N	O	Br	Ag	Pb
БР-2 (стандарт)	2.97	1.40	0.37	1.08	1.03	1.03	-
БР-2 + Рb	3.26	1.64	0.28	1.49	0.76	0.76	0.15

Отбор и измерения событий в обоих экспериментах были абсолютно идентичными. Отбирались "чистые" события - случаи с тремя хорошо идентифицированными α -частицами без каких-либо признаков возбуждения или развала мишени и каких-либо "рожденных" частиц. Поиск событий в обычной эмульсии (Em) проведен исключительно мето-

дом "вдоль трека", в разбавленной солями Рb (Em+Pb) - частично "вдоль трека", частично (для увеличения статистики) - "по площади".

Средний свободный пробег для искомых событий составил:

$$\lambda_{Em} = 10.3 \pm 1.9 - 1.4 \text{ м},$$

$$\lambda_{Em+Pb} = 4.8 \pm 1.8 - 1.1 \text{ м},$$

т.е. оказался существенно разным. Полное число реакций "чистой" диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ составило $44(Em) + 72(Em+Pb) = 116$ событий. Для увеличения точности геометрические измерения во всех случаях проводились многократно.

Во второй главе диссертационной работы были рассмотрены основные характеристики сечения и одночастичные распределения по поперечным импульсам в л.с.к. и системе покоя диссоциирующего ядра углерода.

Полученные значения среднего свободного пробега для "чистых" событий $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ соответствуют поперечным сечениям, равным 20+4 и 48+16 мбарн/среднее ядро эмульсии. Учитывая, что среднее значение массового числа $\langle A \rangle$ ядра-мишени при разбавлении эмульсии солями Рb уменьшается (это связано с происходящим при этом перераспределением плотности легких (C, N, O) и "тяжелых" (Br, Ag) ядер эмульсии в пользу первых; см. табл.1), это указывает на то, что на тяжелых ядрах-мишенях доминирует кулоновский механизм реакции. Этот вывод подтверждается и сравнением с недавно появившимися данными по реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ в пропановой пузырьковой камере; $\sigma \ll 4.3 \pm 0.5$ мбарн/ядро углерода (частное сообщение).

Подробно рассмотрены распределения по поперечным импульсам p_T α -частиц в отобранных в Em и Em+Pb реакциях $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$.

В л.с.к. p_T -распределения для обоих случаев различаются: среднеквадратические значения $\langle p_T^2 \rangle$ равны 192 ± 10 (Em) и 161 ± 6 (Em+Pb) МэВ/с (табл.2). Кроме того оба распределения не согласуют-

ся с распределением Рэлея $d\mathcal{E}/dp_T^2 = \exp(-p_T^2/2\mathcal{E}^2)$, вытекающим из статистической теории прямого распада возбужденного ядра.

Таблица 2

Характеристика	Em	Em + Pb
Число α -частиц	132	216
$\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$, МэВ/с	192 + 10	161 + 6
A	-0.21 + 0.09	-0.20 + 0.07
$\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$, МэВ/с	141 + 7	130 + 8
A*	0.48 + 0.08	0.43 + 0.06
B*	0.32 + 0.08	0.44 + 0.06
$\langle q_T^2 \rangle^{1/2}$, МэВ/с	383 + 42	281 + 19

Отмечено, однако, что для корректных заключений о соответствии или несоответствии эмпирических и теоретических характеристик необходим переход к системе покоя фрагментирующего ядра, т.к. наблюдаемые в л.с.к. значения p_T фрагментов искажены (увеличены) его поперечным движением (эффект "bounce off"). Наличие "переносного" поперечного импульса \vec{q}_T , получаемого ядром ^{12}C при его столкновении с мишенью, прямо доказывается в работе наличием азимутальной асимметрии вылета α -частиц в поперечной плоскости реакции, имеющей место в обоих экспериментах.

При предположении об отсутствии дополнительных нейтральных фрагментов в отобранных реакциях $\vec{q}_T = \sum_{i=1}^3 \vec{p}_{Ti}$. Анализ распределений событий по $|\vec{q}_T|$ показал:

1. Значения $\langle q_T^2 \rangle$ для событий в Em и Em+Pb различны (табл. 2): для стопки, содержащей свинец, $\langle q_T^2 \rangle^{1/2}$ заметно меньше. Это - ещё одно свидетельство в пользу заключения о кулоновском механизме диссоциации на ядре Pb.

2. Распределения по q_T^2 не противоречат рэлеевской форме, которая следует из экспоненциального вида зависимости $d\mathcal{E}/dt$ по передаваемому в соударении 4-импульсу, $t' = t - t^{\min} (\sum_{i=1}^3 m_{\alpha_i}) \approx q_T^2$ (рис. 2).

Значение величины "переносного" поперечного импульса \vec{q}_T позволяет легко осуществить перевод поперечных импульсов в систему покоя фрагментирующего на 3 α -частицы ядра-снаряда:

$$\vec{p}_{Ti}^* \approx \vec{p}_{Ti} - \vec{q}_T/3 = \vec{p}_{Ti} - \sum_{i=1}^3 \vec{p}_{Ti} / 3$$

(здесь и далее звездочки соответствуют с.ц.и. ядра ^{12}C).

Анализ p_T^* -распределений привел к следующим утверждениям:

1. Среднеквадратические $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$, как и ожидалось, заметно меньше, чем $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$, но в отличие от последних, совпадают для обоих наборов реакций в пределах статистических погрешностей (табл. 2). Это, конечно, связано с различием в $\langle q_T^2 \rangle^{1/2}$.

2. Оба распределения по p_T^{*2} не согласуются с распределением Рэлея, обнаруживая "нестатистический" хвост больших p_T^* .

Были проанализированы также распределения (рис. 3) по парному азимутальному углу $\mathcal{E}_{ij}^* = \arccos(\vec{p}_{Ti}^* \vec{p}_{Tj}^* / p_{Ti}^* p_{Tj}^*)$ между поперечными импульсами \vec{p}_{Ti}^* и \vec{p}_{Tj}^* α -частиц из одного события и значения коэффициентов азимутальной асимметрии A* и коллинеарности B*:

$$A^* = \left(\int_{\pi/4}^{\pi/2} (dN/d\mathcal{E}^*) d\mathcal{E}^* - \int_0^{\pi/2} (dN/d\mathcal{E}^*) d\mathcal{E}^* \right) / \int_0^{\pi} (dN/d\mathcal{E}^*) d\mathcal{E}^*$$

$$B^* = \left(\int_0^{\pi/4} (dN/d\mathcal{E}^*) d\mathcal{E}^* + \int_{3\pi/4}^{\pi} (dN/d\mathcal{E}^*) d\mathcal{E}^* - \int_{\pi/4}^{3\pi/4} (dN/d\mathcal{E}^*) d\mathcal{E}^* \right) / \int_0^{\pi} (dN/d\mathcal{E}^*) d\mathcal{E}^*$$

инклюзивного \mathcal{E}^* -распределения. Распределение по \mathcal{E}_{ij}^* также не описывается распределением, следующим из статистической теории прямого распада $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, отличаясь от него статистически обеспеченной тенденцией к коллинеарности векторов поперечных импульсов α -частиц.

Важной характеристикой распада является распадная "темпера-

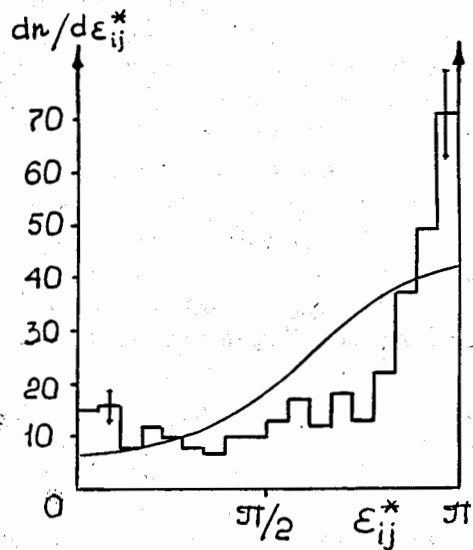


Рис.3. Распределение $dn/d\varepsilon_{ij}^*$ в с.с.м. для событий из обычной (Em) и обогащенной Рб ($Em+Pb$) стопки. Кривая - расчет по статистической теории.

тура" или, другими словами, энергия возбуждения диссоциирующего ядра. Эти величины легко оцениваются в рамках статистической теории быстрой фрагментации, используя знание $\langle p_T^{*2} \rangle$. Полученные таким образом значения kT составили $kT=3.4$ МэВ для эмульсии, разбавленной Рб, и $kT=4.0$ МэВ - для обычной. Эти значения kT значительно (в несколько раз) ниже определенных для реакций "обычной" мультифрагментации остаточных ядер.

$$A + B \rightarrow \alpha + X$$

(X = "все остальное"), являющихся, конечно, в подавляющем большинстве некогерентными.

Оцененные нами kT существенно меньше и энергии связи нуклонов в ядре углерода, что подчеркивает сильное влияние кластерной структуры ядра и соответствует предположению о когерентном характере рассматриваемой реакции.

Кажущимся логическим противоречием модели статистического распада, использованной для оценки его "температуры", являются отклонения p_T^* и ε_{ij}^* -распределений от форм, соответствующих этой модели. За это, в частности, могут быть ответственны следующие факторы:

- а) наличие "каскадной" моды распада ядра углерода на три α -частицы, $^{12}C \rightarrow ^8Be + \alpha \rightarrow 3\alpha$;
- б) возможное наличие углового момента у диссоциирующего ядра;
- в) механизмы взаимодействия между α -частицами в конечном состоянии (эффект тождественности);
- г) механизмы взаимодействия между α -частицами и ядром мишенью (перерассеяние, кулоновское отталкивание).

В частности, первые два из перечисленных факторов могут привести к повышенной, в сравнении со статистической теорией прямого распада, коллинеарности векторов поперечных импульсов вторичных α -частиц в поперечной плоскости реакции.

Третья глава диссертации посвящена анализу корреляционных характеристик и механизма реакции $^{12}C \rightarrow 3\alpha$.

Для выяснения возможной роли "каскадного" варианта распада $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ был выполнен расчет распределения $d\sigma/d\epsilon_{ij}^*$ по методу Монте-Карло. Распады $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha$ и $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ предполагались происходящими в соответствии со статистической теорией быстрой фрагментации, как и для прямого распада $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. При предположении одинаковости "температур" обоих этапов каскадного распада значение коэффициента коллинеарности V^* распределения $d\sigma/d\epsilon_{ij}^*$ ($V^*=0.18$), оказалось почти совпадающим с соответствующим ($V^*=0.16$) для прямого распада и противоречащим эмпирическим значениям V^* (табл. 2) для обоих эмульсионных экспериментов.

Дальнейший прогресс в понимании причин коллинеарного разлета α -частиц в изучаемой реакции был достигнут при рассмотрении распределений по относительным пространственным углам θ_{ij} между α -частицами в л. с. к. или (что фактически одно и то же) распределений по эффективным массам пар α -частиц из одного события. Примеры распределений по θ_{ij} показаны на рис. 4.

Анализ показал, что:

а) Распределение $d\sigma/d\theta_{ij}$ обнаруживает два достаточно хорошо разделенных максимума при $\theta_{ij} \approx 0.15$ и $\theta_{ij} \approx 0.5$ град.

б) Положение второго максимума совпадает с положением единственного максимума, рассчитанного согласно статистической теории, распределения по θ_{ij} (эти распределения практически совпадают как для прямого, так и каскадного случая, при одинаковых "температурах" обеих бинарных распадов, вариантов распада $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$), однако, его ширина существенно меньше расчетного. Что же касается первого из максимумов, - ни его положение, ни его ширина не воспроизводятся в рассматриваемых вариантах статистической теории, таким образом, эти события однозначно идентифицируются как события с каскадным распадом через основное или слабозвозбужденное состояние ядра ^8Be .

Нижняя граница доли распадов $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, протекающих по "каскадному" варианту, дает величину $\sim 20\%$.

Интерпретация событий, попадающих в область второго миниму-

ма, значительно сложнее. Здесь, кроме наличия углового момента, могут играть роль каскадные распады, с образованием возбужденных состояний ядра ^8Be с большими спинами (например, состояние 2^+ (2.9 МэВ), 4^+ (11.4 МэВ) и т. д.).

Для более уверенных заключений нужны:

- количественная проработка всех возможных вариантов распада и
- большой статистический материал по рассматриваемым реакциям.

К аналогичным результатам приводит и рассмотрение распределений по эффективной массе пар α -частиц.

Особый интерес представляет изучение механизма рассматриваемой реакции в зависимости от энергии возбуждения фрагментирующего ядра углерода. В ряде работ, выполненных при небольших (десятки МэВ/нуклон) энергиях фрагментирующих ядер-снарядов, такая возможность была обнаружена для некоторых каналов распада: при небольших энергиях возбуждения доминируют последовательные бинарные распады, а при больших ($kT > 4$ МэВ/нуклон) энергиях возбуждения - прямая мультифрагментация. В некоторых работах, однако, такая зависимость не нашла экспериментального подтверждения.

Для поиска возможной зависимости механизма протекания изучаемой нами когерентной реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ от энергии возбуждения мы, имея, к сожалению, невысокую статистику событий, разделили все 116 событий на две группы примерно одинаковой численности: 57 событий с $\langle p_T^* \rangle < 100$ МэВ/с и 59 событий с $\langle p_T^* \rangle > 100$ МэВ/с (граничное значение $\langle p_T^* \rangle = 100$ МэВ/с в событии соответствует согласно статистической теории распада величине $kT \approx 2.5$ МэВ).

Пример наличия сильной зависимости механизма распада от величины $\langle kT \rangle$ представлен на рис. 4б, в. В табл. 3 показаны значения коэффициентов A^* и B^* для рассматриваемых подгрупп.

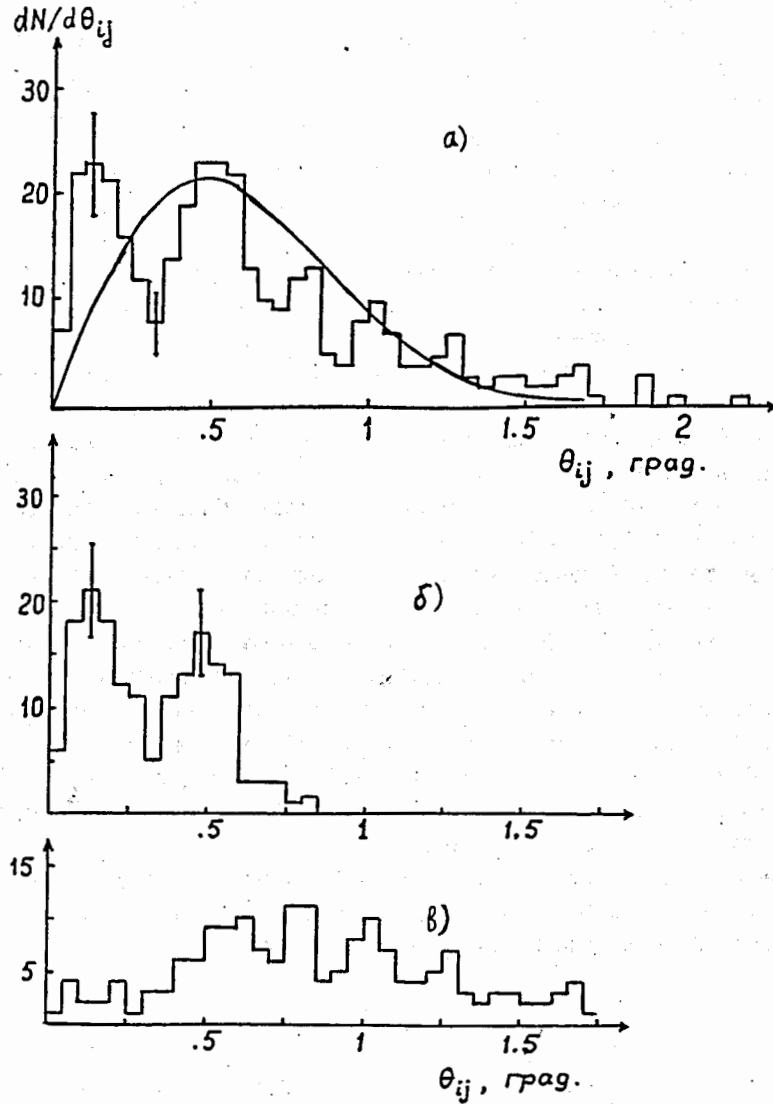


Рис. 4. Распределение по относительным углам θ_{ij} , в л.с.к. между α -частицами из реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при $p_0 = 4.5$ ГэВ/с/нуклон:

- а) - суммарное распределение;
 б) - подгрупп событий с $\langle p_T \rangle < 100$ МэВ/с;
 в) - подгрупп событий с $\langle p_T \rangle > 100$ МэВ/с.
 (значения $\langle p_T \rangle$ - для с.с.м. ядра ^{12}C).

Кривая - расчет по модели ФХГ.

Набор событий	Характеристика	
	A *	B *
все $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$	0.45 + 0.05	0.39 + 0.05
при $kT \leq 2.5$ МэВ	0.30 + 0.07	0.56 + 0.06
при $kT \geq 2.5$ МэВ	0.50 + 0.06	0.23 + 0.07
модель прямого распада	0.5	0.16

В результате анализа показано:

а) все "корреляционные" распределения ($d\mathcal{C}/d\mathcal{E}_{ij}^*$, $d\mathcal{C}/d\theta_{ij}$, $d\mathcal{C}/dM_{ij}$) - существенно изменяют свою форму при переходе от малых $\langle kT \rangle$ к большим (пример - на рис. 4б, в).

б) при $kT \geq 2.5$ МэВ все распределения и их численные характеристики не противоречат предположению о доминировании прямого канала мультифрагментации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$,

в) при $kT \leq 2.5$ МэВ все распределения и их численные характеристики противоречат предположению о прямом распаде $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ или каскадному распаду с одинаковой "температурой" бинарных распадов. При этом kT данные согласуются с представлением о последовательных бинарных распадах ядра ^{12}C через промежуточное нестабильное состояние ^8Be при малых энергиях возбуждения.

В заключении диссертации представлены краткая сводка основных результатов проведенного исследования.

1. Впервые выполнены поиск реакций когерентной диссоциации релятивистского ядра углерода на 3 α -частицы и сравнительный анализ данных по этой реакции, полученных в обычной и обогащенной ядрами Рв эмульсиях.

2. Совокупность данных по распаду $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при $p_0 = 4.5$ ГэВ/с на нуклон в обычной и разбавленной солями Рв эмульсиях указывает

на наличие реакций когерентной диссоциации. В области легких и средних ядер-мишеней, по-видимому, доминирует дифракционный механизм, а для ядра Pb - кулоновский механизм реакции, т.к. средний свободный пробег для диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ 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 p_{\perp} -спектрах распадных α -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 α -частиц из реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ в поперечной плоскости реакций обнаруживает тенденцию к коллинеарности.

6. Распределение $dN/d\theta_{ij}$ обнаруживает два хорошо разделенных и сравнительно узких максимума при $\theta_{ij} \approx 0.15$ и $\theta_{ij} \approx 0.5$ град. Положение второго максимума совпадает с максимумом расчетного (согласно статистической модели) распределения для обоих каналов распада $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, 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 α -частиц.

7. Обнаружены зависимости корреляционных характеристик α -частиц из реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ 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".

Основное содержание диссертации опубликовано в работах:

1. Белага В. В., Бенджаза А. А. и др. Препринт ОИЯИ, P1-94-285, Дубна, 1994.
2. Белага В. В., Бенджаза А. А. и др. ЯФ, 1995, т. 58, N10 (в печати).
3. Белага В. В., Бенджаза А. А. и др. Сообщ. ОИЯИ, P1-95-40, Дубна, 1995.
4. Белага В. В., Бенджаза А. А. и др. Сообщ. ОИЯИ, P1-95-41, Дубна, 1995.
5. Belaga V. V., Benjaza A. A. et al. 17-th International Conference on Nuclear Tracks in Solid, Dubna, 24-28 August, 1994, p.178.

Цитированная литература:

1. Померанчук И. Я., Фейнберг Е. Л. ДАН СССР, 1953, т.93, с.439; Feinberg T. L., Pomeranchuk I. Ia. Suppl. Nuovo Cim., 1956, v.3, p.652.
2. Chernov G. M. Coherent Multifragmentation of Relativistic Nuclei, Proc. of the XII ISHEPP, Dubna, Sept. 1994.
3. Абдуразакова У. А. и др. ЯФ, 1984, т. 39, с. 272.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 мая 1995 года.