

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДРА УГЛЕРОДА НА ТРИ α -ЧАСТИЦЫ В ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4.2 ГэВ/с НА НУКЛОН

© 1996 г. В. В. Белага, А. И. Бондаренко, Т. Канарек, Е. Н. Кладницкая, А. А. Кузнецов,
М. М. Муминов (мл.), Р. Тогоо, Г. П. Тонеева, Г. М. Чернов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Поступила в редакцию 15.06.95 г.

Выполнен поиск и оценено сечение реакции когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ на ядре углерода при 4.2 ГэВ/с на нуклон. Получены данные о его зависимости от массового числа ядра-мишени. Проведен сравнительный анализ импульсных и корреляционных характеристик α -частиц из этой реакции в л. с. и с. ц. м. фрагментирующего ядра с аналогичными некогерентными событиями и с данными для более тяжелых ядер-мишеней. Показано, что механизм диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ существенно изменяется при росте массового числа ядра-партнера и в зависимости от характера ядродерного взаимодействия.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение процесса фрагментации ядер при сравнительно невысоких энергиях возбуждения позволяет получать прямую информацию об их структуре и виде уравнения состояния ядерного вещества. Максимально благоприятные условия для этого реализуются при когерентном характере реакции мультифрагментации релятивистского ядра-снаряда [1], когда сложное ядро-партнер (мишень) воздействует на фрагментирующий объект как целое, не разрушаясь, не возбуждаясь¹⁾ и сохраняя заряд. Подобного рода процессы для случая неупругих взаимодействий высокоэнергичных адронов с ядрами впервые рассматривались Померанчуком и Фейнбергом [2], интенсивное экспериментальное изучение этих реакций началось в 60-е годы. Различают два основных типа (механизма) когерентных неупругих процессов — дифракционный и кулоновский [2, 3].

Исследование реакций когерентной мультифрагментации ядер находится в настоящее время не более чем в зачаточном состоянии, отчасти это обусловлено их довольно высоким энергетическим порогом. В то же время эти реакции представляют большой интерес по причине относительной простоты их теоретического описания (в сравнении с обычно изучаемыми реакциями развала остаточных ядер, испытавших неупругое столкновение друг с другом) и в связи с рядом объективных факторов. Среди последних можно отметить замечательное свойство совокупности нуклонов усиливать или подавлять различные механизмы неупругой дифракции и уникальную возможность

¹⁾ Когерентность может сохраняться при возбуждении чисто коллективного типа.

изучать взаимодействия квазистабильных нуклонных кластеров с внутриядерными нуклонами.

В работе [4] мы рассмотрели реакцию диссоциации ядра ^{12}C на три α -частицы в пропановой пузырьковой камере при первичном импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон. Получены предварительные оценки сечений этих реакций на углероде и тантале (в ряде экспериментов в камеру вводились пластинки из этого материала), удовлетворяющие необходимым “визуальным” критериям когерентности, рассмотрены распределения по поперечным импульсам вторичных α -частиц и оценена “температура” диссоциирующего ядра углерода в соответствии со статистической теорией “быстрой” фрагментации.

В настоящее время мы располагаем полным набором неупругих соударений ядер углерода с пропаном, примерно втрое превышающим по статистике материал, использованный в [4]. Данная работа посвящена изложению результатов исследований реакций



на существенно большем экспериментальном материале и с использованием значительно более полного набора изучаемых характеристик. Проведено также сравнение наших результатов, касающихся реакции (1) на пропане, с аналогичными, полученными с помощью фотометода в недавно выполненной работе [5] при практически том же первичном импульсе (4.5 ГэВ/с на нуклон).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Методика экспериментов по изучению ядродерных взаимодействий с использованием двухметровой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ по-

дробно описывалась ранее [6–8]. Взаимодействия ускоренных до релятивистских энергий ядер ^{12}C с пропаном (C_3H_8) состоят приблизительно на 55% из СС-соударений и на ~45% – из соударений со свободным водородом (СН-события). К настоящему времени в ЛВЭ ОИЯИ завершено формирование суммарного банка данных (DST) для соударений С– C_3H_8 , содержащего около 40 000 событий, среди которых и проводится поиск интересующих нас реакций (1). Эта статистика в несколько раз превосходит использованную ранее в работах по взаимодействиям С– C_3H_8 при $p_0 = 4.2$ ГэВ/с на нуклон с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ.

Хотя измерения зарядов на треках, “принадлежащих” спекторным фрагментам с $Z \geq 2$, не производились, отбор событий с обязательным наличием трех таких фрагментов исключал какую-либо примесь частиц с зарядом $Z > 2$ среди них. Фрагментами снаряда с $Z \geq 2$ считались релятивистские заряженные частицы с $Z > 1$, вылетающие под небольшим ($\theta_{\text{л.с}} < 10^\circ$) углом к направлению импульса ядра-снаряда и имевшие измеренный по кривизне трека в магнитном поле импульс $p \geq 10$ ГэВ/с. Что же касается доли ядер ^3He среди фрагментов с $Z = 2$, то она (по данным электронного эксперимента в Беркли [9]) для реакции $^{12}\text{C} \rightarrow \text{He} + X$ при $E_{\text{кин}} = 2.1$ ГэВ/нуклон не превышает нескольких процентов. Очевидно, что для реакции (1) с учетом дополнительных требований, о которых будет идти речь ниже, эта доля вряд ли ожидается большей. В дальнейшем все релятивистские фрагменты с $Z = 2$ в изучаемых нами событиях будем считать α -частицами.

На подавляющем большинстве треков релятивистских α -частиц выполнялись импульсные измерения, однако их точность в используемой камере была не всегда высокой из-за недостаточной длины трека. Поэтому ниже для анализа распределений по поперечным импульсам α -частиц использовалась приближенная формула $p_T = 4p_0 \sin \theta$, предполагающая равенство “продольных” скоростей фрагментирующего на три α -частицы “источника” и первичного ядра углерода. Во всех анализируемых ниже группах событий проверялось соответствие p_T -распределений, полученных при помощи приведенной формулы, с таковыми, вычисленными при использовании импульсных измерений; всегда такое соответствие имело место.

3. О СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИИ (1)

События когерентной диссоциации релятивистского ядра-снаряда при соударении со сложным ядром-мишенью должны выглядеть в трековом приборе как “чистые” события, не имеющие каких-либо видимых признаков возбуждения или развала мишени, а также рожденных частиц. В частности, в когерентной реакции (1) на углеводе, входящем в состав C_3H_8 , не должно быть ни-

каких вторичных частиц за исключением трех релятивистских α -частиц. При периферической диссоциации (дифракционной или кулоновской) на водороде из C_3H_8 в камере может дополнительно наблюдаться видимый трек протона отдачи, вылетающий в переднюю полусферу, при этом должно выполняться равенство: $p_T(\text{протона}) = -\sum_{i=1}^3 p_{Ti}$, где p_{Ti} – поперечный импульс i -й α -частицы. Если последнее равенство не выполняется или число вторичных частиц, не считая релятивистских ядер ^4He , превышает 1, то речь идет о заведомо некогерентном соударении с ядром-мишенью.

Из 39470 неупругих взаимодействий ядер углерода в пропановой пузырьковой камере было отобрано для анализа 741 событие с тремя релятивистскими фрагментами с $Z = 2$ в конечном состоянии, в число которых входили:

а) 121 “чистое” 3α -событие с хорошо идентифицированными α -частицами, имеющими импульсы, равные $4p_0$ в пределах ошибок измерений. Эти события удовлетворяют необходимым (однако, к сожалению, не достаточным) критериям реакций когерентной диссоциации ядра-снаряда;

б) 51 событие с наличием единственного протона, для которого $\theta_{\text{л.с}} < \pi/2$ и $p_T = -\sum_{i=1}^3 p_{Ti}$ в пределах ошибок измерений. Эти события не противоречат предположению о том, что они – суть реакции диссоциации (1) на свободном водороде;

в) 569 событий, в которых помимо трех двухзарядных релятивистских фрагментов снаряда имелось не менее двух дополнительных частиц (заряженных и нейтральных). Наличие последних фиксируется при $\sum_{ch} p_{Ti} > 0$, где суммирование проводится по всем заряженным вторичным частицам при их числе $n_{ch} \geq 4$. Эти события – заведомо некогерентные реакции диссоциации (1) на ядрах-мишенях.

При оценке сечений различных каналов реакции (1) нужно иметь в виду, что в пропановой пузырьковой камере имеется довольно высокий энергетический порог регистрации протонов ($T_{\text{пор}} \cong 10\text{--}12$ МэВ) [6–8]. Это приводит, в частности, к тому, что “чистые” 3α -события могут содержать примесь реакций диссоциации на водороде или некогерентных реакций с очень медленными ($T \leq 10\text{--}12$ МэВ) вторичными протонами. Таким образом, оценка сечения когерентного канала диссоциации (1), основанная на числе наблюдаемых реакций группы а), должна рассматриваться как верхний предел действительного сечения когерентного 3α -образования на углеводе.

Это обстоятельство (наличие порога регистрации медленных протонов) приводит также к дополнительной (нестатистической) погрешности и в определении сечения диссоциации (1) на свобод-

Таблица 1

ρ_0 , ГэВ/с/нуклон	Ядро-мишень	A_T	Литература	σ , мбн	$\sigma/A_T^{2/3}$, мбн
4.2	H	1	Настоящая работа	0.7 ± 0.1	0.7 ± 0.1
4.2	C	12	»	4.3 ± 0.5	0.8 ± 0.1
2.9	C	12	[10]	$9.7^{+5.0}_{-2.5}$	$1.8^{+1.0}_{-0.5}$
4.5	Em	47*	[5]	20 ± 4	1.5 ± 0.3
4.5	Em + Pb	44*	[5]	43 ± 16	3.4 ± 1.3

Примечание. Значок * соответствует так называемому среднему ядру эмульсии (отметим, что введение солей Pb изменяет соотношение между числом ядер Ag, Vg и C, N, O в единице объема эмульсии, так что среднее значение A_T при переходе от Em к Em + Pb не увеличивается [5]).

ном водороде, так как “утечка” событий этого типа в группу а) может в какой-то степени компенсироваться “притоком” из группы б), учитывая то обстоятельство, что равенство $\sum_{i=1}^3 P_{Ti} = 0$ не всегда мы могли проверить с достаточной точностью.

Значение числа “чистых” 3α -событий в нашем эксперименте соответствует сечению $\sigma_{3\alpha}^{(C)} = 4.3 \pm 0.5$ мбн на ядре углерода (здесь и далее погрешности чисто статистические). Его можно сравнить с сечением $\sigma_{3\alpha}^{(C)} = 9.7^{+5.0}_{-2.5}$ мбн, полученным для той же реакции в работе [10], в которой был использован спектрометр HISS с углеродной мишенью на ускорителе Bevalac. Хотя наше значение вдвое меньше, большая погрешность в оценке сечения в [10] при первичном импульсе 2.9 ГэВ/с на нуклон, а также отсутствие в [10] информации об испарительных протонах из мишени позволяют рассмотреть полученное расхождение как несущественное.

Значение числа событий группы б) $n_{3\alpha}^{(H)} = 51$ дает оценку сечения реакции (1) на свободном водороде, равную $\sigma_{3\alpha}^{(H)} = 0.7 \pm 0.1$ мбн. В табл. 1 представлены все известные нам значения сечения реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, полученные при релятивистских энергиях первичного ядра (кроме [10]), а также сечения “чистого” канала диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, полученные в [5] для обычной (Em) и разбавленной солями свинца (Em + Pb) эмульсий. В последнем столбце табл. 1 приведены сечения когерентной диссоциации (1), отнесенные к $A_T^{2/3}$. Напомним, что зависимость $\sigma \sim A^{2/3}$ ожидается при дифракционном механизме диссоциации, в случае же кулоновского механизма процесса зависимость сечения от массы ядра-мишени должна быть значительно более сильной: $\sigma \sim Z_T^2$, где Z_T – заряд ядра-мишени.

Несмотря на большие погрешности в данных, представленных в табл. 1, можно сделать вывод о

том, что в области легких ядер-мишеней (во всяком случае в интервале $A_T = 1-12$) диссоциация (1) скорее всего является дифракционной, в области же средних и тяжелых ядер-мишеней (по крайней мере для ядра Pb) доминирует кулоновский механизм реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ на ядрах. Разумеется для более уверенных выводов нужна дополнительная информация, базирующаяся на существенно большей статистике событий.

При когерентном дифракционном механизме реакции (1) распределение по квадрату передаваемого диссоциирующему ядру-снаряду 4-импульса t или величине t' , определяемой как

$$t' = t - t^{\min} \left(\sum_{i=1}^3 m_i \right), \quad (2)$$

должно иметь, аналогично случаю упругого дифракционного рассеяния, простую экспоненциальную форму

$$\frac{d\sigma}{dt'} \propto \exp(-a|t'|) \quad (3)$$

с наклоном дифракционного пика $a \approx (R_A + R_B)^2/4$, где R_A и R_B – радиусы ядер снаряда и мишени. В формуле (2) m_i – массы α -частиц конечного состояния. Наличие дополнительного множителя $\exp[t^{\min}(\sum_{i=1}^3 m_i)]$, появляющегося при учете минимального (требуемого для образования системы трех свободных α -частиц) 4-импульса и связывающего t и t' , при выполнении условия (3) – несущественно. Продольная компонента (q_L), передаваемого при дифракции 3-импульса q в среднем значительно меньше поперечной (q_T), поэтому $-t' \approx q_T^2$, и распределение по квадрату передаваемого поперечного импульса должно иметь форму

$$\frac{d\sigma}{dq_T^2} \propto \exp(-aq_T^2), \quad (4)$$

где

$$\langle q_T \rangle = 1/(2\sqrt{a/\pi}) \approx \sqrt{\pi}/(R_A + R_B). \quad (5)$$

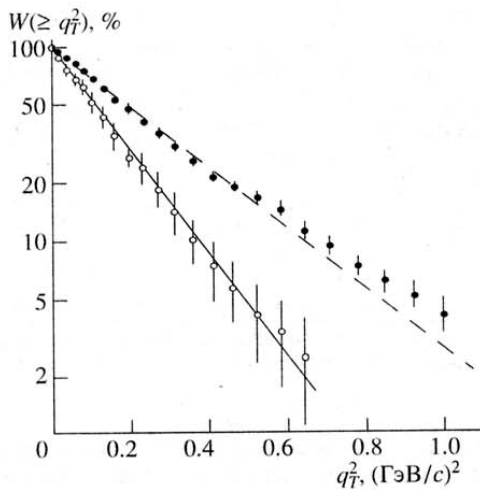


Рис. 1. Интегральные распределения по $q_T^2 = -t'$ в событиях $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ без дополнительных вторичных частиц и признаков возбуждения мишени (\circ) и в фоновых реакциях (\bullet). Прямая линия – распределение (4) с $a = a_{\text{exp}}$.

На рис. 1 представлены распределения по q_T^2 для 121 “квазикогерентного” события (группа а) и полной фоновой группы (620 событий групп б) и в)). Величина q_T в нашем случае легко вычислялась по формуле $q_T = \left| \sum_{i=1}^3 \mathbf{p}_{Ti} \right|$, справедливой при отсутствии каких-либо дополнительных частиц (включая нейтральные), “испущенных” из снаряда. Распределению (4) в масштабе рис. 1 соответствует прямая линия.

Как видно из рис. 1, распределение по q_T^2 для “чистых” 3α -событий хорошо согласуется с формой (4) при $\langle q_T \rangle = \langle q_T \rangle_{\text{exp}} = 352 \pm 19$ МэВ/с ($\chi^2/\text{ст.св.} \approx 0.9$). Для фоновой группы согласие с (4) – малоудовлетворительное: при $\langle q_T \rangle = \langle q_T \rangle_{\text{exp}} = 466 \pm 11$ МэВ/с ($\chi^2/\text{ст.св.} \approx 3.1$). Существенно, что эмпирические значения $\langle q_T \rangle_{\text{exp}}$ для обоих случаев отличны: отношение $\langle q_T \rangle_{\text{фон}} / \langle q_T \rangle_{\text{coh}} = 1.32 \pm 0.07$. Это согласуется с величиной ≈ 1.39 , ожидаемой из (5) при предположении, что события фоновой группы обусловлены неупругой дифракцией снаряда на одиночном (свободном для группы б) или квазисвободном периферическом из ядра для группы в)) нуклоне-мишени.

Приведенные полуколичественные соображения не могут, строго говоря, рассматриваться как доказательство когерентности реакций группы а), но делают предположение об этом весьма правдоподобным. Далее мы будем считать “чистые” 3α -события когерентными реакциями (1) на углеродной мишени.

4. ИМПУЛЬСНЫЕ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНЫХ α -ЧАСТИЦ

Перейдем к рассмотрению основных характеристик релятивистских α -частиц из реакций типа (1).

На рис. 2 представлены интегральные распределения по квадрату поперечного импульса релятивистских α -частиц из когерентной и фоновой групп реакций (1). Прямые линии соответствуют распределению Рэлея

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = \exp\left(-\frac{p_T^2}{2\sigma^2}\right), \quad (6)$$

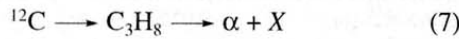
$$2\sigma^2 = \langle p_T^2 \rangle,$$

которое получено при нормальных парциальных распределениях $n(p_{x,y}; 0, \sigma) = (2\pi\sigma^2)^{-1/2} \exp(-p_{x,y}^2/2\sigma^2)$ по каждой из поперечных компонент 3-импульса α -частицы в л. с. координат ($p_T^2 = p_x^2 + p_y^2$) и следует, в частности, из простейшей статистической модели прямой мультифрагментации Фешбаха–Хуанга–Гольдхабер (ФХГ) [11, 12].

Как видно из рис. 2, распределение (6) не описывает экспериментальные данные по p_T^2 -распределениям ни в когерентной, ни в фоновой группах событий. Подобная ситуация имела место и ранее в целом ряде работ при анализе данных по инклюзивной фрагментации ряда релятивистских ядер, полученных в условиях 4 π -геометрии эксперимента; в части работ эти распределения далее фитировались суперпозицией из двух распределений типа (6), что физически соответствовало, например, гипотезе о наличии двух “источников” рождения α -частиц. Однако такой подход представляется нам малопродуктивным, так как в настоящее время хорошо известно, что наблюдаемые в л. с. импульсные характеристики фрагментов искажены вследствие наличия у фрагментирующего ядра поперечного движения (т.е. поперечного импульса q_T , см. выше), получаемого им при столкновении с ядром-партнером (часто называемого эффектом “bounce off”). Этот эффект имеет место и в нашем эксперименте, что хорошо видно из рис. 3, на котором представлено распределение по парному азимутальному углу $\epsilon_{ij} = \arccos(\mathbf{p}_{Ti}\mathbf{p}_{Tj}/p_{Ti}p_{Tj})$ между векторами поперечных импульсов \mathbf{p}_{Ti} и \mathbf{p}_{Tj} двух α -частиц из одного акта реакции (1) (приведено суммарное распределение по всем событиям, так как соответствующие распределения для подгрупп в пределах ошибок не различаются). Данное распределение демонстрирует наличие азимутальной асимметрии (“бокового” вылета) α -частиц, так как закон сохранения импульса требует при $q_T = 0$ преиму-

ществленного вылета пар α -частиц с $\epsilon_{ij} \in [\pi/2, \pi]$ (кривая на рис. 3). Ясно, что "корректные" значения импульсных и корреляционных характеристик можно получить лишь после перехода в систему покоя (с. ц. м.) диссоциирующего ядра.

В табл. 2 приведены среднеквадратичные значения $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ групп реакций, для которых p_T^2 -распределения α -частиц представлены на рис. 2. Видно, что они для когерентной и фоновой групп заметно различны, при этом $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ для фоновой группы приближается к соответствующей величине для полного инклюзивного набора реакций



при 4.2 ГэВ/с на нуклон.

Перевод изучаемых импульсных и корреляционных характеристик α -частиц в систему покоя фрагментирующего ядра осуществляется весьма просто: при небольших углах рассеяния ядра углерода поперечные импульсы α -частиц в с. ц. м.

$$p_{Ti}^* \equiv p_{Ti} - \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 p_{Ti} \quad (8)$$

(здесь и далее звездочки соответствуют с. ц. м.). На рис. 4 показаны распределения по p_T^{*2} для тех же групп событий, что на рис. 2, а во втором столбце табл. 2 – соответствующие значения $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$.

Из табл. 2 видно, что средние значения $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$, как и следовало ожидать, заметно меньше, чем $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$. При этом различие в среднеквадратичных поперечных импульсах α -частиц в когерентной и фоновой группах частиц, имевшее место в л. с., сохранялось в с. ц. м. фрагментирующего ядра.

Распределение по p_T^{*2} для когерентных реакций $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ (рис. 4а) согласуется с рэлеевской формой (формула (6) с заменой p_T на p_T^*) при эмпирическом значении $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ из табл. 2. ($\chi^2/\text{ст.св.} = 1.1$). Что же касается соответствующего распределения для фоновой группы реакций (1) (рис. 4б), то расхождение с формой (6) не уменьшается при переходе от л. с. к с. ц. м. фрагментирующего ядра.

Сравнение p_T^* -распределений для α -частиц из когерентных реакций $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ с аналогичными, наблюдаемыми для той же реакции при близком $p_0 = 4.5$ ГэВ/с на нуклон на ядрах обычной и разбавленной ядрами Рб фотоэмульсий [5], показало что

1) среднеквадратичное значение $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ для нашего случая (мишень-углерод) значительно

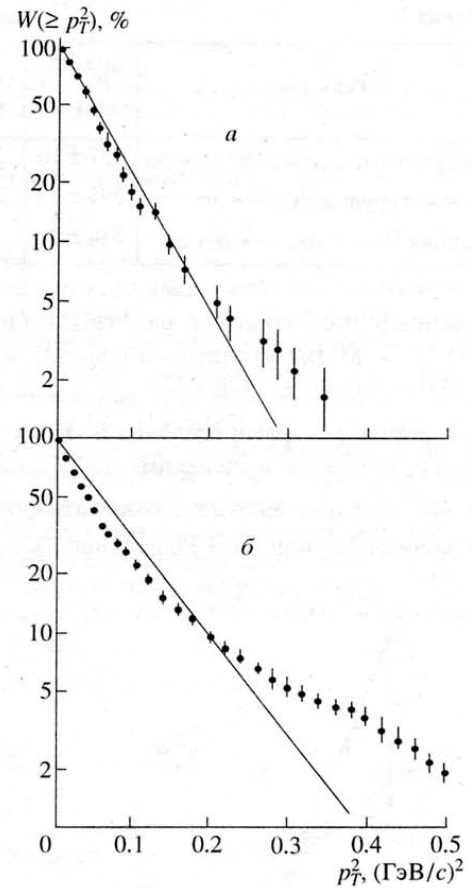


Рис. 2. Интегральные распределения по p_T^2 для α -частиц из когерентной (а) и фоновой (б) групп событий $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. Прямые линии – распределение (6) при $\sigma = \sigma_{exp}$.

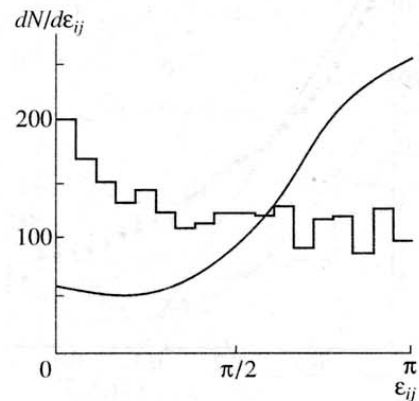


Рис. 3. Распределение по ϵ_{ij} для α -частиц из взаимодействий $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ на C_3H_8 . Кривая – распределение $dN/d\epsilon_{ij}$ в модели прямого статистического распада на 3α -частицы.

Таблица 2

Реакция	$\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$, МэВ/с	$\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$, МэВ/с
Когерентный распад $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$	251 ± 10	212 ± 7
Фоновая группа $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$	295 ± 5	269 ± 4
Реакция $^{12}\text{C} + \text{C}_3\text{H}_8 \rightarrow \alpha + X$	316 ± 3	

превышает полученные в работе [5]: $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2} = 141 \pm 7$ МэВ/с (мишень-эмульсия) и 130 ± 8 МэВ/с (мишень - Em + Pb);

2) форма p_T^{*2} -распределения в обоих случаях также различается: в эксперименте [5] эмпирические p_T^{*2} -спектры невозможно описать формой (6) для наборов Em или Em + Pb реакций $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$.

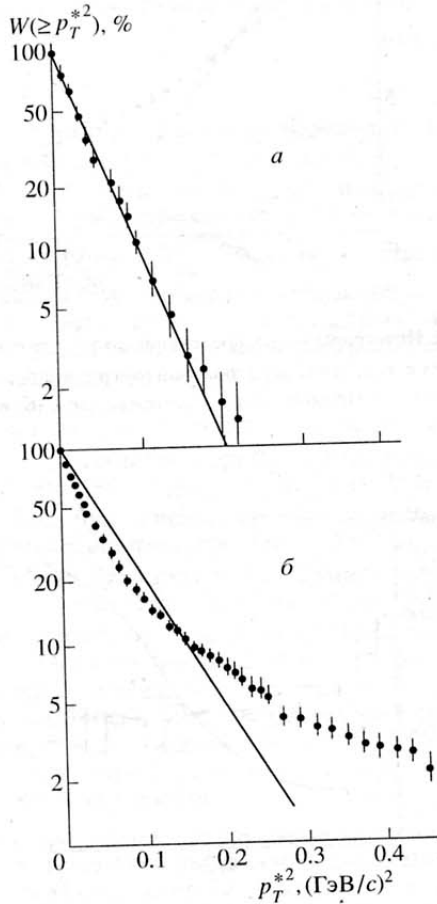


Рис. 4. Распределения по p_T^{*2} для α -частиц из когерентной (а) и фоновой (б) групп событий. Прямые линии - распределение (6) для p_T^{*2} при $\sigma^* = \sigma_{exp}^*$.

Очевидно, что механизм протекания реакций диссоциации (1) на легком (С) и "тяжелом" (большинство реакций (1) в эксперименте [5] соответствовали соударениям с ядрами Вг, Аг, и Рb) ядрах-мишенях существенно различается. Для выяснения вида и причин этого различия необходимы дополнительные усилия.

На рис. 5 представлены распределения по парному азимутальному углу $\epsilon_{ij}^* = \arccos(\mathbf{p}_{Ti}^* \mathbf{p}_{Tj}^* / p_{Ti}^* p_{Tj}^*)$ из когерентной и фоновой групп реакций (1). Для когерентной группы реакций распределение по ϵ_{ij}^* согласуется с распределением, ожидаемым в модели прямого статистического распада на три α -частицы:

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon^*} = \pi^{-1}(1 + C_1 \cos \epsilon^* + C_2 \cos 2\epsilon^*) \quad (9)$$

с коэффициентами

$$C_1 = -(\pi/2)A^* = -(\pi/2)(N_\alpha - 1)^{-1}, \quad (10)$$

$$C_2 = (\pi/2)B^* = (8\pi/25)(N_\alpha - 1)^{-2} \quad (N_\alpha = 3)$$

(см. [4] и ссылки в ней). Величины A^* и B^* в (10) - часто используемые для анализа азимутальных угловых распределений коэффициенты азимутальной асимметрии и коллинеарности, определенные как

$$A^* = \frac{N_{\epsilon_{ij}^* \geq \pi/2} - N_{\epsilon_{ij}^* < \pi/2}}{N_{0 \leq \epsilon_{ij}^* \leq \pi}}, \quad (11)$$

$$B^* = \frac{N_{\epsilon_{ij}^* \leq \pi/4} + N_{\epsilon_{ij}^* \geq 3\pi/4} - N_{\pi/4 < \epsilon_{ij}^* < 3\pi/4}}{N_{0 \leq \epsilon_{ij}^* \leq \pi}}.$$

Эмпирические значения A^* и B^* вместе с рассчитанными по статистической модели распада $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ приведены в табл. 3. Что же касается фоновой группы, то, как видно из рис. 5б и табл. 3, распределение (9) с коэффициентами (10) не согласуется с эмпирическим, и отклонение имеет характер повышенной коллинеарности векторов поперечных импульсов α -частиц в поперечной плоскости реакции (см. значение B^*) на эксперименте.

Полученные нами характеристики азимутального углового распределения α -частиц в с. ц. м. фрагментирующего на три α -частицы ядра углерода для "чистых" (т.е. предполагающихся когерентными) реакций можно сравнить с полученными в тех же условиях на более тяжелой мишени с помощью фотометода [5] (преимущественно на ядрах Вг, Аг, Рb). В работе [5] для этих событий получены значения $A^* = 0.45 \pm 0.05$ и $B^* = 0.39 \pm 0.05$. Таким образом, снова можно констатировать разницу в характеристиках α -частиц из одной и той же реакции диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при раз-

ных массовых числах ядра-партнера (мишени): тенденция к коллинеарности векторов \mathbf{p}_T^* , превышающая требуемую законом сохранения поперечного импульса при распаде, отсутствует в пределах ошибок во взаимодействиях с легкой мишенью (C) и четко выражена в соударениях с тяжелой (Вг, Ag, Pb) мишенью.

За отступления эмпирических распределений по p_T^* и ε_{ij}^* от форм (6) и (9), соответствующих статистическому механизму прямого распада $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, могут быть ответственны многие, не учитываемые этой моделью, факторы. К ним можно отнести, например, каскадный распад ядра углерода на три α -частицы ($^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha$, $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$); возможное наличие у фрагментирующего ядра углового момента, приобретаемого в соударениях с мишенью; механизмы взаимодействия в конечном состоянии между α -частицами (эффекты тождественности) или между α -частицами и ядром-мишенью (эффекты перерассеяний). Первые два из перечисленных факторов (последовательные бинарные распады и наличие углового момента у фрагментирующей системы) могут, в частности, приводить к коллинеарному разлету α -частиц в поперечной плоскости реакции.

Прежде чем заняться выяснением относительной роли этих двух механизмов, сделаем оценку "температуры" (или средней энергии возбуждения) фрагментирующего ядра согласно теории ФХГ [11, 12]. В единицах kT она составляет

$$kT = \frac{A}{A-1} \frac{\sigma_N^2}{m_N}, \quad (12)$$

где $A \equiv A_C = 12$, m_N – масса нуклона, $\sigma_N^2 = \sigma_\alpha^2 (A - 1)/A_\alpha(A - A_\alpha)$ (так называемый параболический закон), $A_\alpha = 4$ и $\sigma_\alpha^2 = \langle p_T^{*2} \rangle / 2$. Используя данные табл. 2, можно получить $kT \approx 9$ МэВ для когерентной группы реакций и $kT \approx 14.5$ МэВ для фоновой. Сравнивая полученные значения kT для когерентноподобных реакций $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и аналогичные из работы [5] ($kT \approx 4.0$ МэВ для Em и ≈ 3.4 МэВ для Em + Pb), снова констатируем существенное различие в условиях протекания реакции (1) на легкой и тяжелой мишенях.

На рис. 6а, 6б приведены распределения по относительному пространственному углу θ_{ij} в л. с. между векторами импульсов α -частиц из квазикогерентной и фоновой групп реакций (1), а на рис. 6в – соответствующее распределение для 116 "чистых" реакций типа (1) на эмульсионной (обычной и разбавленной солями Pb) мишени²⁾.

²⁾ При рассмотрении данных рис. 6 нужно, строго говоря, иметь в виду различие в значениях p_0 для нашего эксперимента и в [5, 13] ($p_0 = 4.2$ и 4.5 ГэВ/с/нуклон соответственно). Однако мы этим различием пренебрегаем, имея в виду качественный характер сравнения данных.

Таблица 3

Реакция	A^*	B^*
"Чистые" события 3α	0.51 ± 0.05	0.17 ± 0.05
Фоновая группа	0.45 ± 0.02	0.33 ± 0.02
Расчет по модели ФХГ (10)	0.50	0.16

Распределение $dn/d\theta_{ij}$ в нашем эксперименте не обнаруживает каких-либо особенностей, в то время как в реакции с тяжелой мишенью видны два достаточно хорошо разделенных максимума (рис. 6в). Анализ, проведенный в [13], показал, что их появление обусловлено наличием каскадного канала $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha \rightarrow 3\alpha$ и не может быть объяснено лишь возможным наличием углового момента. Отсутствие в эксперименте соответствующих особенностей свидетельствует о том, что каскадный канал слабо (или вовсе не) представлен в наших реакциях. Этот вывод вполне согласуется с данными ряда работ (см. [13–15]), свидетельствующими о переходе от механизма по-

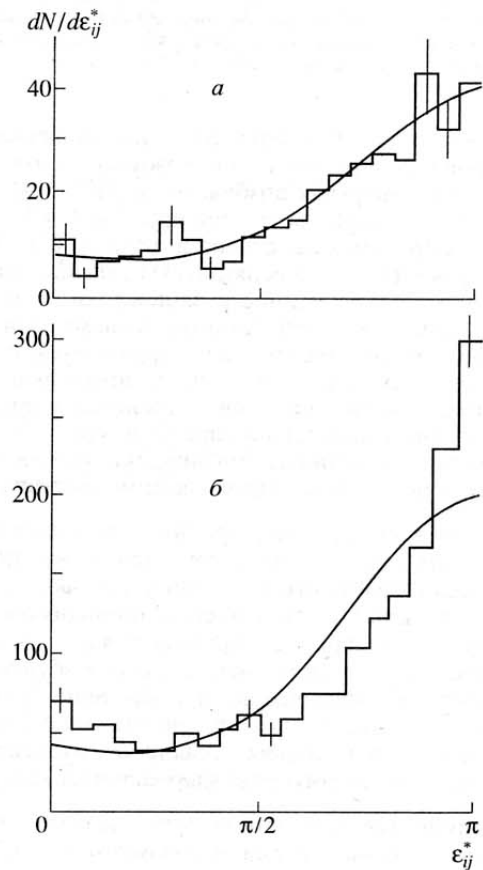


Рис. 5. Распределение по ε_{ij}^* для пар α -частиц из когерентной (а) и фоновой (б) групп реакций. Кривые – распределение (9) с коэффициентами (10).

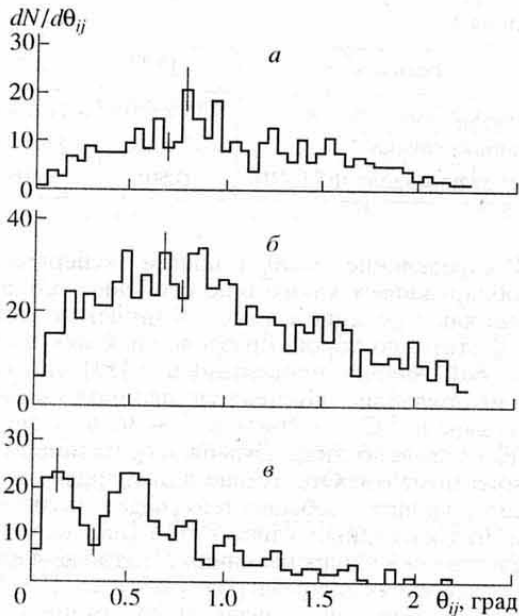


Рис. 6. Распределение по относительному углу θ_{ij} в л. с. для α -частиц из "чистых" 3α -событий на углероде (а), фоновых событий (б) и "чистых" 3α -событий из эмульсионного эксперимента [5, 13] (в).

следовательных бинарных распадов, свойственного процессу фрагментации возбужденного ядра при малых энергиях возбуждения ($kT \leq 3$ МэВ) к прямой мультифрагментации при $kT \geq 4-4.5$ МэВ). Таким образом, существенное различие во многих характеристиках реакции (1) на разных ядрах-мишенях, обнаруженное в нашей работе, может быть связано с изменением (сужением) вида распределения по передаваемому фрагментирующему ядру-снаряду импульсу (и, следовательно, его энергии возбуждения), свойственным реакциям когерентной диссоциации при переходе от легкой к тяжелой мишени как при дифракционном, так и при кулоновском механизме взаимодействия.

Принимая эту точку зрения, становится естественным заключение о том, что за наблюдаемую коллинеарность α -частиц в фоновой группе событий типа (1) ответственен, по-видимому, угловой момент фрагментирующего ядра, проявляющийся при высоких энергиях его возбуждения. Отметим, что указание на "приобретение" углового момента остаточным фрагментирующим ядром получено и в реакциях "обычной" мультифрагментации для целого ряда ядер-снарядов [16].

Разумеется, все эти выводы нельзя считать твердо установленными, что обусловлено весьма ограниченной статистикой имеющихся данных по когерентной мультифрагментации. Они нуждаются в подтверждении в новых, значительно более точных экспериментах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кратко сформулируем основные результаты проведенного исследования.

1. Получена оценка сечения реакции когерентной диссоциации ядра углерода при $p_0 = 4.2$ ГэВ/с на нуклон на три α -частицы на ядрах углерода, $\sigma \approx 4.3 \pm 0.5$ мбн. Анализ распределений по передаваемому 4-импульсу в квазикогерентной и фоновой группах событий и сравнение с данными эмульсионного эксперимента показали, что реакция имеет дифракционный характер в области легких ядер-мишеней, но при переходе к средним и тяжелым ядрам-мишеням доминирует кулоновский механизм.

2. Импульсные и корреляционные характеристики α -частиц в с. ц. м. фрагментирующего на три α -частицы ядра углерода заметно различаются для "чистой" (когерентной) и фоновой групп реакций. Основные характеристики когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ на углеродной мишени согласуются с предсказаниями статистической модели прямой мультифрагментации при "температуре" распада примерно 9 МэВ.

3. Показано, что основные характеристики когерентных реакций $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при рассматриваемой первичной энергии сильно изменяются при переходе к тяжелым ядрам-партнерам (мишеням). Характер этих зависимостей от массового числа ядра-мишени согласуется с предположением, что их возникновение обусловлено изменением (сужением) распределения по передаваемому диссоциирующему ядру 4-импульсу и связанным с ним уменьшением (в несколько раз) средней энергии его возбуждения. При небольших энергиях возбуждения, свойственных диссоциации на тяжелой мишени, заметную роль играют механизмы последовательных бинарных распадов.

4. Разлет α -частиц из фоновой группы реакций $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при больших энергиях возбуждения обнаруживает тенденцию к коллинеарности в поперечной плоскости соударения, являющейся, вероятно, следствием приобретенного в нем углового момента.

Авторы выражают глубокую признательность многочисленным участникам Сотрудничества по обработке снимков с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, проделавшим большую работу по получению использованного нами экспериментального материала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chernov G.M. // Proc. XII Int. Seminar on High Energy Phys. Problems. Dubna, 12-17 Sept. 1994.
2. Померанчук И.Я., Фейнберг Е.Л. // ДАН СССР. 1953. Т. 93. С. 439. Feinberg E.L., Pomeranchuk I.Ya. // Nuovo Cim. (Suppl.). 1956. V. 3. P. 652.

3. Good M.L., Walker W.D. // Phys. Rev. 1960. V. 120. P. 1855; P. 1857.
4. Бондаренко А.И. и др. // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 430.
5. Белага В.В. и др. Препринт ОИЯИ Р1-94-285. Дубна, 1994; ЯФ. 1995. Т. 58. С. 2014.
6. Ахабабян Н. и др. Препринт ОИЯИ 1-12114. Дубна, 1979.
7. Ангелов Н. и др. Препринт ОИЯИ 1-12424. Дубна, 1979.
8. Гаспарян А.П. и др. Препринт ОИЯИ 1-80-778. Дубна, 1980.
9. Greiner D.E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 52 (and references therein).
10. Engelage J. et al. // Phys. Lett. 1986. V. B173. P. 34.
11. Feshbach H., Huang K. // Phys. Lett. 1973. V. B47. P. 300.
12. Goldhaber A.S. // Phys. Lett. 1974. V. B53. P. 306.
13. Белага В.В. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-95-40. Дубна, 1995.
14. Campi X. et al. // Phys. Lett. 1984. V. B142. P. 8.
15. Bizard G. et al. // Phys. Lett. 1993. V. B302. P. 162.
16. Бабаев А.Х. и др. // ЯФ. 1989. Т. 50. С. 1324.

FRAGMENTATION OF CARBON INTO THREE α PARTICLES IN PROPANE BUBBLE CHAMBER AT 4.2 GeV/c PER NUCLEON

V. V. Belaga, A. I. Bondarenko, T. Kanarek, E. N. Kladnitskaya, A. A. Kuznetsov,
M. M. Muminov (Jr.), R. Togoo, G. P. Toneeva, G. M. Chernov

A search for the reaction of coherent dissociation $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ on carbon nuclei at 4.2 GeV/c per nucleon has been made. The cross section of this reaction and its dependence on mass number of nucleus were evaluated. The comparative analysis of the momentum and correlation characteristics of secondary α particles in the laboratory and centre-of-mass frames of fragmentating nucleus with the incoherent events and with the same data for heavy targets was fulfilled. It was shown that the mechanism of $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ decay essentially changes with the increasing of the mass number of the target nucleus and depends on the character of nucleus-nucleus interaction.