

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-40

P1-95-40

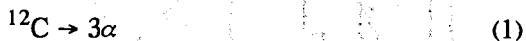
В.В.Белага, А.А.Бенджаза¹, В.В.Русакова,
Д.А.Саломов², Г.М.Чернов

ЭФФЕКТИВНЫЕ МАССЫ И ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ
УГЛЫ ПАР АЛЬФА-ЧАСТИЦ ИЗ РЕАКЦИИ
КОГЕРЕНТНОЙ ДИССОЦИАЦИИ $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,5 ГэВ/с/нуклон

¹Аденский университет, Республика Йемен

²Таджикский государственный университет, Душанбе

В работе [1] мы провели поиск реакций когерентной фрагментации ядра углерода на три альфа-частицы



среди неупругих взаимодействий ионов ^{12}C при первичном импульсе $p_0 = 4,5$ ГэВ/с на нуклон с ядрами фотоэмульсии, обогащенной свинцом (Em+Pb), и сравнили результаты этого поиска с данными, полученными для обычной фотоэмульсии (Em) в ранее выполненной при том же p_0 работе [2]. В отобранных «когерентноподобных» событиях (всего 116 случаев распада ядра-снаряда на три хорошо идентифицированных фрагмента с $Z = 2$ без дополнительных вторичных заряженных частиц и без каких-либо признаков возбуждения или развала ядра-мишени) были исследованы распределения по поперечным импульсам и парным азимутальным углам для вторичных α -частиц в лабораторной системе координат и системе покоя фрагментирующего ядра ^{12}C . Обнаруженная в [1] тенденция к коллинеарности поперечных импульсов p_T в поперечной плоскости реакции (1) была интерпретирована как указание на передачу углового момента в соударении.

В настоящем сообщении представляются результаты анализа распределений по относительным углам между импульсами пар α -частиц из реакции (1) и по их эффективным массам. Изучение этих корреляционных характеристик процесса проводилось с целью выяснения механизма фрагментации, в частности, для получения ответа на вопрос о роли «прямого» и «каскадного» ($^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha \rightarrow 3\alpha$) вариантов протекания распада. Отметим, что в работах [1, 2] было показано, что одночастичные распределения (например, p_T -распределения) весьма нечувствительны к выбору между этими двумя вариантами. С другой стороны, в работе [3] при изучении механизма реакции расщепления ядра кислорода на четыре α -частицы при энергиях 50 и 70 МэВ на нуклон было продемонстрировано, что картины последовательных бинарных распадов и прямого распада на

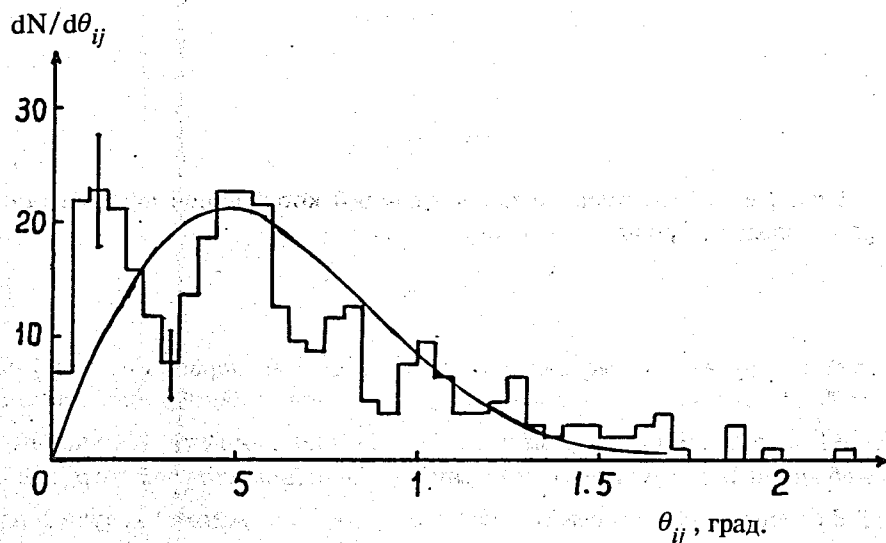


Рис.1. Распределение по относительным углам θ_{ij} в л.с. между α -частицами из реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при импульсе $p_0 = 4,5$ ГэВ/с на нуклон. Кривая — расчет по модели ФХГ [4,5]

четыре конечные частицы приводят к различающимся формам распределения по парным полярным углам между импульсами α -частиц.

На рис.1 показано распределение по относительному пространственному углу θ_{ij} между векторами импульсов α -частиц из 116 событий реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4,5 ГэВ/с на нуклон, отобранных и исследованных в [1,2]. Кривая на рис.1 показывает результат расчета $dN/d\theta_{ij}$ в модели прямого статистического распада на три α -частицы. Аналогичный расчет в рамках статистической модели Фешбаха — Хуанга — Гольдхабер (ФХГ) [4,5] был выполнен и для последовательного «каскадного» варианта распада $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha \rightarrow 3\alpha$ (см. детали расчета в [1]), результатом его было распределение $dN/d\theta_{ij}$, практически не отличающееся от кривой рис.1. Таким образом, распределение $dN/d\theta_{ij}$ оказывается нечувствительным к выбору между «прямым» и «каскадным» вариантами распада $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, так же как и одночастичные угловые и импульсные распределения [1,2], если опираться на модель [4,5].

Однако, как хорошо видно из данных рис.1:

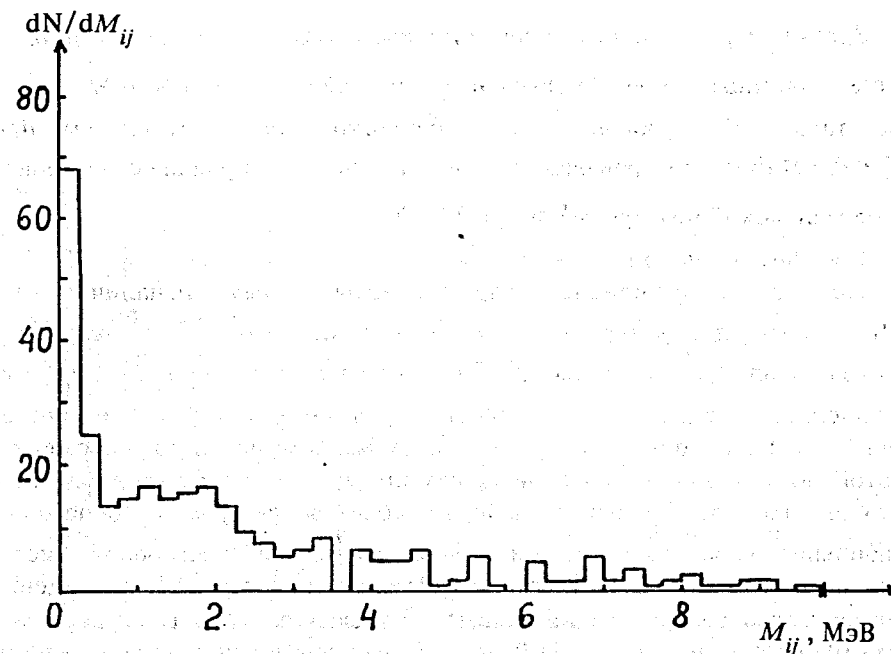


Рис.2. Распределение по разности эффективной массы пары α -частиц и удвоенной массы α -частиц в реакции (1)

1. Распределение $dN/d\theta_{ij}$ обнаруживает два хорошо разделенных и сравнительно узких максимума при $\theta_{ij} \cong 0,15$ и $\theta_{ij} \cong 0,5$ град.

2. Положение второго максимума совпадает с максимумом расчетного (согласно модели ФХГ [4,5]) распределения для обоих каналов распада $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, однако его ширина существенно меньше; что касается первого максимума, то ни его положение, ни ширина не воспроизводятся в статистической модели.

Обнаруженные особенности в распределении $dN/d\theta_{ij}$ должны сказаться и на распределении по эффективной массе пар α -частиц из рассматриваемой реакции M_{ij}^* вследствие прямой связи M_{ij}^* и θ_{ij} :

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

Здесь E_{ij} и p_{ij} — полные энергии и 3-импульсы i -й и j -й α -частиц, m — масса α -частицы. На рис.2 приведено распределение по разности $M_{ij}^* - 2m$, оно также обнаруживает две особенности: острый максимум при $M_{ij}^* < 0,5$ МэВ (не воспроизводимый моделью ФХГ; не проиллюстрировано) и более широкий пик при $M_{ij}^* \cong 1,5 \pm 2$ МэВ.

Обсудим полученные результаты.

Прежде всего представляется достаточно очевидным, что наличие углового момента у диссоциирующего на три α -частицы ядра ^{12}C не может отвечать за появление первого из максимумов распределений по M_{ij}^* и θ_{ij} , т.к. «вращение» распадающейся системы влияет на ширину этих распределений, но не на появление разделенных максимумов и их положение. В этой связи для описания первого максимума необходимо предположить наличие «каскадной» моды распада, т.е. образование промежуточного неустойчивого ядра ^8Be или какой-либо другой «резонансоподобной» системы, распадающейся на две α -частицы. Отметим при этом, что расхождение эмпирических распределений с расчетом каскадной моды распада по модели ФХГ [4,5] (см. также [1]) легко объяснить: в использованной нами статистической версии распада $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ не учитывалось возможное различие «температур» для первого ($^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha$) и второго ($^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$) этапов распада, которое естественно для случая образования, например, ядра $^8\text{Be}_4$ в основном состоянии. Грубая оценка доли событий реакции (1), дающих θ_{ij} в области первого из максимумов в $dN/d\theta_{ij}$ -распределении и необъяснимых в рамках прямого статистического распада $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, дает величину $\cong 20\%$. Мы полагаем, что эта величина должна рассматриваться как нижний предел для доли распадов, протекающих по «каскадному» варианту (см. ниже).

Интерпретация на качественном уровне второго из максимумов распределений, представленных на рис.1 и 2, является значительно более сложной задачей. Разумеется, малая (в сравнении с расчетом) ширина второго максимума, так же как и для первого максимума, делает маловероятной гипотезу о «простом» прямом распаде на три частицы, однако то обстоятельство, что его положение совпадает с максимумом расчетного в соответствии с моделью ФХГ распределения, не позволяет исключить предположение о наличии и определяющем влиянии на свойства конечного сос-

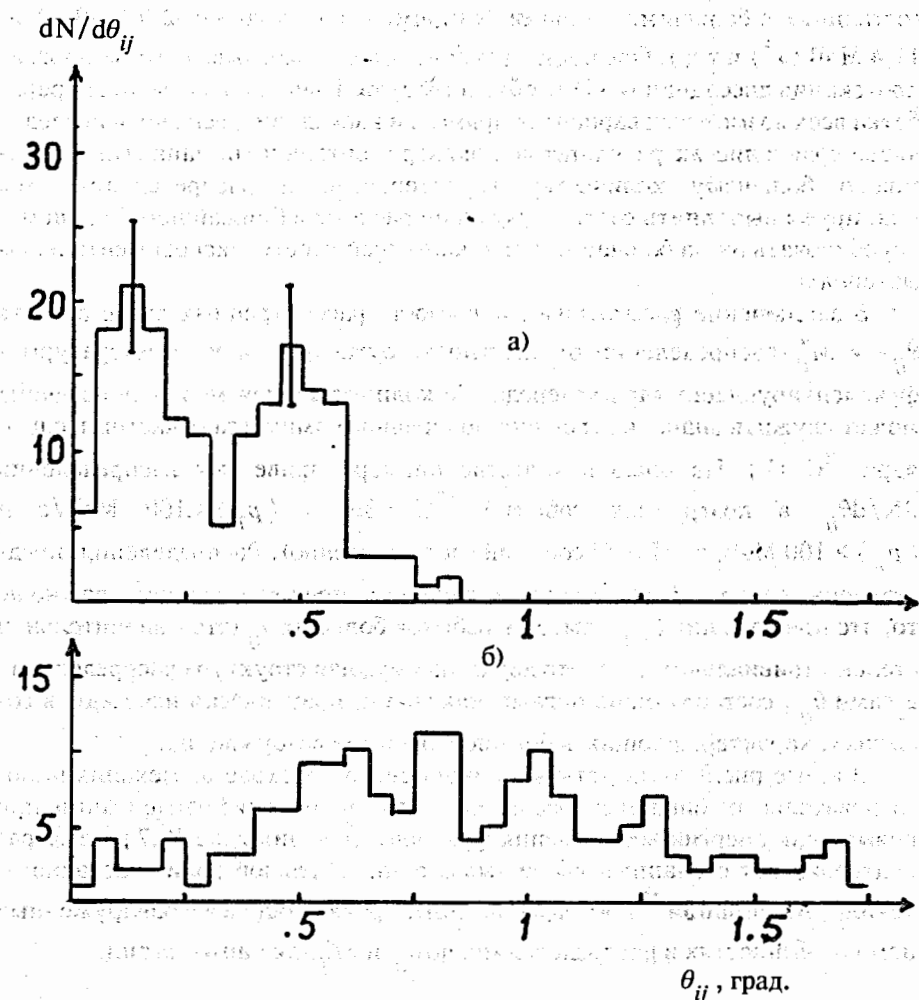


Рис.3. Распределение $dN/d\theta_{ij}$ в л.с. для подгрупп событий с $\langle p_T \rangle < 100$ МэВ (а) и $\langle p_T \rangle > 100$ МэВ/с (б) (значения $\langle p_T \rangle$ — для с.ц.м. ядра ^{12}C [1])

тояния реакции (1) углового момента у фрагментирующего ядра ^{12}C как целого. Конечно, большую роль могут играть и варианты каскадного распада ядра углерода с образованием промежуточного ядра ^8Be в возбужденных

состояниях с большими спинами (например, в состояниях 2,9 МэВ (2^+), 11,4 МэВ (4^+) и т.д.). Очевидно, для более уверенных выводов о механизме протекания диссоциации (1) необходимы детальная количественная проработка всех возможных вариантов прямого и каскадного распадов и последующее сравнение их результатов с экспериментальными данными по возможно большому количеству характеристик и распределений. Мы планируем выполнить соответствующие расчеты в ближайшем будущем и апробировать их на большем, чем в настоящей работе, экспериментальном материале.

В заключение рассмотрим зависимость рассмотренных выше свойств θ_{ij} - и M_{ij}^* -распределений от энергии возбуждения (или «температуры») фрагментирующего ядра углерода. Ее количественной мерой (в среднем) может служить значение среднего поперечного импульса α -частиц в с.ц.м. ядра ^{12}C [1]. На рис.3 в качестве примера приведены распределения $dN/d\theta_{ij}$ в подгруппах событий $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ с $\langle p_T \rangle < 100$ МэВ/с и $\langle p_T \rangle > 100$ МэВ/с (57 и 59 событий соответственно). Распределения, представленные на рис.3, а, б, сильно различаются; при этом, конечно, важно не то, что при больших $\langle p_T \rangle$ имеется избыток больших θ_{ij} (это в значительной степени тривиально), а то, что двухмаксимумная структура распределения и сами θ_{ij} , составляющие первый максимум, практически исчезают в событиях, характеризующихся большой энергией возбуждения.

Данные рис.3 соответствуют концепции о переходе от механизма последовательных бинарных распадов к прямой мультифрагментации при повышении энергии возбуждения фрагментирующих ядер [6,7] и еще раз подтверждают сделанный выше вывод о значительной роли «каскадного» канала диссоциации ^{12}C в три α -частицы, проявляющейся в обнаруженных нами особенностях в распределениях по θ_{ij} и M_{ij}^* для пар α -частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белая В.В. и др. — ОИЯИ, Р1-94-285, Дубна, 1994.
2. Абдуразакова У.А. и др. — ЯФ, 1984, т.39, с.272.
3. Pouliot J. et al. — Phys. Lett. B, 1993, v.299, p.210.
4. Feshbach H., Huang K. — Phys. Lett. B, 1973, v.47, p.300.

5. Goldhaber A.S. — Phys. Lett. B, 1974, v.53, p.306.
6. Bizard G. et al. — Phys. Lett. B, 1993, v.302, p.162.
7. Белая В.В. и др. — ОИЯИ, Р1-95-41, Дубна, 1995.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 февраля 1995 года.

Белага В.В. и др.

P1-95-40

Эффективные массы и относительные углы пар альфа-частиц
из реакции когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$
при импульсе 4,5 ГэВ/с/нуклон

Исследованы распределения по эффективной массе и относительному углу для пар α -частиц из когерентной реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при первичном импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон. Показано, что оба распределения обнаруживают два относительно узких пика, необъяснимых в рамках простой статистической теории быстрой фрагментации. Из качественных соображений оценена нижняя граница доли «каскадных» случаев когерентного распада ядра ^{12}C .

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1995

Belaga V.V. et al.

P1-95-40

Effective Masses and Relative Angles for Alpha-Particle Pairs
from Coherent Dissociation Reactions $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$
at 4.5 GeV/c per Nucleon

The effective mass and relative angle distributions for the pairs of alphas emitted in the coherent reactions $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ have been studied at the primary momentum of 4.5 GeV/c per nucleon. It was shown that both of distributions displayed two relatively narrow peaks which cannot be explained by the simple statistical theory of prompt fragmentation. The lower limit of the «cascade» mode for ^{12}C coherent decay was estimated from the qualitative considerations.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1995