



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-144

P1-96-144

В.В.Белага, М.М.Муминов (мл.), Г.М.Чернов

ПОИСК РЕАКЦИЙ
КОГЕРЕНТНОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДРА УГЛЕРОДА
В СОСТОЯНИИ $2\alpha + 2d$ И $2\alpha + t + p$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 А ГэВ/с

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1996

1 Введение

Недавно (см. [1-3] и ссылки в них) появились первые экспериментальные работы, подтвердившие предсказание [4] о существовании нового когерентного – механизма мультифрагментации релятивистских ядер. Речь идет о соударениях "ядро-ядро", в которых ядро-партнер вызывает фрагментацию налетающего высокоэнергичного ядра, воздействуя на него как целое (когерентно), не разрушаясь, не возбуждаясь и сохраняя заряд. Эти реакции во многом подобны неупругим когерентным взаимодействиям высокоэнергичных адронов со сложными ядрами, теоретически предсказанным еще в 1953 году [5] и интенсивно изучавшимся в физике высоких энергий начиная с 60-х годов.

Реакции когерентной фрагментации, обнаруженные к настоящему времени, ограничены каналом

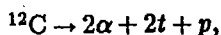


изучавшимся в фотоэмульсии, в т.ч. разбавленной солями Pb [1], и в двухметровой пузырьковой пропановой камере [2], и каналом

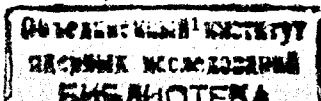


(обычная фотоэмульсия, [3]). Это связано как с относительной простотой регистрации конечных состояний реакций (1) и (2) в упомянутых трековых приборах, так и с малой величиной энергии связи α -частиц в ядрах углерода и кислорода, имеющих четко выраженную "α-частичную" структуру.

Настоящая работа – попытка обнаружения когерентного механизма реакций мультифрагментации



отличающихся от реакции (1) значительно более высокой степенью деинтеграции фрагментирующего ядра углерода. Представляет также очевидный интерес сравнение характеристик α -частиц из реакций когерентной и некогерентной диссоциации (1) и (3). Работа выполнена на том



же экспериментальном материале по неупругим взаимодействиям углерод-пропан ($C-C_3H_8$) при 4.2 А ГэВ/с, что и работа [2], посвященная реакции (1).

2 Экспериментальный материал

Методика проведения экспериментов и обработки фоновой информации, полученной с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, была подробно описана в многочисленных работах, посвященных изучению неупругих ядро-ядерных соударений с веществом камеры (см., например, [6]). Неупругие взаимодействия релятивистских ядер углерода-12 с пропаном (C_3H_8) состоят приблизительно на 55% из CC -соударений и на 45% из соударений с водородом (CH -события). Суммарная статистика $C-C_3H_8$ соударений при $p_0=4.2$ ГэВ/с на нуклон, использованная для поиска интересующих нас реакций, составляет 38553 событий.

В настоящей работе нас интересует, главным образом, лишь "непроезаимодействовавшие" с мишенью (спектаторные) фрагменты ядра снаряда ^{12}C , сосредоточенные в узком пространственном конусе вокруг направления первичного импульса. В нашем эксперименте легко идентифицировались релятивистские спектаторные фрагменты с зарядом $z \geq 2$, на большинстве треков которых были выполнены импульсные измерения. Измерения импульсов были произведены также практически на всех треках однозарядных релятивистских частиц, что позволило выделить однозарядные спектаторные фрагменты - протоны (p), дейтроны (d) и тритоны (t) на "фоне" "рожденных" релятивистских частиц. Методика этого выделения была подробно описана нами в [7]. Хотя измерения зарядов на треках спектаторных фрагментов с $z \geq 2$ не производились, отбор событий с конечными состояниями (1) и (3) исключал какую-либо примесь частиц с зарядом $z > 2$ среди них. Что же касается доли ядер 3He среди фрагментов с $z = 2$, то она, по данным электронного эксперимента в Беркли [8], для инклюзивной реакции $^{12}C \rightarrow He + X$ при $E_{кин} = 2.1$ ГэВ/нуклон не превышает нескольких процентов; очевидно, для реакций (1) и (3) эта доля вряд ли ожидается большей. В дальнейшем все реляти-

вистские частицы с $z \geq 2$ в интересующих нас событиях типа (1) и (3) считались нами α -частицами.

На подавляющем большинстве треков релятивистских фрагментов ядра углерода были выполнены импульсные измерения, однако их точность в использованной камере была не всегда высокой из-за недостаточной длины трека (в особенности для многозарядных фрагментов). Поэтому ниже при рассмотрении данных по поперечным импульсам фрагментов мы использовали формулу

$$p_T = m_j p_0 \sin \theta$$

(m_j - масса идентифицированного в соответствии с импульсными измерениями фрагмента в единицах нуклонной массы, θ - полярный угол в л.с.к.), предполагающую равенство продольных скоростей фрагментирующего "источника" и первичного ядра углерода. Однако мы во всех случаях проверяли соответствие p_T -распределений, полученных при помощи приведенной формулы и при использовании импульсных измерений: такое соответствие имело место (см. также [2]).

3 О сечениях реакций (3)

Искомые события когерентной диссоциации углерода на углероде, входящем в состав C_3H_8 , должны выглядеть в трековом приборе как "чистые" события, не имеющие каких-либо видимых признаков возбуждения или развала ядра-мишени, а также каких-либо "рожденных" частиц. При периферической диссоциации (дифракционной или кулоновской) на водороде в камере может дополнительно наблюдаться видимый трек протона отдачи, вылетающего в переднюю полусферу, при этом должно выполняться равенство: $\vec{p}_T(\text{протона отдачи}) = -\sum_i \vec{p}_{Ti}$, где \vec{p}_{Ti} - поперечный импульс i -го спектаторного фрагмента. Если последнее равенство не выполняется или число вторичных частиц (включая нейтральные, наличие последних фиксируется при $\sum_j \vec{p}_{Tj} > 0$, где суммирование - по всем заряженным частицам в событии), не считая спектаторных фрагментов из реакций (3), превышает 1, речь идет о заведомо некогерентном соударении с ядром-мишенью.

Всего среди 38553 неупругих взаимодействий ядер углерода в пропановой пузырьковой камере мы отобрали 151 событие с хорошо идентифицированными спекторами снаряда типа $2\alpha + 2d$ или $2\alpha + t + p$. В их число входили:

- а) 12 "чистых" событий (7 - типа $2\alpha + 2d$ и 5 - типа $2\alpha + t + p$) без каких-либо признаков распада мишени и дополнительных вторичных заряженных частиц;
- б) 139 заведомо некогерентных событий типа (3), из которых четыре не противоречили кинематическим условиям диссоциации налетающего ядра на свободном водороде.

Число "чистых" событий диссоциации (3) в нашем эксперименте соответствует сечению $\sigma_{(3)} = (0.4 \pm 0.1) \text{ мб}$ на ядре углерода, что в ~ 10 раз меньше величины $\sigma_{(1)} = (4.4 \pm 0.5) \text{ мб}$ для когерентного канала $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ (1), полученной при тех же условиях [2]. В то же время общее число событий фрагментации ядра углерода в конечные состояния (3) лишь в 4.9 ± 0.4 раз меньше числа событий (когерентных и некогерентных) (1). Таким образом, доля когерентных реакций (3) среди общего числа распадов этого типа примерно вдвое меньше, чем для распадов на три α -частицы (1). Это легко понять, имея в виду вчетверо большее значение "дефекта массы" по отношению к рассматриваемым каналам

$$\Delta = \sum_i m_{f_i} - M_0 \quad (4)$$

(M_0 - масса фрагментирующего ядра ^{12}C): $\Delta \approx 31$ и 27 МэВ для реакций (3) и ≈ 7 МэВ для реакции (1) и линейную связь между энергетическим порогом дифракционной когерентной диссоциации и величиной Δ [4]:

$$p_0^{\text{min}} \approx (M_0 B^{1/3} / \mu) \Delta \quad (5)$$

(здесь B - массовое число ядра-мишени, μ - масса прона). Это означает, что реакции (1) и (3) имеют существенно различные энергетические пороги ($p_0^{\text{min}} \approx 0.2$ ГэВ/с на нуклон и ≈ 1 ГэВ/с на нуклон соответственно) и их сечения могут возрасти в области энергий ($p_0^{\text{min}}, p_0^{\text{exp}} = 4.2$ ГэВ/с/нуклон) в различной степени.

При оценке сечений различных каналов диссоциации нужно иметь в виду, что в пропановой пузырьковой камере имелся довольно высокий энергетический порог регистрации протонов ($p_{\text{пор}} \approx 150$ МэВ/с). Это приводит к тому, что зарегистрированные как "чистые", события диссоциации (1) или (3) могут в действительности содержать примесь реакций на водороде или некогерентных реакций с очень медленными вторичными протонами. Т.е. обсуждавшиеся значения сечений распадов (1) и (3) в действительности относятся к верхним пределам истинных сечений когерентной фрагментации. Это обстоятельство, однако, слабо сказывается на отношениях сечений реакций (1) и (3).

При дифракционном механизме реакций когерентной диссоциации ядер распределение по квадрату передаваемого диссоциирующему ядру 4-импульса t или по величине t' , равной

$$t' = t - t^{\text{min}} \left(\sum_i m_{f_i} \right), \quad (6)$$

имеет [4] простую экспоненциальную форму, аналогичную случаю упругого дифракционного рассеяния

$$\frac{d\sigma}{dt'} \propto \exp(-a |t'|) \quad (7)$$

с наклоном дифракционного пика

$$a \approx (R_A + R_B)^2 / 4, \quad (8)$$

где R_A и R_B - радиусы ядер снаряда и мишени. При этом $-t' \approx q_T^2$, где q_T - передаваемый поперечный импульс и распределение по нему должно иметь вид распределения Рэлея

$$\frac{d\sigma}{dq_T^2} \propto \exp(-aq_T^2) \quad (9)$$

при среднеквадратичном значении

$$\langle q_T^2 \rangle^{1/2} \approx \frac{2}{R_A + R_B}. \quad (10)$$

Крайне малое число событий - кандидатов в когерентные реакции (3) не даёт возможности проверить соответствие формулы (9) опыту. (От-

метим, что для реакции (1) такое соответствие имеется [2]). На рис.1 представлено распределение по q_T^2 для фоновой (некогерентной) группы

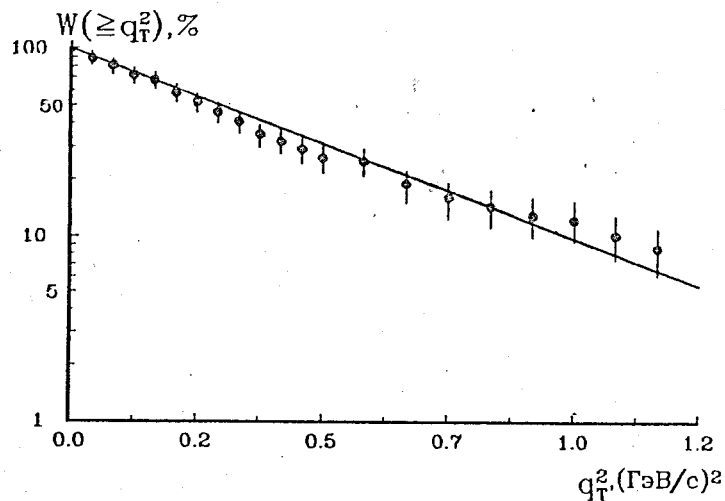


Рис.1 Интегральные распределения по $q_T^2 \approx -t'$ для фоновых событий реакции (3). Прямая - распределение (9) при $a = a_{exp}$

событий типа (3): можно констатировать, что для них распределение (9) (прямая линия в масштабе рисунка) может рассматриваться как грубое приближение. Отметим, что такая же ситуация имела место и для соответствующих реакций (1) [2].

Если предположить, что события фоновой (некогерентной) группы обусловлены дифракцией снаряда на одиночном нуклоне (периферическом из ядра или свободном), - ожидаемое в соответствии с формулой (10) отношение

$$r = \frac{\langle q_T^2 \rangle_{фон}^{1/2}}{\langle q_T^2 \rangle_{coh}^{1/2}} \quad (11)$$

должно быть равным 1.39. Экспериментальное значение r для реакций (1) равно 1.36 ± 0.07 и превосходно согласуется с ожидаемым значением. Для реакций (3), изучаемых в настоящей работе, $r = 1.29 \pm 0.18$, т.е. также не противоречит предположению о когерентном характере "чистых" событий. Конечно, погрешность в нашем случае настолько велика, что к этому выводу надо относиться с большой осторожностью.

Ясно, что приведенные полуколичественные соображения, строго говоря, нельзя рассматривать как доказательство когерентности отобранных 12 "чистых" событий типа (3), однако они делают предположение об этом достаточно правдоподобным. Далее мы будем считать "чистые" события типов (1) и (3) когерентными реакциями диссоциации ядра углерода на углероде.

4 Импульсные и корреляционные характеристики фрагментов из реакций (1) и (3)

Рассмотрим основные характеристики (поперечные импульсы, азимутальные корреляции) однозарядных фрагментов и α -частиц из реакций диссоциации (3), а также сравним эти характеристики для α -частиц из реакций (3) и (1).

На рис.2а представлено распределение по парному азимутальному углу $\epsilon_{ij} = \arccos(\vec{p}_{Ti}\vec{p}_{Tj}/p_{Ti}p_{Tj})$ между векторами поперечных импульсов \vec{p}_{Ti} и

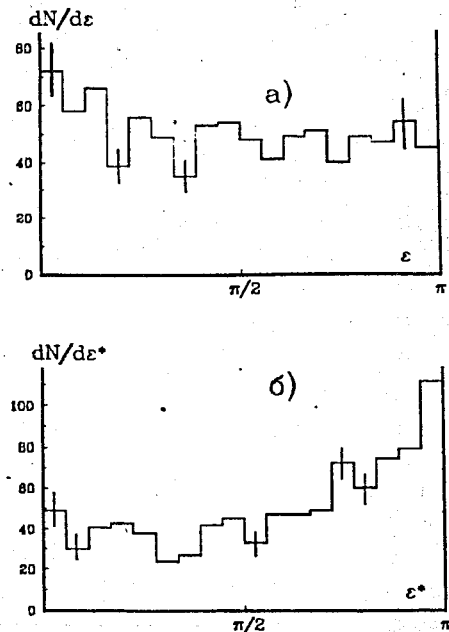


Рис.2 Распределение по ϵ_{ij} для вторичных фрагментов из реакции (3) в л.с.к. (а) и системе покоя фрагментирующего ядра (б)

\vec{p}_{Tj} фрагментов из фоновой группы событий типа (3) (статистика событий в квазикогерентной группе этих событий – крайне недостаточна). Это распределение демонстрирует наличие азимутальной асимметрии ("боковой" вылет или эффект "bounce off") вылета фрагментов. Коэффициент азимутальной асимметрии

$$A = \frac{N_{\epsilon_{ij} < \pi/2} - N_{\epsilon_{ij} > \pi/2}}{N_{0 \leq \epsilon_{ij} \leq \pi}} \quad (12)$$

этого распределения положителен (см. таблицу), в то время как требуемое при "прямом" распаде на фрагменты конечного состояния законом сохранения импульса значение (при $q_T^* = 0$) равно $-1/(N_{\text{фр.}} - 1) \approx -0.33$ [9]. Такая же ситуация наблюдается и для реакции (1) [2].

Для получения "истинных" характеристик фрагментации (3) мы выполнили (аналогично [2]) переход в систему покоя диссоциирующего ядра снаряда, предполагая, что какие-либо нейтральные спектаторные фрагменты в отобранных реакциях отсутствуют. На рисунке 26 представлено распределение по парному азимутальному углу $\epsilon_{ij}^* = \arccos(\vec{p}_{Tj}^* \cdot \vec{p}_{Ti}^* / p_{Tj}^* p_{Ti}^*)$ в этой системе, на рисунке 3 – интегральные распределения по p_T^2 (в л.с.к.)

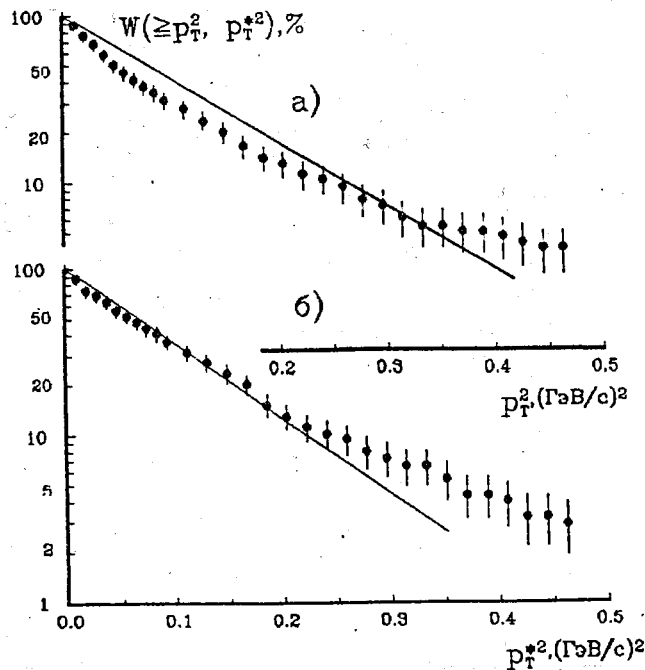


Рис.3 Распределение по p_T^2 для α -частиц из реакций (3) в л.с.к. (а) и системе покоя ядра ^{12}C (б). Прямые – распределения (9) при $\langle p_T^2 \rangle_{\text{exp}}$ и $\langle p_T^{*2} \rangle_{\text{exp}}$

и p_T^{*2} (в системе покоя снаряда), и, наконец, в таблицу сведены средние характеристики распределений по квадрату поперечного импульса и парному азимутальному углу. Коэффициент азимутальной коллинеарности $B(B^*)$ определен как

$$B = \frac{N_{\epsilon_{ij} \leq \pi/4} + N_{\epsilon_{ij} \geq 3\pi/4} - N_{\pi/4 < \epsilon_{ij} < 3\pi/4}}{N_{0 \leq \epsilon_{ij} \leq \pi}} \quad (13)$$

Требуемое законом сохранения импульса значение B при прямом распаде на четыре заряженных фрагмента равно $B_0 \approx 16/25(N_{\text{фр.}} - 1)^2 \approx 0.07$ [9].

Таблица. Сравнительные характеристики фрагментов из квазикогерентных и фоновых событий диссоциации (3)

Характеристика	"Чистые" события	Фоновая группа
$\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ протонов, МэВ/с	190±47	192±10
$\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ дейтронов, МэВ/с	276±42	300±18
$\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ тритонов, МэВ/с	202±33	322±30
$\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ α -частиц, МэВ/с	257±31	351±20
	(251±10)	(295±5)
$\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ протонов, МэВ/с	126±47	152±12
$\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ дейтронов, МэВ/с	224±31	249±14
$\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ тритонов, МэВ/с	195±33	286±25
$\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ α -частиц, МэВ/с	190±29	342±14
	(212±7)	269±4
A	0.19±0.12	0.06±0.03
A*	-0.28±0.011	-0.25±0.03
B*	0.10±0.12	0.19±0.03

Как видно из рис.3, распределение Роуля (напомним, что оно вытекает также из статистического механизма прямой мультифрагментации при любом, когерентном или некогерентном, ее характере [10]) не описывает экспериментальные данные по p_T^2 – распределениям ни в л.с.к., ни в системе покоя фрагментирующего ядра. Предположение о статистическом характере диссоциации по каналам (3) не описывает также эмпирическое распределение $dN/d\epsilon_{ij}^*$ (рис.26), которое характеризуется повышенной коллинеарностью разлета фрагментов (сравни значение B^* в таблице с величиной B_0). Аналогичная ситуация имела место и для реакции (1) [2].

Несмотря на крайне малую статистику "чистых" событий типа (3), данные таблицы позволяют заключать, что:

а) Средние значения $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$, как и следовало ожидать, заметно меньше,

чем $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$. Особенно это выражено для наиболее легких фрагментов.

- б) Значения $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ и $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ для α -частиц из событий (3) значительно превышают таковые для реакций (1). Т.к. значение $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ прямо связано с "температурой" распада ядра kT [10]:

$$kT \sim \langle p_T^{*2} \rangle, \quad (14)$$

данные таблицы позволяют заключить, что распады (3) на углеродной мишени имеют место при температурах в ~ 1.5 раза более высоких (грубая оценка), чем распады на три α -частицы [2], т.е. при $kT \sim 15 - 20$ МэВ. Для фоновых событий этот вывод статистически обеспечен; для когерентных реакций, разумеется, необходимо подтверждение на более обширном статистическом материале.

- в) Наличие тенденции к коллинеарному разлету фрагментов в поперечной плоскости соударения в системе покоя фрагментирующего ядра и наличие высокоимпульсного "хвоста" в p_T^{*2} -распределении α -частиц из реакций (3) может быть связано с рядом не учитываемых моделью прямого статистического распада факторов. Среди них: возможное наличие "каскадных" мод распада (т.е. образование промежуточных нестабильных квазиядерных образований), механизмы взаимодействия в конечном состоянии между α -частицами или дейтронами (эффекты тождественности) или между фрагментами и ядром-мишенью (эффекты перерасеяний) и, наконец, возможное наличие у фрагментирующего ядра углового момента, приобретаемого в соударениях с мишенью.

Высокая температура распадов (3) делает, по нашему мнению, предположение о наличии промежуточных квазиядерных резонансов малоправдоподобным; скорее всего, коллинеарность обусловлена наличием углового момента у фрагментирующей системы (см. также [11]), который обнаруживает тенденцию к увеличению с ростом энергии возбуждения.

В заключение еще раз подчеркнем, что весьма ограниченная статистика имеющихся событий диссоциации типа (3) означает необходимость в подтверждении сделанных в настоящей работе выводов в других, значительно более точных экспериментах.

Авторы глубоко признательны участникам сотрудничества по обработке снимков с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, проделавшим огромную работу по набору статистики по соударениям "углерод-углерод", использованной нами в данной работе.

Литература

1. Белая В.В. и др. – ЯФ, 1995, т.58, с.2014.
2. Белая В.В. и др. – Препр. ОИЯИ P1-95-218, Дубна, 1995; ЯФ, 1996, т.59, N5 (в печати).
3. Аветян Ф.А. и др. – ЯФ, 1996, т.59, N1, с.110.
4. Chernov G.M. – Proc. XII Int. Sem. on High Energy Phys. Probl., Dubna, 12-17 Sept.1994; Proc. XIV Int. Symp. on Mult. Dyn., Stara Lesna, 12-16 Sept. 1995 and references therein.
5. Померанчук И.Я., Фейнберг Е.Л. – ДАН СССР, 1953, т.93, с.439.
6. Ахабабян Н. и др. – Препр. ОИЯИ 1-12114 и 1-12424, Дубна, 1979.
7. Белая В.В. и др. – Препр. ОИЯИ P1-95-233, Дубна, 1995; ЯФ, 1996, т.59, N10 (в печати).
8. Greiner D.E. et al. – Phys.Rev.Lett.,1975, v.35, p.52 and reference therein.
9. Бондаренко А.И. и др. – ЯФ, 1994, т.57, с.430, и ссылки там.
10. Goldhaber A.S. – Phys.Lett.B, 1974, v.53, p.306.
11. Белая В.В. и др. – Письма в ЖЭТФ, 1995, т.62, с.385.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 апреля 1996 года.