

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-218

P1-95-218

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

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДРА УГЛЕРОДА
В ТРИ АЛЬФА-ЧАСТИЦЫ
В ПРОПАНОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2А ГэВ/с

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1995

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 для этого условия реализуются при когерентном характере реакции мультифрагментации релятивистского ядра-снаряда [1], когда сложное ядро-партнер (мишень) воздействует на фрагментирующий объект как целое, не разрушаясь, не возбуждаясь* и сохраняя заряд. Подобного рода процессы для случая неупругих взаимодействий высокоэнергичных адронов с ядрами были впервые рассмотрены Померанчуком и Фейнбергом [2] в 1953 г.; 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, что отчасти обусловлено их довольно высоким энергетическим порогом. В то же время они представляют большой интерес как по причине относительной простоты их теоретического описания (в сравнении, скажем, с обычно изучаемыми реакциями развала остаточных ядер, испытавших неупругое столкновение друг с другом), так 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 изучать взаимодействия квазистабильных нуклонных кластеров с внутриядерными нуклонами.

Ранее, в работе [4], мы рассмотрели реакцию диссоциации ядра углерода-12 при первичном импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон на три α -частицы в пропановой пузырьковой камере. Были получены предварительные оценки сечений этих реакций на углероде и тантале (в ряде экспериментов в камеру вводились пластинки из этого материала), удовлетворяющих 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.

* Когерентность может сохраняться при возбуждении чисто коллективного типа.

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



не только на существенно большем экспериментальном материале, но и с использованием значительно большего и полного набора изучаемых характеристик. Мы проведем также сравнение наших результатов, касающихся реакции (1) на пропане, с аналогичными, полученными с помощью фотометода в недавно выполненной работе [3] практически при том же первичном импульсе (4.5 ГэВ/с на нуклон).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Методика экспериментов по изучению ядро-ядерных взаимодействий с использованием двухметровой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ подробно описывалась ранее [6—8]. Взаимодействия ускоренных до релятивистских энергий ядер углерода-12 с пропаном (C_3H_8) состоят приблизительно на 55% из СС-соударений и приблизительно на 45% — из соударений на свободном водороде (СН-события). К настоящему времени в ЛВЭ ОИЯИ завершено формирование окончательного DST для соударений С- C_3H_8 , содержащего около 40 тысяч событий, среди которых мы и провели 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» спектаторным 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 $Z > 1$, вылетевшие под небольшим ($\theta_{\text{лаб}} < 10^\circ$) 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 He-3 среди фрагментов с $Z = 2$, то она, по данным электронного эксперимента в Беркли [9], для реакции $^{12}\text{C} \rightarrow \text{He} + \text{X}$ при $E_{\text{кин}} = 2,1$ ГэВ/нуклон не превышает нескольких процентов. Очевидно, для реакции (1) с учетом дополнительных требований, о которых речь пойдет ниже, эта доля вряд ли ожидается большей. В дальнейшем мы будем все релятивистские фрагменты с $Z = 2$ изучаемых нами событиях считать α -частицами.

На подавляющем большинстве треков релятивистских α -частиц были выполнены импульсные измерения, однако их точность в неиспользуемой камере была не всегда высокой из-за недостаточной длины трека. Поэтому ниже для анализа распределений по поперечным импульсам α -частиц мы использовали приближенную формулу $p_T = 4p_0 \sin \theta$, предполагающую равенство «продольных» скоростей фрагментирующего на три α -частицы «источника» и первичного ядра углерода. Однако во всех анализируемых ниже группах событий проверялось соответствие p_T -распределений, полученных при помощи приведенной формулы, вычисленным при использовании импульсных измерений; во всех случаях 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 углероде, входящем в состав C_3H_8 , не должно быть никаких 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, вылетающего в переднюю полусферу, при этом должно выполняться равенство p_T (протона) = $-\sum_{i=1}^3 p_{T_i}$, где p_{T_i} — поперечный импульс i -й α -частицы. Если последнее равенство не выполняется или число вторичных частиц, не считая релятивистских 4He_2 , превышает 1, речь идет о заведомо некогерентном соударении с ядром-мишенью.

Всего из 39 170 неупругих взаимодействий ядер углерода в пропановой пузырьковой камере мы отобрали для анализа 741 событие с тремя релятивистскими фрагментами с $Z = 2$ в конечном состоянии. В их число 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 единственным протоном, для которого $\theta_{\text{лаб}} < \pi/2$ и

$p_T = -\sum_{i=1}^3 p_{T_i}$ в пределах ошибок измерений. Эти события не противоречат

предположению о том, что это 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 $\sum_{ch} p_{T_i} > 0$, где сум-

мирование 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 имелся довольно высокий энергетический порог регистрации протонов ($T_{пор} \cong 10-12$ МэВ) [6—8]. Это приводит, в частности, к тому, что «чистые» 3α -события могут в действительности содержать примесь реакций диссоциации на водороде или некогерентных реакций с очень медленными ($T \leq 10-12$ 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 свободном водороде, так как «утечка» событий этого типа в группу А может в какой-то степени компенсироваться

«притоком» из группы В, с учетом того, что равенство $\sum_{i=1}^3 p_{T_i} = 0$ не всегда могло быть проверено в нашем эксперименте с достаточной точностью.

Значение числа «чистых» 3α -событий в нашем эксперименте соответствует сечению $\sigma_{3\alpha}^{(C)} = (4,3 \pm 0,5)$ мб на ядре углерода (здесь и далее погрешности чисто статистические). Его можно сравнить с сечением, полученным для той же реакции в работе [10], в которой был использован спектрометр HISS с углеродной мишенью на ускорителе «Bevalac»: $\sigma_{3\alpha}^{(C)} = 9,7^{+5,0}_{-2,5}$ мб. Хотя последнее значение вдвое превышает полученное нами, большая погрешность в оценке сечения, полученной в [10] при первичном импульсе 2,9 ГэВ/с на пуклон, а также отсутствие в [10] информации об испарительных протонах из мишени, не позволяют рассматривать полученное расхождение как существенное.

Значение числа событий группы Б $n_{3\alpha}^{(H)} = 51$ дает оценку сечения реакции (1) на свободном водороде, равную $\sigma_{3\alpha}^{(H)} = (0,7 \pm 0,1)$ мб. В табл.1 мы пред-

Таблица 1

ρ_0 , ГэВ/см	Ядро-мишень	A_T	Литература	σ , мб	$\sigma/A_T^{2/3}$, мб
4,2	H	1	наст. работа	$0,7 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,1$
4,2	C	12	наст. работа	$4,3 \pm 0,5$	$0,8 \pm 0,1$
2,9	C	12	[10]	$9,7^{+5,0}_{-2,5}$	$1,8^{+1,0}_{-0,5}$
4,5	Em	47*	[5]	20 ± 4	$1,5 \pm 0,3$
4,5	Em + Pb	44*	[5]	43 ± 16	$3,4 \pm 1,3$

*Соответствует т.н. среднему ядру эмульсии. Отметим, что введение солей Pb изменяет соотношение между числом ядер Ag, Вг и C, N, O в единице объема эмульсии, так что среднее A_T при переходе от Em к Em + Pb не увеличивается [5].

ставили все известные нам значения сечения реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$, полученные при релятивистских энергиях первичного ядра; кроме упомянутых данных [10] мы привели 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 мы привели сечения когерентной диссоциации (1), отнесенные к $A^{2/3}$. 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 (во всяком случае, 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 по 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

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

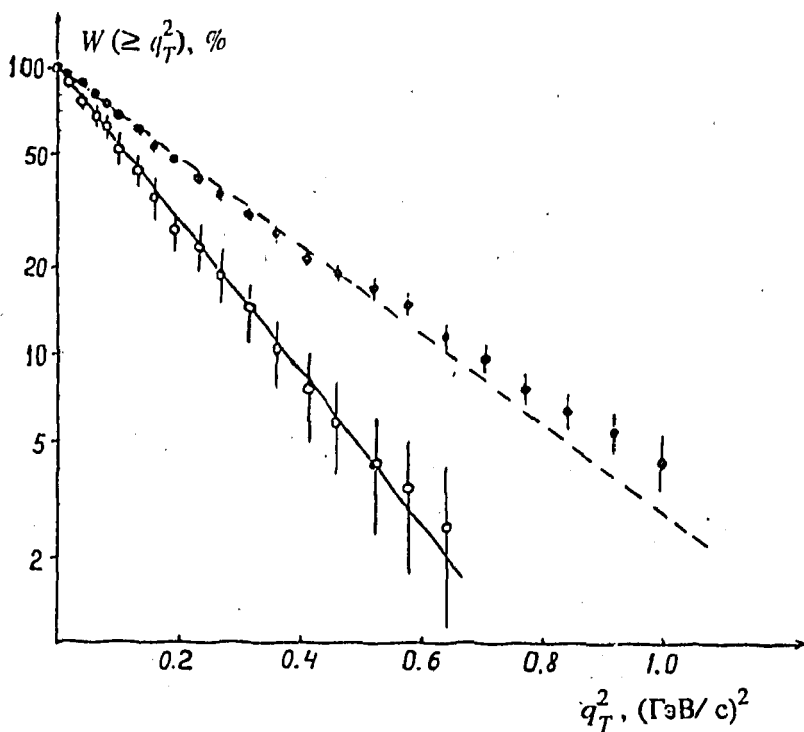


Рис. 1. Интегральные распределения по $q_T^2 \approx -t'$ в событиях $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ без дополнительных вторичных частиц и признаков возбуждения мишени (o) и в фоновых реакциях (•). Прямые — распределение (4) с $a = a_{\text{exp}}$

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 состо-

яния; наличие дополнительного множителя $\exp \left[t \min \left(\sum_{i=1}^3 m_i \right) \right]$, появляю-

щегося 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

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

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 $q_T = \left| \sum_{i=1}^3 p_{T_i} \right|$, справедливой при отсутствии каких-либо дополнительных частей (включая нейтральные), «испущенных» из снаряда. Распределение (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 согласно (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, однако, что эмпирические значения $\langle q_T \rangle_{\text{exp}}$ для обоих случаев отличны: $\langle q_T \rangle_{\text{фон}} / \langle q_T \rangle_{\text{coh}} = 1,32 \pm 0,07$, что согласуется с величиной $\approx 1,39$, ожидаемой из (5) при предположении, что события фоновой группы обусловлены неупругой дифракцией снаряда на одиноком (свободном для группы Б или квазисвободном, периферическом из ядра для группы В) нуклоне-мишени.

Конечно, приведенные полуколичественные соображения, строго говоря, не могут рассматриваться как доказательство когерентности реакций группы А, однако делают предположение об этом весьма правдоподобным. Далее мы будем считать «чистые» 3α -события когерентными реакциями (1) на углеродной мишени.

1) 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

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

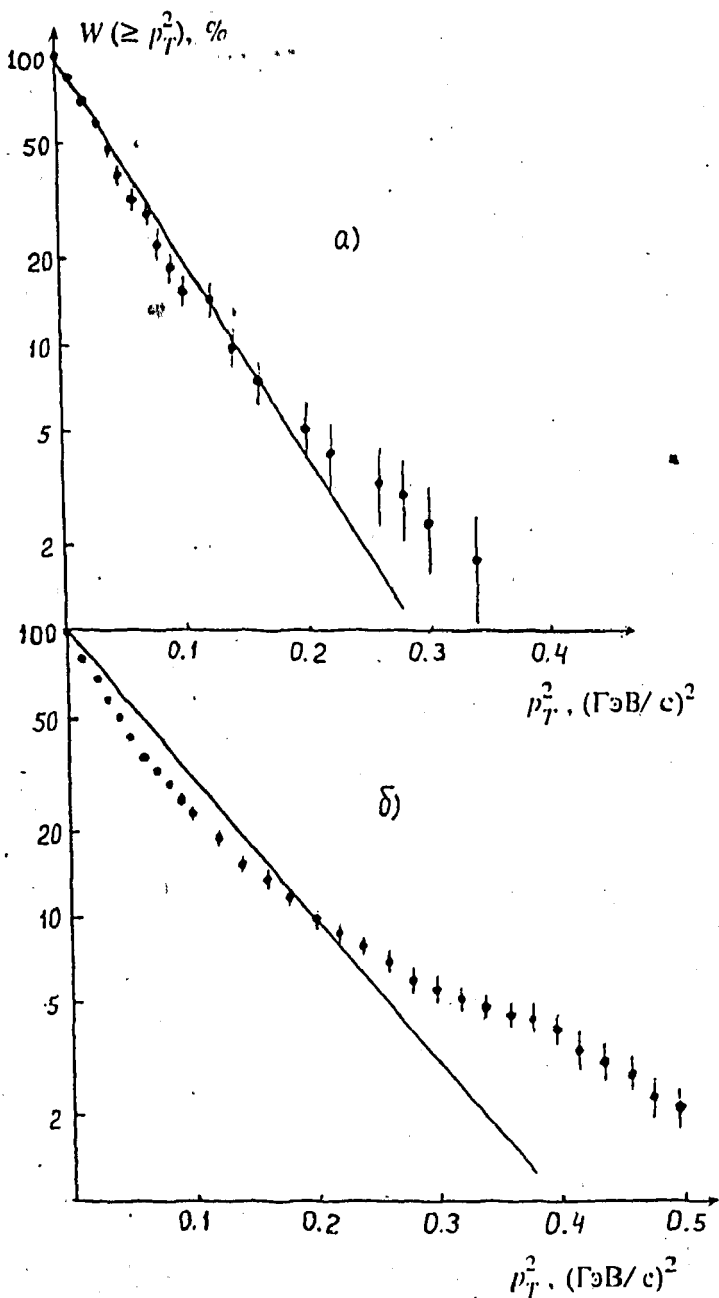


Рис.2. Распределение по p_T^2 для α -частиц из когерентной (а) и фоновой (б) групп событий $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. Прямые — распределение (б) при $\sigma = \sigma_{\text{exp}}$

называемому в математической статистике распределением Рэлея. Это распределение соответствует нормальным парциальным распределениям $n(p_{x,y}; 0, \sigma) = (2\pi\sigma^2)^{-1/2} \exp(-p_{x,y}^2 / 2\sigma^2)$ по каждой из поперечных компонент 3-импульса α -частицы в лабораторной системе 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 данных рис.2, распределение (6) не описывает экспериментальные данные по p_T^2 -распределениям ни в когерентной, ни в фоновой группах событий. Отметим, что эта 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 соответствует, например, гипотезе о наличии двух «источников» их генерации. Однако деятельность подобного рода представляется нам малопродуктивной, так как в настоящее время хорошо известно, что наблюдаемые в лабораторной системе импульсные характеристики фрагментов искажены вследствие наличия у фрагментирующего ядра поперечного движения (часто называемого эффектом «bounce off»), т.е. поперечного импульса q_T (см. выше), получаемого им при столкновении с ядром-партнером. Этот эффект имеет место и в нашем эксперименте, что ясно из рис.3, на котором представлено распределение по парному азимутальному углу

$\epsilon_{ij} = \arccos(p_{T_i} p_{T_j} / p_{T_i} p_{T_j})$
 между векторами поперечных импульсов p_{T_i} и p_{T_j} двух α -частиц из одного акта реакции (1); мы привели суммарное распределение по всем событиям, т.к. соответствующие распределения для подгрупп

Рис.3. Распределение по ϵ_{ij} для α -частиц из взаимодействий $^{12}\text{C} \rightarrow \text{Za на } \text{C}_3\text{H}_8$. Кривая — распределение $dN/d\epsilon_{ij}$ в модели прямого статистического распада на 3 α -частицы

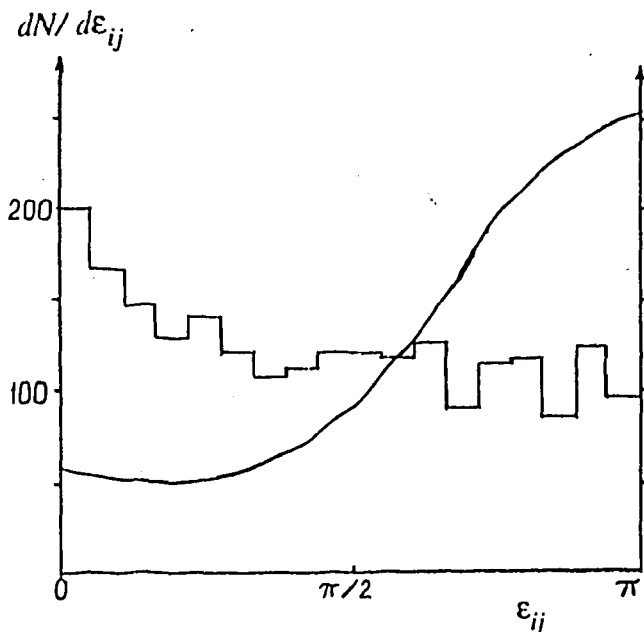


Таблица 2

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	—

в пределах ошибок не различаются. Это распределение демонстрирует наличие азимутальной асимметрии («бокового» вылета) α -частиц, т.к. закон сохранения импульса требует при $q_T = 0$ преимущественного вылета пар α -частиц с $\epsilon_{ij} \in [\pi/2, \pi]$ (кривая на рис.3). Ясно, что «корректные» значения импульсных и корреляционных характеристик могут быть получены лишь после перехода в систему покоя (с.ц.м.) диссоциирующего ядра.

В табл.2 мы привели, тем не менее, среднеквадратические значения $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ для групп, p_T^2 -распределения α -частиц для которых были представлены на рис.2. Видно, что эти значения для когерентной и фоновой групп различны; при этом $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ для второй из них приближается к соответствующей величине для полного инклюзивного набора реакций



при импульсе 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.

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

(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 в последнем столбце табл.2 — соответствующие значения $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$.

Из представленных данных 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 среднеквадратических поперечных импульсах α -частиц в когерентной и фоновой группах частиц, имевшее место в лабораторной системе, сохранялось в с.ц.м. фрагментирующего ядра.

Распределение по p_T^{*2} для когерентных реакций $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ (рис.4,а) 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.4,б), расхождение с формой (6) не уменьшается при переходе от лабораторной системы 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 Рв фотоэмульсий [5], показывает:

а) среднеквадратическое значение $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ для нашего случая (мишень — углерод) значительно 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 + Рв);

б) форма p_T^{*2} -распределения в обоих случаях также различается: в эксперименте [5] эмпирические p_T^{*2} -спектры не могли быть описаны формой (6) ни для Em, ни для Em + Рв наборов реакций $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$.

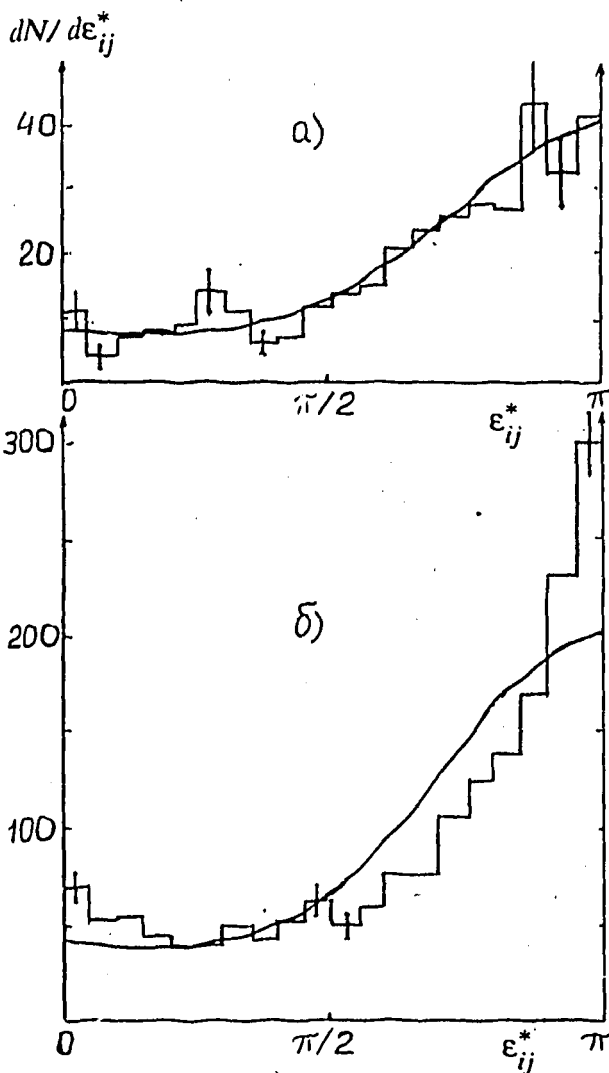


Рис.4. Распределение по p_T^{*2} для α -частиц из когерентной (а) и фоновой (б) групп событий. Прямые — распределение (6) для p_T^{*2} при $\sigma^* = \sigma_{\text{exp}}^*$

Все это указывает на то, 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, и для выяснения вида и причины этого различия необходимы дополнительные условия. На рис.5 представлены распределения по парному азимутальному углу $\varepsilon_{ij}^* = \arccos(p_{T_i}^* p_{T_j}^* / p_{T_i}^* p_{T_j}^*)$ из когерентной и фоновой групп реакций (1). Для когерентной группы реакций распределение по ε_{ij}^* согласуется с ожидаемым в модели прямого статистического распада на три α -частицы распределением

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

с коэффициентами

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

$$C_2 = \frac{\pi}{2} B^* = \frac{8\pi}{25} (N_\alpha - 1)^{-2}, \quad N_\alpha = 3, \quad (10)$$

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

$$A^* = \frac{N_{\varepsilon_{ij}^* \geq \pi/2} - N_{\varepsilon_{ij}^* < \pi/2}}{N_{0 \leq \varepsilon_{ij}^* \leq \pi}},$$

$$B^* = \frac{N_{\varepsilon_{ij}^* \leq \pi/4} + N_{\varepsilon_{ij}^* \geq 3\pi/4} - N_{\pi/4 < \varepsilon_{ij}^* < 3\pi/4}}{N_{0 \leq \varepsilon_{ij}^* \leq \pi}}. \quad (11)$$

Эмпирические значения A^* и B^* вместе с расчетными по статистической модели распада $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ приведены в табл.3. Что касается фоновой группы, то, как видно из рис.5,б и табл.3, распределение (9) с коэффициентом (10) не

Таблица 3

Реакция	A^*	B^*
«Чистые» события 3α	$0,51 \pm 0,05$	$0,17 \pm 0,05$
Фоновая группа	$0,45 \pm 0,02$	$0,33 \pm 0,02$
Расчет по модели ФХГ (10)	0,50	0,16

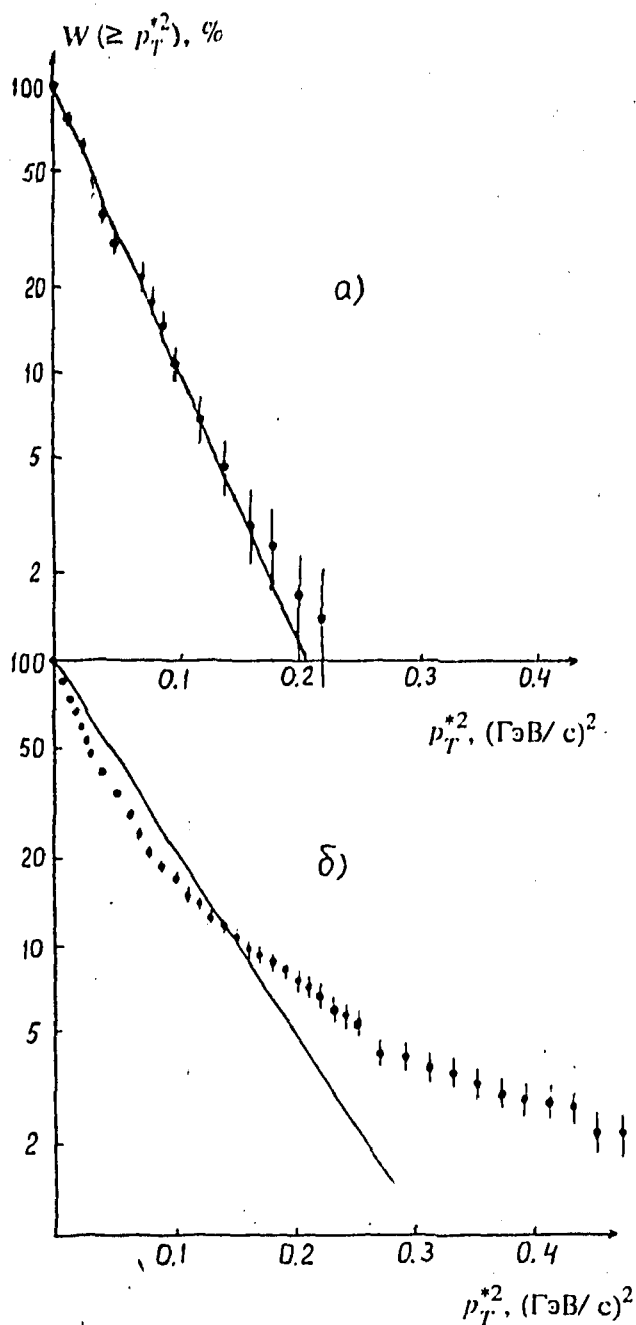


Рис. 5. Распределение по ϵ_T^2 для α -частиц из когерентной (а) и фотонной (б) групп событий. Кривые — распределение (9) с коэффициентами (10)

согласуется с эмпирическим и отклонение имеет характер повышенной коллинеарности векторов поперечных импульсов α -частиц в поперечной плоскости реакции (см. значение B^*) в эксперименте.

Полученные нами характеристики азимутально-углового распределения α -частиц в с.п.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 Br, Ag, Pb). В работе [5] для этих событий были получены значения $A^* = 0,45 \pm 0,05$ и $B^* = 0,39 \pm 0,05$. Таким образом, мы снова можем констатировать разницу в характеристиках α -частиц из одной и той же реакции диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при разных массовых числах ядра-партнера (мишени): тенденция к коллинеарности векторов p_T^* , превышающей требуемую законом сохранения поперечного импульса при распаде, отсутствует в пределах ошибок во взаимодействиях с

легкой мишенью (C) и четко выражена в соударениях с тяжелой (Br, 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 перераспределения). 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, $\sigma_N^2 = \sigma_\alpha^2 (A-1) / 1_\alpha (A-A_\alpha)$ (так называемый параболический закон), $A_\alpha = 4$ и, наконец, $\sigma_\alpha^2 = \langle p_T^{*2} \rangle / 2$. Используя данные табл.2, можно получить $kT \approx 9$ МэВ для когерентной группы реакций и $kT = 14,5$ МэВ для фоновой. Сравнивая полученные значения kT для когерентноподобных реакций $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и аналогичные из [5] ($kT \approx 4,0$ МэВ для Em и $\approx 3,4$ МэВ для Em + Pb), снова констатируем существенное различие в условиях протекания реакции (1) на легкой и тяжелой мишенях.

На рис.6,а,б приведены распределения по относительному пространственному углу θ_{ij} в лабораторной системе между векторами импульсов α -частиц из квазикогерентной и фоновой групп реакций (1), а на рис.6,в — соответствующее распределение для 116 «чистых» реакций типа (1) на эмульсионной (обычной и разбавленной солями Pb) мишени*.

*При рассмотрении данных рис.6 нужно, строго говоря, учитывать различие в p_0 для нашего эксперимента и в [5,13]: $p_0 = 4,2$ и $4,5$ ГэВ/нуклон соответственно. Мы, однако, этим различием пренебрегаем, имея в виду качественный характер сравнения данных.

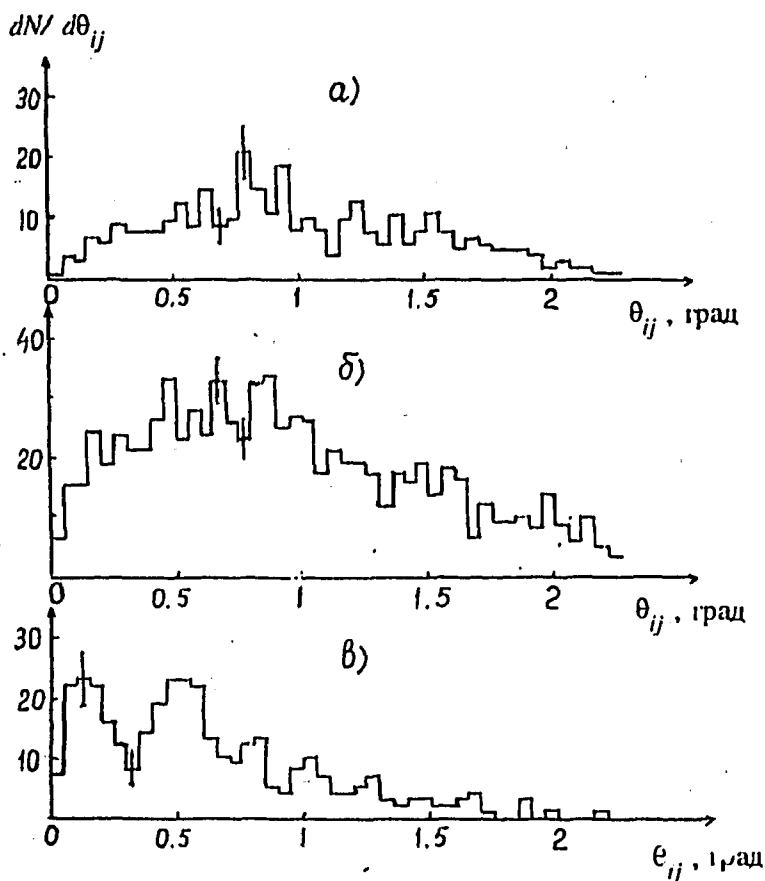


Рис.6. Распределение по относительному углу θ_{ij} в л.с. для α -частиц из «чистых» $Z\alpha$ -событий на угле (а), фоновых событий (б) и «чистых» $Z\alpha$ -событий из эмульсионного эксперимента [5,13] (в)

Распределение $dn/d\theta_{ij}$ в нашем эксперименте не имеет каких-либо особенностей, в то время как в реакции с тяжелой мишенью обнаруживаются два достаточно хорошо разделенных максимума (рис.6,в). 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 нашем эксперименте соответствующих особенностей свидетельствует о том, что каскадный канал слабо (или вовсе не) «представлен» в наших реакциях. Отметим, что этот вывод вполне согласуется с данными ряда работ (см. [13—15]), свидетельствующими о переходе от механизма последовательных бинарных распадов, свойственного процессу фрагментации возбужденного ядра при малых энергиях возбуждения

($kT \leq 3$ МэВ/нуклон), к прямой мультифрагментации при $kT \geq 4,0-4,5$ МэВ/нуклон. Таким образом, основной причиной обнаруженного в нашей работе существенного различия во многих характеристиках реакции (1) на разных ядрах-мишенях может быть изменение (сужение) вида распределения по передаваемому фрагментирующему ядру-снаряду импульсу (n , следовательно, его энергии возбуждения), свойственное реакциям когерентной диссоциации при переходе от легкой мишени к тяжелой как при дифракционном, так и при кулоновском механизме взаимодействия.

Принимая эту точку зрения, естественно сделать вывод 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 было получено и в реакциях «обычной» мультифрагментации для целого ряда ядер-снарядов [16].

Разумеется, все эти выводы нельзя считать твердо установленными из-за весьма ограниченной статистики имеющихся данных по когерентной мультифрагментации. Они нуждаются в подтверждении в новых, значительно более точных экспериментах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кратко сформулируем основные результаты проведенного исследования.

1. Проведен отбор и получена оценка сечения реакции когерентной диссоциации ядра углерода при $\rho_0 = 4,2$ ГэВ/с на нуклон на три α -частицы на ядрах углерода, $\sigma \approx 4,3 \pm 0,5$ мб. Англы распределений по передаваемому 4-импульсу в квазикогерентной и фоновой группах событий и сравнение с данными эмульсионного эксперимента приводят к заключению, 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.п.м. фрагментирующего на три α -частицы ядра углерода заметно различаются для «чистой» (когерентной) и фоновой группы реакций. Основные характеристики когерентной диссоциации на углеродной мишени согласуются с предсказаниями статистической модели прямой мультифрагментации при «температуре» распада примерно 9 МэВ/нуклон.

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 перед-

ваемому диссоциирующему ядру 4-импульсу и связанным с ним уменьшением (в несколько раз) средней энергии возбуждения. Показано, что 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.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chernov G.M. — Coherent Multifragmentation of Relativistic Nuclei. In: «Proc. of the XII Int. Sem. 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. — Suppl. Nuovo Cim., 1956, v.3, p.652.
3. Good M.L., Walker W.D. — Phys. Rev., 1960, v.120, p.1855, 1857.
4. Бондаренко А.И. и др. — ЯФ, 1994, т.57, с.430.
5. Белая В.В. и др. — Препринт ОИЯИ P1-94-285, Дубна, 1994; ЯФ (в печати).
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 reference there in.
10. Engelage J. et al. — Phys. Lett. B, 1986, v.173, p.34.
11. Feshbach H., Huang K. — Phys. Lett. B, 1973, v.47, p.300.
12. Goldhaber A.S. — Phys. Lett., 1974, v.53, p.306.
13. Белая В.В. и др. — Сообщение ОИЯИ P1-95-40, Дубна, 1995.
14. Campi X. et al. — Phys. Lett. B, 1984, v.142, p.8.
15. Bizard G. et al. — Phys. Lett. B, 1993, v.302, p.162.
16. Бабаев А.Х. и др. — ЯФ, 1989, т.50, с.1324.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 мая 1995 года.