

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ  
ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

КОГЕРЕНТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  В ФОТОЭМУЛЬСИИ  
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4.5 ГэВ/с НА НУКЛОН

© 1996 г. Ф. А. Аветян<sup>5</sup>, М. И. Адамович<sup>7</sup>, Н. П. Андреева<sup>1</sup>,  
З. В. Анзон<sup>1</sup>, Ю. А. Башмаков<sup>7</sup>, В. В. Белага<sup>9</sup>, В. Г. Богданов<sup>8</sup>, А. И. Бондаренко<sup>9</sup>,  
В. И. Бубнов<sup>1</sup>, С. Вокал<sup>6</sup>, А. Ш. Гайтинов<sup>1</sup>, Г. Ж. Елигбаева<sup>1</sup>, Л. Е. Еременко<sup>1</sup>,  
Г. С. Калячкина<sup>1</sup>, Э. К. Каныгина<sup>1</sup>, Н. И. Костанашвили<sup>10</sup>, С. А. Красцов<sup>3</sup>,  
В. Г. Ларионова<sup>7</sup>, Г. Н. Максимкина<sup>3</sup>, Н. А. Марутян<sup>5</sup>, Г. И. Орлова<sup>7</sup>, Н. Г. Пересадько<sup>7</sup>,  
В. А. Плющев<sup>8</sup>, Ш. А. Рустамова<sup>9</sup>, Н. А. Салманова<sup>4</sup>, Д. А. Саломов<sup>4</sup>, Л. Т. Саркисова<sup>5</sup>,  
В. Ф. Саркисян<sup>5</sup>, А. М. Сеитимбетов<sup>1</sup>, Э. И. Соловьева<sup>8</sup>, К. Д. Толстов<sup>3</sup>, М. И. Третьякова<sup>7</sup>,  
М. Хайдук<sup>2</sup>, С. П. Харламов<sup>7</sup>, А. Хушвактова<sup>4</sup>, И. Я. Часников<sup>1</sup>, А. Г. Чернов<sup>9</sup>,  
Г. М. Чернов<sup>3</sup>, М. М. Чернявский<sup>7</sup>, Ц. И. Шахова<sup>1</sup>

Сотрудничество

Алма-Ата–Бухарест–Дубна–Душанбе–Ереван–Кошице–Москва–Санкт-Петербург–Ташкент–Тбилиси

Поступила в редакцию 17.11.94 г.

Впервые выполнен поиск реакций когерентной диссоциации релятивистских ядер кислорода на четыре  $\alpha$ -частицы. Показано, что в этих реакциях “температура” распада значительно меньше, чем при обычной мультифрагментации остаточных ядер-снарядов. Импульсные и корреляционные характеристики  $\alpha$ -частиц не описываются простой статистической моделью прямой фрагментации. Показано также, что диссоциирующее ядро кислорода, по-видимому, приобретает в соударении угловой момент.

Изучение мультифрагментации релятивистских ядер-снарядов – важный источник информации об их структуре, благодаря отсутствию порога регистрации для любого из заряженных продуктов реакции, и как следствие представляет уникальную возможность наблюдения процесса при очень малых передаваемых 4-импульсах. Очень привлекательны в этом смысле крайне периферические, когерентные неупругие взаимодействия ядер, в которых ядро-мишень как целое воздействует на диссоциирующее ядро-снаряд, не разрушаясь, не возбуждаясь и сохраняя заряд. Подобного рода взаимодействия частиц высоких энергий интенсивно изучались после основополагающих работ Померанчука и Фейнберга [1], однако вместо частиц можно рассматривать атомные ядра большой энергии, а в качестве конечного состояния реакции – продукты их фрагментации вместо системы рожденных частиц [2].

Как и в реакциях когерентной генерации частиц на ядрах, здесь могут иметь место два основных типа процесса – дифракционный (обмен помероном) и кулоновский (обмен  $\gamma$ -квантом); второй из них ожидается доминирующим при больших зарядах сталкивающихся ядер. Неупругие когерентные взаимодействия характеризуются довольно высокими энергетическими порогами. Так, например, для интересующей нас реакции когерентной диссоциации ядра-снаряда  $A$  с массой  $M_0$  в систему  $n$  фрагментов с массами  $m_i$  ( $i = 1, \dots, n$ ) пороговый первичный импульс по порядку величины равен [2]

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

где  $\mu$  – масса пиона,  $B$  – массовое число ядра-мишени, когерентно воздействующего на снаряд  $A$ , и  $\Delta = \sum_{i=1}^n m_i - M_0$  – “дефект массы” по отношению к рассматриваемому каналу диссоциации. В частности, для изучаемой в настоящей работе реакции  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  порог составляет величину порядка нескольких сотен МэВ/с на нуклон и для тяжелых мишеней приближается к релятивистской области энергий.

Работ, посвященных целенаправленному поиску и изучению когерентных реакций диссоциации релятивистских ядер-снарядов, к сегодняшнему дню выполнено очень мало. В настоящем

<sup>1</sup> Институт физики высоких энергий АН Республики Казахстан, Алма-Ата.

<sup>2</sup> Институт физики АН Румынии, Бухарест.

<sup>3</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

<sup>4</sup> Таджикский государственный университет, Душанбе.

<sup>5</sup> Ереванский физический институт, Армения.

<sup>6</sup> Университет г. Кошице, Словакия.

<sup>7</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва.

<sup>8</sup> Радиевый институт им. В.Г. Хлопина, С.-Петербург, Россия.

<sup>9</sup> Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан, Ташкент.

<sup>10</sup> Тбилисский государственный университет, Грузия.

сообщении представлены результаты впервые проведенного поиска когерентной диссоциации



при  $p_0 = 4.5$  ГэВ/с на нуклон в ядерной эмульсии (Em). Ранее диссоциация ядра кислорода на четыре  $\alpha$ -частицы изучалась при нерелятивистских энергиях ( $\leq 90$  МэВ/нуклон, см. [3, 4] и ссылки в них), т.е. в области энергий, находящейся, по-видимому, в допороговом диапазоне для рассматриваемой когерентной реакции, по крайней мере, для тяжелых ядер-мишеней.

Поиск событий, удовлетворяющих необходимому критерию отбора реакции (2), осуществлялся в стопках ядерных эмульсий типа БР-2, облученных в пучке ионов  $^{16}\text{O}$  при импульсе 4.5 ГэВ/с на нуклон на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ.

Для оценки среднего свободного пробега  $\lambda$  в фотоэмульсии для реакции типа (2) без дополнительных заряженных частиц в конечном состоянии в части фотоэмульсионных слоев был выполнен двойной быстро-медленный просмотр "вдоль трека". На полной длине 375.2 м первичного трека было найдено 12 "чистых" событий типа (2), таким образом, параметр  $\lambda$  оказался равным  $31.3_{-7.0}^{+12.6}$  м, что, в свою очередь, приводит к оценке сечения, равной по порядку величины 10 мбн/ядро в расчете на так называемое среднее ядро эмульсии ( $\langle A \rangle \approx 45$ ).

Для увеличения статистики интересующих нас событий в большом числе фотоэмульсионных слоев проводился специальный ускоренный просмотр по площади, при котором выполнялось сканирование по полоскам, перпендикулярным направлению пучка первичных ядер кислорода. Расстояние между полосками составляло 0.5 см, при сканировании искались группы из трех-четырех близкорасположенных "серых" треков одинаковой ионизации. После обнаружения такой группы проводился просмотр вдоль оси группы в обратном направлении. Эффективность обнаружения событий типа (2) при этом в десятки раз превосходит таковую при просмотре "вдоль трека".

Таким образом было найдено и измерено 641 событие с четырьмя хорошо идентифицированными релятивистскими фрагментами с  $z = 2$  в конечном состоянии при отсутствии дополнительных заряженных частиц и каких-либо иных признаков возбуждения ядра-мишени. Эти события и составляют предмет изучения в настоящей работе.

На рис. 1 представлено распределение по переданному ядру  $^{16}\text{O}$  в столкновении с ядром эмульсии квадрату поперечного импульса  $q_T^2$ , который, согласно соотношению

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

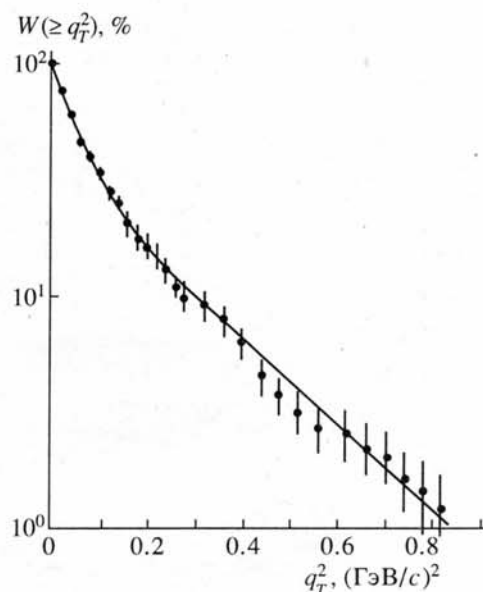


Рис. 1. Интегральное распределение по  $q_T^2 = -t'$  в событиях  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ . Кривая — аппроксимация формой (6).

является оценкой переданного фрагментирующему в  $n$  осколков ядру кислорода 4-импульса  $t$ . Действительно, при когерентном дифракционном образовании этих осколков распределение по  $t'$  или  $t$  (дополнительный множитель  $\exp[t^{\min}(\sum_{i=1}^n m_i)]$ , появляющийся при учете минимального, требуемого для образования системы  $n$  свободных фрагментов 4-импульса  $t^{\min}(\sum_{i=1}^n m_i)$ , несуществен) должно иметь простую экспоненциальную форму, аналогично случаю упругого дифракционного рассеяния,

$$d\sigma/dt' \propto \exp(-a|t'|) \quad (4)$$

с наклоном дифракционного пика  $a \approx (R_A + R_B)^2/4$ , где  $R_A$  и  $R_B$  — радиусы ядер снаряда и мишени; при этом продольная компонента передаваемого 3-импульса  $\mathbf{q}$  в среднем значительно меньше поперечной. Отсюда  $-t' \approx q_T^2$  и распределение по квадрату передаваемого поперечного импульса должно иметь рэлеевскую форму

$$d\sigma/dq_T^2 \propto \exp(-aq_T^2) \quad (5)$$

с  $\langle q_T \rangle \approx \pi^{1/2}/(R_A + R_B)$ . В нашем случае, предполагая отсутствие каких-либо нейтральных фрагментов в изучаемых событиях,  $\mathbf{q}_T = \sum_{i=1}^4 \mathbf{p}_{T_i}$ , где  $\mathbf{p}_T$  — поперечный импульс  $\alpha$ -частицы, абсолютное значение которого  $p_T$  вычислялось по формуле  $p_T = 4p_0 \sin \theta$ , где  $p_0 = 4.5$  ГэВ/с, а  $\theta$  — полярный угол вылета. В масштабе рис. 1 распределению (5) соответствует прямая линия.

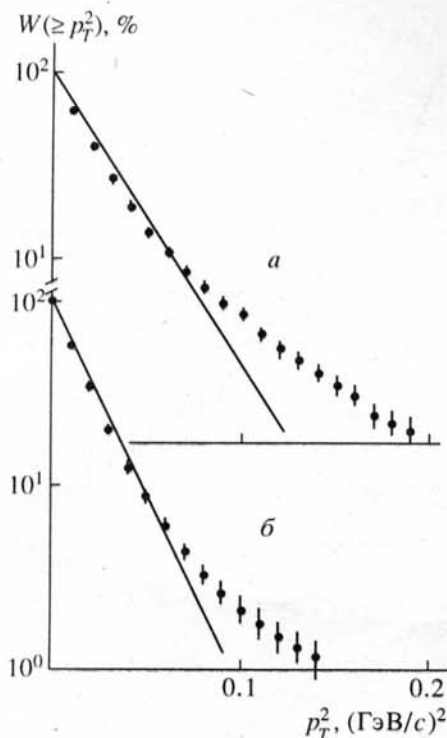


Рис. 2. Интегральные распределения по  $p_T^2$  для полного набора событий (а) и событий с  $-t' < 0.1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> (б). Прямые – распределения Рэлея, соответствующие эмпирическим  $\langle p_T^2 \rangle$ .

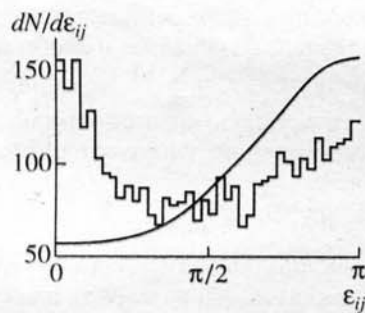


Рис. 3. Распределение по парному азимутальному углу  $\epsilon_{ij}$  для полного набора реакций  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ .

Как видно из рис. 1, распределение по  $q_T^2$  не согласуется с формой (5) ( $\chi^2/\text{ст. св.} = 3.2$ ). Оно, однако, может быть описано комбинацией двух рэлеевских распределений:

$$d\sigma/dq_T^2 = \alpha \exp(-a_1 q_T^2) + (1 - \alpha) \exp(-a_2 q_T^2) \quad (6)$$

с двумя различными “наклонами”  $a_1$  и  $a_2$ . Параметры распределения (6), оцененные по методу максимального правдоподобия, таковы ( $\chi^2/\text{ст. св.} = 0.9$ ):

$$a_1 = 19 \pm 2, \quad a_2 = 4.2 \pm 0.4, \quad \alpha = 0.66 \pm 0.06. \quad (7)$$

Полученные значения  $a_1$  и  $a_2$  (7) не противоречат предположению о том, что первый член в (6) соответствует дифракционной диссоциации  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  на ядрах эмульсии как целом, в то время как второй – диссоциации на нуклоне, если учесть погрешности в экспериментальном определении  $q_T$ , “уширяющие”  $q_T$ -распределения, и химический состав эмульсии. Что же касается относительных “выходов” этих каналов диссоциации (т.е. величины  $\alpha$ ) и (или) их сечений, то здесь какие-либо оценки, к сожалению, невозможны вследствие ряда причин, таких как отсутствие регистрации событий с протоном отдачи в нашем эксперименте, возможный вклад кулоновской диссоциации, использованная методика просмотра “по площади” и т.д.

В дальнейшем, вместе с полным набором из 641 “чистого” события типа  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  будем рассматривать также подансамбль из 428 событий этого типа (~67% полного ансамбля), имеющих  $q_T < 0.32$  ГэВ/с (или  $-t' < 0.1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>). Это значение  $t'$  (см. рис. 1) может рассматриваться как условная граница, разделяющая когерентную и некогерентную части отобранных событий, и, если предположение об “ответственности” когерентных реакций (2) за первый член в формуле (6) верно, появляется возможность получить информацию о “нижних” границах соответствующих характеристик в этих реакциях. Другими словами, можно надеяться, что сопоставление различных характеристик всех событий и событий с  $-t' < 0.1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> позволит получить их объективную оценку.

На рис. 2 представлены распределения по квадрату поперечного импульса  $\alpha$ -частиц из реакций (2) в полном наборе и в событиях с  $-t' < 0.1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Среднеквадратичные значения  $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$  равны соответственно  $167 \pm 4$  и  $145 \pm 4$  МэВ/с, и форма распределения в обоих случаях не согласуется с рэлеевской, обнаруживая высокоэнергетичный “хвост” из частиц с большими  $p_T$ . Это обстоятельство не может быть связано со сложным составом эмульсии, так как суперпозиция любого числа рэлеевских распределений с разными константами  $a$  является, как хорошо известно из математической статистики, тем же распределением.

Хорошо известно также и то обстоятельство, что наблюдаемые в л. с. поперечные импульсы фрагментов искажены (увеличены) вследствие поперечного движения фрагментирующего ядра (эффект “bounce off”, см. [5] и ряд последующих работ). Этот эффект хорошо виден и в настоящей работе из данных рис. 3, на котором приведено распределение по парному азимутальному углу  $\epsilon_{ij} = \arccos(\mathbf{p}_T \mathbf{p}_{T_j} / p_T p_{T_j})$  между векторами поперечных импульсов  $\alpha$ -частиц из одного акта диссо-

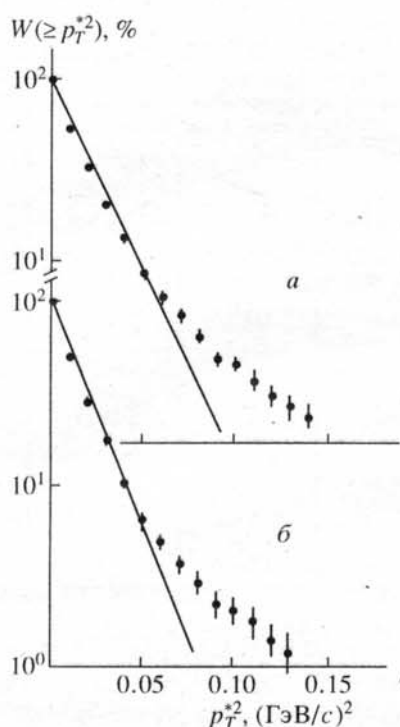


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но в системе покоя ядра кислорода.

циации (2). Оно противоречит ожидаемому из модели фазового объема (кривая): коэффициент азимутальной асимметрии распределения  $d\sigma/d\epsilon_{ij}$ , определенный как

$$A = (N_{\epsilon_{ij} \geq \pi/2} - N_{\epsilon_{ij} < \pi/2}) / N_{0 \leq \epsilon_{ij} \leq \pi}, \quad (8)$$

равен  $-0.01 \pm 0.02$ , в то время как требуемое законом сохранения поперечного импульса значение должно быть равным  $1/(N_\alpha - 1) = 0.33$  [6]. Таким образом, для получения корректных характеристик процесса фрагментации ядра кислорода необходимо рассматривать величины, относящиеся к его системе покоя.

Переход в эту систему для реакции эксклюзивного типа, каковой и является (2), осуществляется весьма просто: при небольших углах рассеяния ядра-снаряда поперечные импульсы  $\alpha$ -частиц (здесь и ниже величины, относящиеся к системе покоя фрагментирующего ядра, будем отмечать звездочками) равны

$$p_{T_i}^* \equiv p_{T_i} - \sum_{i=1}^4 p_{T_i} / 4 \quad (9)$$

с большой точностью. На рис. 4 и 5 представлены соответственно распределения по  $p_{T_i}^*$  и  $\epsilon_{ij}^*$  для  $\alpha$ -частиц из полного ансамбля реакций (2) и из со-

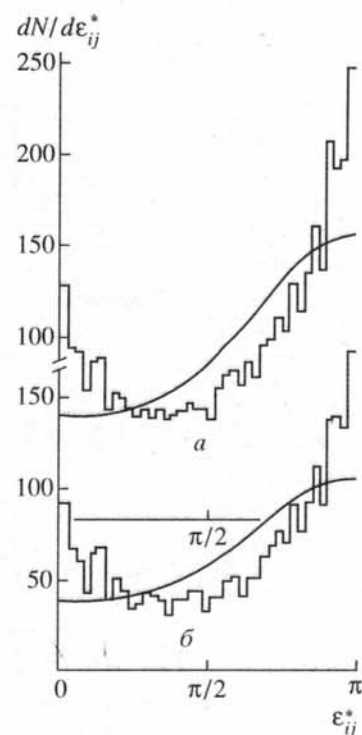


Рис. 5. Распределения по  $\epsilon_{ij}^*$  для полного набора событий (а) и событий с  $-t' < 0.1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> (б). Кривые – распределение (11) с коэффициентами (12).

бытий с  $-t' < 0.1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Основные количественные характеристики этих распределений – средние значения  $\langle p_T^* \rangle$ ,  $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ , коэффициенты азимутальной асимметрии  $A^*$  (формула (8) для  $\epsilon_{ij}^*$ ) и азимутальной коллинеарности  $B^*$ ,

$$B^* = (N_{\epsilon_{ij}^* \leq \pi/4} + N_{\epsilon_{ij}^* \geq 3\pi/4} - N_{\pi/4 < \epsilon_{ij}^* < 3\pi/4}) / N_{0 \leq \epsilon_{ij}^* \leq \pi}, \quad (10)$$

сведены в таблицу. На основе данных рис. 4, 5 и таблицы можно сделать ряд основных заключений.

1. Средние значения  $\langle p_T^* \rangle$ , как и следовало ожидать, существенно меньше, чем  $\langle p_T \rangle$  (для полного ансамбля реакций  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  – на ~30%). Заметим, что значения  $\langle p_T^* \rangle$  для полного набора событий и событий реакций с  $-t' < 0.1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> различаются достаточно слабо.

2. Форма распределений по  $p_T^{*2}$  в обоих случаях остается не согласующейся с рэлеевской, как и в л. с. Важно отметить при этом, что относительные вклады “хвостов” больших  $p_T^*$  в полном наборе событий и в событиях с  $-t' < 0.1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> в пределах ошибок не различаются ( $23 \pm 4$  и  $21 \pm 4\%$  соответственно).

Таблица

Набор событий	Характеристика					
	$\langle p_T^* \rangle$ , МэВ/с	$\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ , МэВ/с	$A^*$	$B^*$	$\alpha^*$	$\beta^*$
Эксперимент, все события	121 ± 2	145 ± 3	-0.28 ± 0.02	0.27 ± 0.02	-0.23 ± 0.01	0.22 ± 0.02
Эксперимент, события с $-t' < 0.1$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	115 ± 2	134 ± 4	-0.27 ± 0.02	0.30 ± 0.02	-0.23 ± 0.01	0.25 ± 0.02
Статистическая модель, $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$	120	-	-0.33	0.07	-0.26	0.06
Статистическая модель, $^{16}\text{O} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha + \alpha \rightarrow 4\alpha$	120	-	-0.33	0.11	-0.27	0.09
Статистическая модель, $^{16}\text{O} \rightarrow ^8\text{Be} + ^8\text{Be} \rightarrow 4\alpha$	120	-	-0.33	0.10	-0.27	0.08
Статистическая модель, $^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}^* + \alpha \rightarrow 4\alpha$	120	-	-0.33	0.07	-0.27	0.06
Статистическая модель, $^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}^* + \alpha \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha + \alpha \rightarrow 4\alpha$	120	-	-0.33	0.08	-0.27	0.06

3. Распределения по  $\epsilon_{ij}^*$  тоже неудовлетворительно описываются формой

$$d\sigma/d\epsilon^* = \frac{1}{\pi} (1 + c_1 \cos \epsilon^* + c_2 \cos 2\epsilon^*), \quad (11)$$

вытекающей из предположения о прямом статистическом распаде ядра на наблюдаемые  $\alpha$ -частицы. Коэффициенты  $c_1$  и  $c_2$  в (11) при нормальных парциальных распределениях  $n(0, \sigma)$  по каждой из компонент 3-импульса  $\alpha$ -частицы в с. ц. и. (что автоматически приводит к рэлеевской форме  $d\sigma/dp_T^{*2}$ ) с учетом сохранения энергии-импульса в распаде связаны с коэффициентами азимутальной асимметрии  $A^*$  и азимутальной коллинеарности  $B^*$  соотношениями [6]

$$\begin{aligned} c_1 &= -(\pi/2) A^* = -(\pi/2) (N_\alpha - 1)^{-1}, \\ c_2 &= (\pi/2) B^* = (8\pi/25) (N_\alpha - 1)^{-2} \end{aligned} \quad (12)$$

при  $N_\alpha = 4$ . Распределения (11) с коэффициентами (12) приведены на рис. 5 в виде кривых, а значения  $A^*$  и  $B^*$  – в таблице. Расхождение расчета и опытных данных очевидно.

4. Эмпирические и расчетные распределения  $d\sigma/d\epsilon_{ij}^*$  различаются, главным образом, существенно более высокой тенденцией к коллинеарности векторов поперечных импульсов  $\mathbf{p}_T$   $\alpha$ -частиц в поперечной плоскости на опыте, по сравнению с требуемой законом сохранения поперечного импульса (избыток парных углов при  $\epsilon_{ij} \rightarrow 0$  и  $\epsilon_{ij} \rightarrow \pi$  на рис. 5; значения  $B^*$  в таблице).

Обсудим полученные результаты. Широко используемая при анализе фрагментации возбужденных ядер статистическая теория быстрой фрагментации Фешбаха–Хуанга–Гольдхабер [7, 8]

позволяет оценить “температуру” распадающегося по каналу (2) ядра кислорода по измеренным значениям  $\langle p_T^{*2} \rangle$ . В единицах  $kT$  она составляет:

$$kT = \frac{A}{A-1} (\sigma_N^2/m_N), \quad (13)$$

где  $m_N$  – масса нуклона, а  $\sigma_N^2$  – дисперсия внутриядерного импульсного распределения нуклонов, определяющая дисперсию импульсных распределений любых фрагментов в соответствии с так называемым параболическим законом

$$\sigma_F^2 = \sigma_N^2 A_F (A - A_F) / (A - 1). \quad (14)$$

Здесь  $A$  и  $A_F$  – массовые числа фрагментирующего ядра и рассматриваемого фрагмента. В настоящей работе  $A = 16$ ,  $A_F \equiv A_\alpha = 4$  и, наконец,  $\sigma_\alpha^2 = \langle p_T^{*2} \rangle / 2$ .

Используя значения  $\langle p_T^{*2} \rangle$  (таблица) для рассматриваемых наборов распадов (2), легко получить  $kT = 3.7$  МэВ для полного набора событий. При этом для событий с  $-t' < 0.1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и  $-t' > 0.1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>  $kT = 3.2$  и 4.8 МэВ соответственно.

Полученная нами оценка значений  $kT$  для рассматриваемых реакций когерентной диссоциации  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  ( $kT \approx 3 - 3.5$  МэВ) значительно меньше определяемых из реакций “обычной” мультифрагментации, изучаемой в инклюзивных экспериментах, т.е. в реакциях типа  $A + B \rightarrow \alpha + X$  (см., например, [5, 9 - 11]). Это утверждение справедливо даже при учете того, что во многих работах оцениваемая по формуле (13) “температура” распада завышается из-за некорректного использования импульсных характеристик  $\alpha$ -частиц в л. с. без учета поперечного движения фрагментирующей системы. Полученное нами значение  $kT$

также существенно ниже энергии связи нуклонов в ядре кислорода. С другой стороны, столь малое значение “температуры” вполне соответствует малым передачам энергии-импульса фрагментирующему ядру, характерным для когерентных процессов. Отметим, что, если “нестатистический хвост” в распределениях рис. 4 отнести за счет продуктов распада более тяжелых промежуточных образований (о каскадных распадах  $^{16}\text{O}$  см. ниже), истинные значения  $kT$  будут еще меньше приведенных.

Необходимо также отметить, что использование нами для оценки  $kT$  статистической теории прямого распада ядра представляется, на первый взгляд, логически неоправданным вследствие несоответствия для  $\alpha$ -частиц наблюдаемых распределений  $d\sigma/dp_T^{*2}$  и  $d\sigma/d\varepsilon_{ij}^*$  формам, следующим из этой теории. Выше отмечалось, что сложный состав мишени не может служить причиной отклонений  $d\sigma/dp_T^{*2}$  от рэлеевской формы. Однако за отступления полученных в эксперименте распределений  $d\sigma/dp_T^{*2}$  и  $d\sigma/d\varepsilon_{ij}^*$  от распределений (5) и (11) могут быть ответственны такие, не обязательно исключаяющие статистический характер распада, факторы, как примесь различных “каскадных” каналов диссоциации ядра кислорода на четыре  $\alpha$ -частицы, возможное наличие углового момента у распадающегося возбужденного ядра, механизмы взаимодействия между  $\alpha$ -частицами в конечном состоянии (эффекты тождественности) и между  $\alpha$ -частицами и ядром-мишенью (перерасеяния) и некоторые другие. В частности, на первые два из перечисленных факторов прямо указывает обнаруженная нами тенденция к коллинеарному разлету  $\alpha$ -частиц в поперечной плоскости реакции.

Исследуем этот вопрос более детально. Прежде всего рассмотрим вопрос о наличии тенденции к коллинеарности  $\mathbf{p}_T$  в индивидуальных событиях. Для этого в дополнение к инклюзивным характеристикам азимутальной асимметрии и коллинеарности  $A^*$  и  $B^*$  вычислялись коэффициенты асимметрии ( $\alpha^*$ ) и коллинеарности ( $\beta^*$ ) в индивидуальных актах по формулам [6]:

$$\alpha^* = \langle \cos \varepsilon_{ij}^* \rangle = \sum_{\substack{i,j=1 \\ (i \neq j)}}^4 \cos \varepsilon_{ij}^* / N_\alpha(N_\alpha - 1), \quad (15)$$

$$\beta^* = \langle \cos 2\varepsilon_{ij}^* \rangle = \sum_{\substack{i,j=1 \\ (i \neq j)}}^4 \cos 2\varepsilon_{ij}^* / N_\alpha(N_\alpha - 1) \quad (16)$$

$-(N_\alpha - 1)^{-1} = -(1/3) \leq \alpha^*, \beta^* \leq 1$ . Средние значения  $\langle \alpha^* \rangle$  и  $\langle \beta^* \rangle$  случайных величин  $\alpha^*, \beta^*$  при нормальных распределениях по каждой из компо-

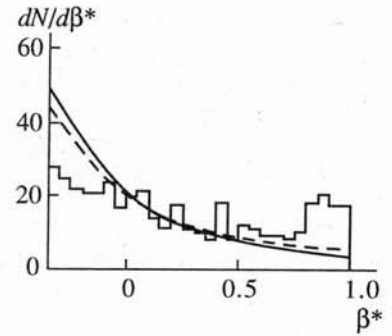


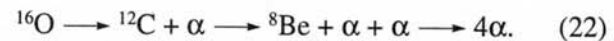
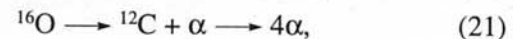
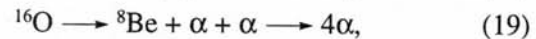
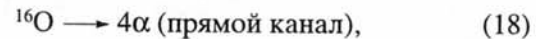
Рис. 6. Распределения по коэффициенту  $\beta^*$  азимутальной коллинеарности в событиях. Кривые — расчет по статистической теории для каналов (18) (сплошная кривая) и (19) (штриховая).

нент  $\mathbf{p}_T^*$  и сохранении поперечного импульса при распаде составляют [6]:

$$\begin{aligned} \langle \alpha^* \rangle &= -(\pi/4)(N_\alpha - 1)^{-1} = -0.26, \\ \langle \beta^* \rangle &= (4\pi/25)(N_\alpha - 1)^{-2} = 0.056. \end{aligned} \quad (17)$$

Распределение по коэффициенту коллинеарности  $\beta^*$  в 428 событиях распада  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  с  $-t' < 0.1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> представлено на рис. 6, а экспериментальные средние  $\langle \alpha^* \rangle$  и  $\langle \beta^* \rangle$  в обоих рассматриваемых наборах реакций — в последних столбцах таблицы.

Для выяснения вопроса о возможной “ответственности” различных каскадных каналов распада ядра  $^{16}\text{O}$  на  $\alpha$ -частицы за наблюдаемую тенденцию к коллинеарности их разлета в поперечной плоскости было выполнено в соответствии с простейшей статистической моделью [8] моделирование всех возможных вариантов диссоциации:



Импульсные распределения продуктов распада в реакциях (18) - (22) предполагались соответствующими нормальной плотности  $n(0, \sigma^2)$  по каждой из компонент 3-импульса фрагмента в системе покоя распадающегося ядра или его промежуточного нестабильного осколка с дисперсией  $\sigma^2$ , зависящей от массы осколка по параболическому закону (14). Далее, после необходимых переходов из системы покоя промежуточных образований в общую с. ц. м. ядра  $^{16}\text{O}$ , единственный подгоночный параметр модели  $\sigma_N^2$  (формула (14)) выбирался таким, чтобы средний поперечный импульс

$\langle p_T^{*2} \rangle$   $\alpha$ -частиц на заключительной стадии каждого из каналов (18) - (22) был равен его эмпирическому значению ( $\approx 120$  МэВ/с, см. таблицу). Полученные из проведенных расчетов по методу Монте-Карло значения  $A^*$ ,  $B^*$ ,  $\langle \alpha^* \rangle$  и  $\langle \beta^* \rangle$  для каждой из реакций (18) - (22) приведены в таблице, а на рис. 6 для примера представлены расчетные распределения  $dN/d\beta^*$  для каналов (18) (прямого) и (19) (приводящего при сделанных предположениях к максимальной коллинеарности векторов  $\mathbf{p}_T^*$  в конечном состоянии реакции).

Данные таблицы и рис. 6 убедительно свидетельствуют о том, что каскадные распады  $^{16}\text{O}$  на  $\alpha$ -частицы не могут быть ответственными за большую часть наблюдаемой коллинеарности векторов  $\mathbf{p}_T^*$ . Следует заметить, что, отступив от использованной теоретической модели [8] и предположив, например, что температура "первичных" распадов ядра  $^{16}\text{O}$  значительно (в несколько раз) выше таковой для распадов промежуточных осколков, можно добиться высокой степени коллинеарности поперечных импульсов  $\alpha$ -частиц конечного состояния. Однако при этом не удастся согласовать расчетные и эмпирические данные по другим характеристикам реакции (средние  $\langle p_T^* \rangle$ , коэффициенты азимутальной асимметрии и т.д.) ни при каких предположениях об относительных вкладах каналов (18) - (22).

В этой ситуации единственным, пожалуй, разумным объяснением больших значений  $B^*$  и  $\langle \beta^* \rangle$  является предположение о передаче ядру  $^{16}\text{O}$

в соударении углового момента. Разумеется, его корректная оценка представляет собой предмет самостоятельного исследования, выходящего за рамки настоящей работы. Мы надеемся вернуться к этому вопросу, располагая большим статистическим материалом, который планируется получить в ближайшем будущем.

Авторы благодарны руководству и сотрудникам ЛВЭ ОИЯИ за содействие в проведении эксперимента на синхрофазотроне ЛВЭ и всем сотрудникам и лаборантам, принимавшим участие в просмотре и измерениях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Померанчук И.Я., Фейнберг Е.Л. // Докл. АН СССР. 1953. Т. 93. С. 439. Feinberg E.L., Pomeranchuk I.Ya. // Suppl. Nuovo Cim. 1956. V. 3. P. 652.
2. Chernov G.M. Preprint INP № P-7-584. Tashkent, 1993.
3. Pouliot J. et al. // Phys. Lett. 1991. V. B263. P. 18; 1993, V. B299. P. 210.
4. Badala A. et al. // Phys. Lett. 1993. V. B299. P. 11.
5. Бенгус Л.Е. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. С. 353.
6. Бондаренко А.И. и др. // Упругие и неупругие соударения частиц большой энергии с нуклонами и ядрами. Ташкент: ФАН, 1975. С. 119.
7. Feshbach H., Huang K. // Phys. Lett. 1973. V. B47. P. 300.
8. Goldhaber A.S. // Phys. Lett. 1974. V. B53. P. 306.
9. Bhanja R. et al. // Nucl. Phys. 1985. V. A438. P. 740.
10. Бондаренко А.И. и др. // ЯФ. 1992. Т. 55. С. 137.
11. Adamovich M.I. et al. // Mod. Phys. Lett. 1993. V. A8. P. 21.