

# Физика атомного ядра и элементарных частиц

УДК 539.12

Н.П. АНДРЕЕВА, А.Ш. ГАЙТИНОВ, И.А. ЛЕБЕДЕВ,  
Л.Б. САТИЕВА, В.И. СКОРОБОГАТОВА

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФРАГМЕНТАЦИИ ЛЕГКИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В КРАЙНЕ ПЕРИФЕРИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ И В СОБЫТИЯХ КУЛОНОВСКОЙ ДИССОЦИАЦИИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 14,6÷200 А·ГЭВ

Представлены результаты сравнительного анализа экспериментальных данных по фрагментации легких и тяжелых ядер-снарядов в крайне периферических взаимодействиях и кулоновской диссоциации при энергиях 14,6÷200 А·ГэВ с целью выявления структурных особенностей ядер (альфа-кластеризация).

Ранее [1] нами исследовался процесс фрагментации легких ядер-снарядов с атомными весами  $A_c = 6 \div 32$  при энергии 3,7 А·ГэВ (облучение на синхрофазотроне ОИЯИ, г. Дубна). При этом были получены различные характеристики фрагментации в крайне периферических взаимодействиях (КПВ) сталкивающихся ядер, которые были сопоставлены для событий кулоновской диссоциации (КДС) ядра-снаряда с целью выяснения наличия  $\alpha$ -кластеров в этих ядрах. Был получен положительный результат для исследуемых ядер при указанной выше энергии, т.е. подтвердился полученный нами ранее экспериментальный результат [2-3], а также теоретическое предсказание в работе [4]. В данной работе мы продолжили эти исследования при более высоких энергиях (14,6÷200 А·ГэВ) как для легких ядер ( $^{14}Si^{28}$ ,  $^{16}S^{32}$ ), так и для тяжелых ( $^{79}Au^{197}$ ,  $^{82}Pb^{208}$ ).

Для получения экспериментальных данных использовался, как и прежде, метод ядерных фотоэмulsionий, позволяющий определять предельно малые углы вылета фрагментов ядра-снаряда. Так, например, максимальный угол вылета однозарядного фрагмента (протона), наибольшего среди остальных фрагментов (много зарядных), составляет сотые доли градуса во взаимодействиях ядра-снаряда  $^{16}S^{32}$  с энергией 200 А·ГэВ. Этот метод позволяет также достаточно надежно определять заряды образовавшихся фрагментов.

Для решения поставленной задачи использовались экспериментальные данные, полученные международным сотрудничеством EMU-01 при активном участии авторов данной работы.

Стопка фотоэмulsionий облучалась пучками ядер, полученных на ускорителях ЦЕРНа (Женева) и БНЛ (Брукхейвен, США):  $^{14}Si^{28}$  с энергией 14,6 А·ГэВ,  $^{16}S^{32}$  – 200 А·ГэВ и тяжелых ядер  $^{79}Au^{197}$  – 10,7 А·ГэВ,  $^{82}Pb^{208}$  – 158 А·ГэВ.

В критериях отбора событий КПВ условия, относящиеся к числу частиц мишени, как и прежде, сохраняются ( $n_g \leq 1$ ,  $n_b \geq 0$ ), меняется только число ливневых частиц  $n_s$  адекватно квазинуклонным взаимодействиям (или pp-взаимодействиям) для данной первичной энергии:  $n_s \leq 6$  при 10,7÷14,6 А·ГэВ и  $n_s \leq 16$  при 158÷200 А·ГэВ.

Критерии отбора событий кулоновской диссоциации сохранились:

– фрагментация только ядра-снаряда (КД) –  $n_s = n_g = n_b = 0$  и сумма зарядов всех фрагментов ( $Q$ ) равна заряду первичного ядра ( $Z_0$ ) –  $Q = \sum Z_j = Z_0 \pm 1$ ;

– фрагментация одновременно ядра-снаряда и ядра-мишени (ДКД) –  $n_s = n_g = 0$ ,  $n_b \geq 2$  и значение  $Q$  такое же, что и для событий КД.

Далее события КД и ДКД будут рассматриваться при анализе в сумме: КДС = КД + ДКД.

В таблице 1, где представлены данные для легких и тяжелых ядер при разных энергиях, видно, что с увеличением первичной энергии ядра-снаряда  $^{14}Si^{28}$  в три раза (3,7÷14,6 А·ГэВ), а  $^{16}S^{32}$  – в 54 раза (3,7÷200 А·ГэВ) доля событий КПВ практически не изменяется (или очень незначительно). Для этих же ядер-снарядов можно отметить, что с увеличением массы ( $A = 28 \div 32$ ) доля КПВ возрастает в полтора раза (12÷18%).

Для тяжелых ядер-снарядов  $^{79}Au^{197}$  и  $^{82}Pb^{208}$  с близкими значениями масс (197÷208) с увели-

Таблица 1. Число событий КПВ ( $N_c$ ), их доля от общего числа событий ( $N_{\text{события}}$  все), средние характеристики вторичных частиц в КПВ, а также число событий  $N_c$  (их доля, %) в КДС

Ядро-снаряд	E, (АГэВ)	$N_{\text{события}}$ все	$N_c$ (%) КПВ	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_b \rangle$	$N_c$ (%) КДС
$^{14}Si^{28}$	3,7	1299	156 (12%)	1,8±0,1	0,49±0,05	0,90±0,08	49 (4,3%)
	14,6	954	134 (14%)	2,9±0,1	0,35±0,05	1,1±0,1	46 (4,5%)
$^{16}S^{32}$	3,7	1033	174 (17%)	1,7±0,1	0,57±0,06	0,82±0,07	56 (5,1%)
	200	902	166 (18%)	7,3±0,2	0,25±0,03	0,8±0,1	126 (14,1%)
$^{79}Au^{197}$	10,7	1227	105 (8%)	2,94±0,02	0,39±0,06	1,2±0,1	39 (2,8%)
	158	473	100 (21%)	6,6±0,3	0,52±0,07	1,1±0,1	31 (6,6%)

Таблица 2. Характеристики по множественности фрагментов в событиях КПВ и КДС для легких и тяжелых ядер-снарядов при разных энергиях

Ядро	E (АГэВ)	Тип соб.	$\langle n_f \rangle$	$\langle n_{Z=1} \rangle$	$\langle n_{Z=2} \rangle$	$\frac{\langle n_{Z=1} \rangle}{\langle n_{Z=2} \rangle}$	$\langle n_z \rangle_3$
$^{14}Si^{28}$	3,7	КПВ	4,1±0,2	2,0±0,1	1,13±0,08	1,8±0,2	0,95±0,10
		КДС	3,5±0,3	1,7±0,2	0,8±0,1	2,1±0,4	1,0±0,1
	14,6	КПВ	3,8±0,2	1,8±0,2	1,0±0,1	1,8±0,2	1,0±0,1
		КДС	2,9±0,2	1,5±0,2	0,4±0,1	3,8±0,8	1,0±0,1
	3,7	КПВ	4,3±0,2	2,3±0,2	1,0±0,1	2,3±0,2	1,0±0,1
		КДС	3,8±0,3	1,3±0,1	0,5±0,1	2,6±0,6	1,0±0,1
	200	КПВ	2,7±0,1	1,3±0,1	0,38±0,06	3,4±0,5	1,0±0,1
		КДС	2,6±0,1	1,4±0,1	0,23±0,04	6,1±1,2	1,0±0,1
$^{79}Au^{197}$	10,7	КПВ	4,6±0,2	2,0±0,2	1,4±0,2	1,4±0,2	1,2±0,2
		КДС	2,9±0,3	0,5±0,1	1,3±0,3	0,4±0,1	1,1±0,2
$^{82}Pb^{208}$	158	КПВ	2,6±0,2	0,7±0,1	0,7±0,1	1,0±0,2	1,2±0,2
		КДС	2,4±0,3	0,19±0,08	1,0±0,2	0,2±0,1	1,2±0,3

чением энергии в ~15 раз, а доля КПВ возрастает в ~2,5 раза (8÷21%).

Из таблицы также видно, что среднее число быстрых частиц (в основном вновь рожденных частиц)  $\langle n_s \rangle$  как для легких, так и для тяжелых ядер с увеличением энергии (как и следовало ожидать) заметно возрастает. Значения средних характеристик  $\langle n_g \rangle$ ,  $\langle n_b \rangle$ , ядер-мишеней в пределах ошибок оказались близкими во всех изучаемых событиях.

Из данных этой же таблицы 1 видно, что число (доля, %) событий кулоновской диссоциации ядра-снаряда КДС с увеличением энергии для ядер  $^{14}Si^{28}$  (3,7÷14 А·ГэВ) возрастает незначительно. Другое дело – в случае с  $^{16}S^{32}$  (3,7÷200 А·ГэВ) – доля событий возрастает в ≈3 раза. То же самое можно сказать относительно тяжелых ядер: увеличение энергии от 10,7 до 158 А·ГэВ приводит к возрастанию доли событий КДС в ~2 раза.

#### Характеристики по множественности фрагментов ядер-снарядов в событиях КПВ и КДС.

Распределение среднего числа фрагментов  $\langle n_f \rangle$  по зарядам (рисунок 1) как в КПВ, так и в КДС при более высоких энергиях  $^{14}Si^{28}$  – 14,6 А·ГэВ и

$^{16}S^{32}$  – 200 А·ГэВ сохранилось таким же, что и при энергии 3,7 А·ГэВ [1], т.е. наблюдается наличие двух групп: а) фрагменты с зарядами  $Z = 1, 2$  и б) все остальные фрагменты ( $Z \geq 3$ ). Причем в группе б) положение максимума в распределении для каждого ядра-снаряда индивидуальное.

Прокомментируем данные, представленные в таблице 2. Во всех рассматриваемых экспериментах значение среднего числа всех фрагментов, приходящееся на одно взаимодействие  $\langle n_f \rangle$ , в КПВ несколько больше, чем в КДС (в меньшей степени для самых больших энергий).

Значение  $\langle n_f \rangle$  уменьшается во всех экспериментах с увеличением энергии, причем чем больше энергия, тем сильнее это проявляется (для тяжелых ядер в меньшей степени). Отметим, что  $\langle n_f \rangle$  в КПВ и КДС для ядер  $^{82}Pb^{208}$  (158 А·ГэВ) совпадают, тогда как для  $^{79}Au^{197}$  (10,7 А·ГэВ) заметно отличаются, т.е. сказывается значение энергии столкновения (при 10% отличии масс).

Рассмотрим более подробно характеристики фрагментов в зависимости от их зарядов (таблица 2). Средние значения числа фрагментов с

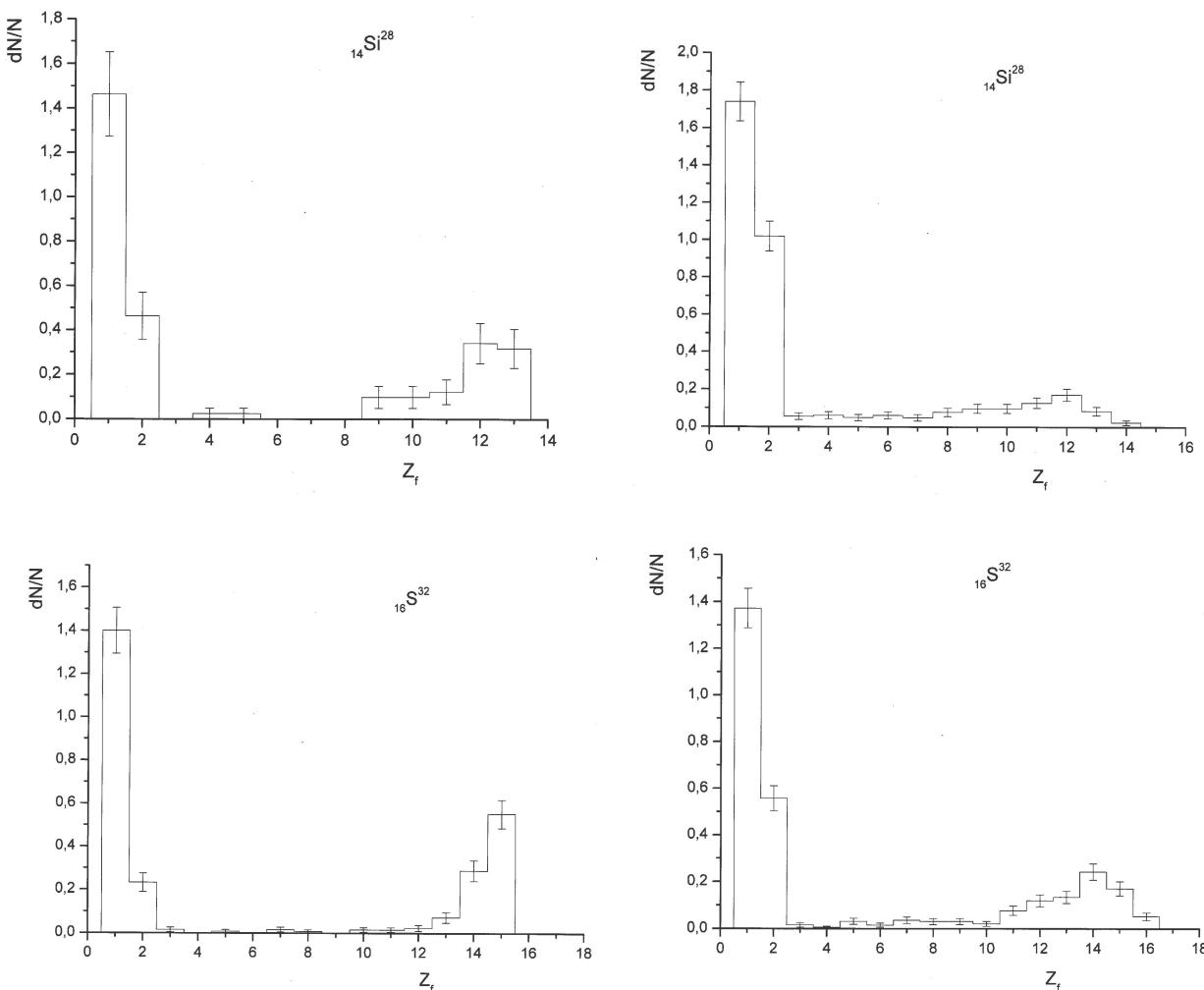


Рис. 1. Распределение среднего числа фрагментов  $\langle n_f \rangle$  по их зарядам для ядра-снаряда с энергией 14,6 А·ГэВ ( $^{14}\text{Si}^{28}$ ) и 200 А·ГэВ ( $^{16}\text{S}^{32}$ ). Слева – КПВ, справа – КДС

зарядами  $Z=1$  и  $Z=2$  ( $\langle n_{Z=1} \rangle$ ,  $\langle n_{Z=2} \rangle$ ) в КПВ уменьшается с увеличением энергии как для легких, так и для тяжелых ядер: незначительно при 14,6 А·ГэВ и заметно (в 2-3 раза) при более высоких энергиях (158-200 А·ГэВ). Отметим, что отношение этих величин  $\langle n_{Z=1} \rangle / \langle n_{Z=2} \rangle$  для легких ядер с 14,6 А·ГэВ сохраняется таким же, что и при 3,7 А·ГэВ, но при более высокой энергии (200 А·ГэВ) возрастает значительно (1,5 раза), что нельзя сказать для тяжелых ядер, т.е. для легких ядер происходит большее «дробление» фрагментов, чем для тяжелых ядер.

Сопоставим рассмотренные выше характеристики в событиях КДС. Значение  $\langle n_{Z=1} \rangle$  в легких ядрах практически не изменяется с увеличением энергии, а в тяжелых – заметно уменьшается. Значение  $\langle n_{Z=2} \rangle$  падает как для легких ядер, так и тяжелых. Здесь также отметим, что

$\langle n_{Z=1} \rangle / \langle n_{Z=2} \rangle$  существенно возрастает ( $\geq 2$  раза) с увеличением энергии для легких ядер, а для тяжелых, наоборот, уменьшается. Подобное изменение характеристик фрагментов может оказаться очень даже критичным к теоретическим представлениям рассматриваемых процессов.

Зависимости среднего числа многозарядных фрагментов ( $\langle n_{Z \geq 3} \rangle$ ) от  $A_c$  для легких и тяжелых ядер при более высоких энергиях представлены в таблице 2. Для легких ядер среднее число многозарядных фрагментов  $\langle n_{Z \geq 3} \rangle$  оказалось одинаковым и равным единице, т.е. практически в каждом событии есть один многозарядный фрагмент. Для тяжелых же ядер, как и следовало ожидать, встречаются два и даже три многозарядных фрагмента, т.е.  $\langle n_{Z \geq 3} \rangle$  больше единицы и их доля по отношению к общему числу событий также представлена в этой таблице. Из нее следует, что

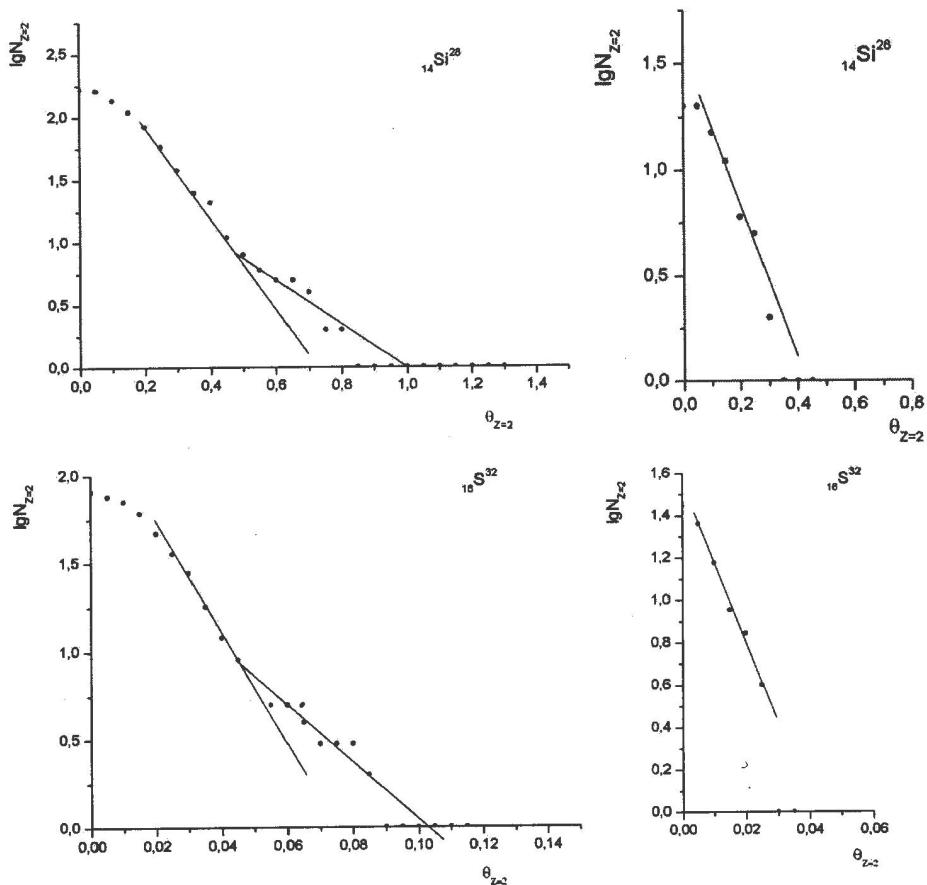


Рис. 2. Интегральное угловое распределение фрагментов с зарядом  $Z=2$  для ядер  $^{14}Si^{28}$  (14,6 А·ГэВ) и  $^{16}S^{32}$  (200 А·ГэВ): КПВ – левые рисунки, КДС – правые

в КПВ для  $^{79}Au^{197}$  и  $^{82}Pb^{208}$ , несмотря на большую разницу в энергиях (15 раз),  $\langle n_{Z=3} \rangle$  оказалась близки, а в КДС эта величина меньше, чем в КПВ, что, по-видимому, связано с меньшей передачей энергии.

#### Угловые характеристики фрагментов.

Ранее обнаруженный излом в интегральном угловом распределении фрагментов с зарядом  $Z=2$  легких ядер-снарядов с энергией 3,7 А·ГэВ в событиях КПВ сохранился и при значительно больших энергиях – 14,6÷200 А·ГэВ ( $^{14}Si^{28}, ^{16}S^{32}$ ), а также для существенно тяжелых ядер ( $^{79}Au^{197}, ^{82}Pb^{208}$ ) в широком диапазоне энергий – 10,7÷158 А·ГэВ. Повторилось также отсутствие излома в событиях КДС.

Отметим также, что в интегральном угловом спектре однозарядных фрагментов ( $Z=1$ ) как в КПВ, так и в КДС оказались одинаковыми (излом отсутствует).

Таким образом, установленная особенность для углов вылета фрагментов с  $Z=2$  (в основном

$\alpha$ -частицы) не зависит от массы и энергии ядер, из которых вылетают эти фрагменты.

Из рисунков 2 и 3, где представлены интегральные угловые распределения для указанных выше легких и тяжелых ядер, видно, что наклон спектров до излома в КПВ совпадает с наклоном спектров в КДС, что свидетельствует о едином механизме образования (источнике) фрагментов, а именно: из возбужденного ядра-снаряда. При этом не имеет значения, что переносчики энергии в КПВ и КДС разные.

Совершенно другая причина появления фрагментов, угол вылета которых соответствует спектру после излома, т.е. более пологой части, что, во-первых, свидетельствует о другом механизме образования фрагментов, и во-вторых, их угол вылета в среднем заметно больше, чем у фрагментов до излома.

Напрашивается следующее объяснение полученного результата. В структуре ядра с некоторой вероятностью возникают  $\alpha$ -кластеры, ко-

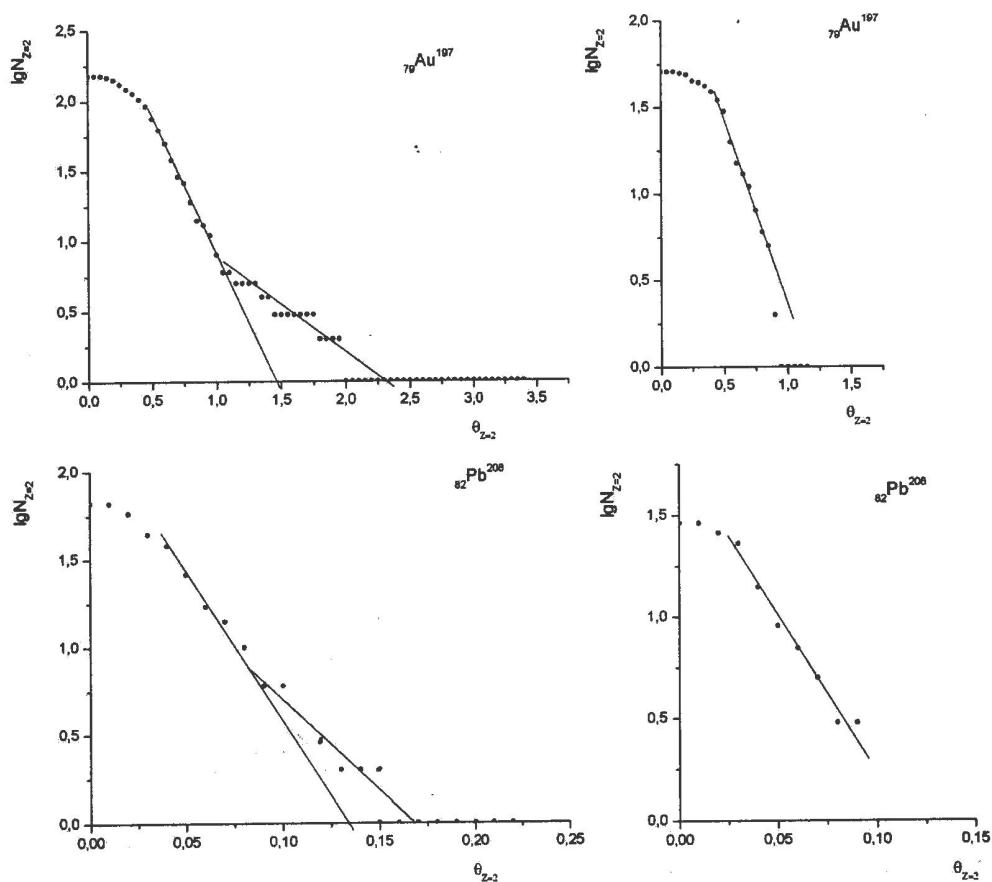


Рис. 3. Интегральное угловое распределение фрагментов с зарядом  $Z=2$   
для ядер  $^{197}\text{Au}$  (10,7 А·ГэВ) и  $^{208}\text{Pb}$  (158 А·ГэВ): КПВ – левые рисунки, КДС – правые

торые в момент столкновения рассеиваются на нуклонах (или  $\alpha$ -кластерах) ядра-мишени и вылетают под большими углами, чем представляющие основную часть  $\alpha$ -частицы, вылетающие в узком конусе из возбужденного остаточного ядра-снаряда.

Аналогичный результат был получен авторами ранее [1] при анализе экспериментальных данных, относящихся к взаимодействиям легких ядер (в том числе и ядер  $^{14}\text{Si}^{28}$ ,  $^{16}\text{S}^{32}$ ), но при заметно меньших энергиях – 3,7 А·ГэВ (облучение ядерной фотоэмulsionии на синхрофазотроне ОИЯИ, г. Дубна).

В таблице 3 приведены некоторые характеристики, связанные с изломом в угловом распределении фрагментов с зарядом  $Z=2$  в событиях КПВ. Из данных таблицы следует, что значение угла, при котором происходит излом ( $\theta_{\text{излом}}$ ), для ядер-снарядов, близких по массе ( $^{14}\text{Si}^{28}$  и  $^{16}\text{S}^{32}$ ), при одной и той же энергии 3,7 А·ГэВ оказалось практически одинаковым [1]. Но с увеличением

энергии (14,6÷200 А·ГэВ) значение  $\theta_{\text{излом}}$  уменьшается, что легко объяснить уменьшением предельного угла вылета фрагментов ядра-снаряда ( $\theta_{\text{пп}}$ ) с увеличением первичного импульса ( $P_0$  на нуклон) и массы фрагментов ( $A\varphi$ ):  $\sin \theta_{\text{пп}} = 0,2/A\varphi \cdot P_0$ . Отметим, что доля фрагментов от их общего числа в событиях после излома ( $(\Delta n\varphi / n\varphi)\%$ ) независимо от энергии и массы ядер-снарядов оказалась одинаковой в пределах ошибок (ошибки большие, т.к. доля этих фрагментов очень мала).

Рассмотрим среднее значение поперечного импульса  $\langle P \perp \rangle$  для фрагментов с  $Z = 2$ , попадающих по их углу вылета в интервал до излома и после излома. Значение поперечного импульса определяется по формуле:  $\langle P \perp \rangle = 2Z_f P_0 \sin \langle \theta \rangle$ , где  $Z_f$  – заряд фрагмента,  $P_0$  – импульс ядра-снаряда на нуклон.

Значение  $\langle P \perp \rangle$  для  $^{14}\text{Si}^{28}$  с энергией 14,6 А·ГэВ практически сохранилось, что и для энергии 3,7 А·ГэВ. Только при значительном повышении

Таблица 3. Характеристики фрагментов с  $Z = 2$  в КПВ до и после излома

Ядро	$E$ (A·ГэВ)	$\theta^\circ$ излом	$(\Delta n_{Z=2}/n_{Z=2})\%$	$\langle P \perp \rangle$ до излома	$\langle P \perp \rangle$ после излома
$^{14}Si^{28}$	3,7	1,60	6±2	0,21	0,63
$^{14}Si^{28}$	14,6	0,45	6±2	0,22	0,78
$^{16}S^{32}$	3,7	1,70	3±1,5	0,23	0,75
$^{16}S^{32}$	200	0,045	6±3	0,28	0,97
$^{79}Au^{197}$	10,7	1,04	5±2	0,40	1,24
$^{82}Pb^{208}$	158	0,075	8±3	0,41	1,55

энергии (до 200 A·ГэВ) для  $^{16}S^{32}$  несколько повысилось. Для тяжелых ядер значение  $\langle P \perp \rangle$  оказалось в два раза больше, чем для легких ядер, как до излома, так и после излома.

## Выводы

Сравнительный анализ характеристик фрагментов (множественность, заряды, углы вылета), образованных в крайне периферических взаимодействиях (КПВ) и кулоновской диссоциации (КДС) легких ядер  $^{14}Si^{28}$  (14,6 A·ГэВ),  $^{16}S^{32}$  (200 A·ГэВ), а также тяжелых ядер  $^{79}Au^{197}$  (10,7 A·ГэВ),  $^{82}Pb^{208}$  (158 A·ГэВ) показал, что:

- во всех четырех экспериментах с увеличением первичной энергии доля событий в КПВ в 3 раза больше, чем в КДС; среднее число фрагментов, в том числе с зарядами  $Z = 1$ ,  $Z = 2$  и  $Z \geq 3$ , оказалось больше (в меньшей степени), но соотношение между собой значений указанных величин в обоих процессах (КПВ и КДС) остается одинаковым. Близким также оказался и вид распределения фрагментов по зарядам. Все это можно объяснить одинаковым механизмом фрагментации возбужденных ядер, несмотря на существенно разный способ передачи энергии в обоих процессах;

- в КПВ среди фрагментов с зарядом  $Z = 2$  наблюдаются с большими углами вылета, чем остальные фрагменты (наличие излома в интегральном угловом распределении), что, по-видимому, можно объяснить присутствием как в легких, так и в тяжелых ядрах  $\alpha$ -кластеров, которые с некоторой вероятностью в момент столк-

новения с нуклонами (или  $\alpha$ -кластерами) ядрами рассеиваются на большие углы, чем  $\alpha$ -фрагменты, вылетевшие из возбужденного ядра-снаряда.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Андреева Н.П., Гайтинов А.Ш., Скоробогатова В.И., Филиппова Л.Н., Шайхиева Д.Б. Полное разрушение легких ядер при энергии 3,7 ГэВ на нуклон // Изв. НАН РК, сер. физ-мат. – 2006. – №6. – С. 46-51.
2. Bradnova V, Chernyavsky M.M., Gaitinov A.Sh. et al. Studies of light nucleus clustering in relativistic multifragmentation processes // Acta physica slovaca – 2004 – vol. 54. No. 4.
3. Andreeva N.P. et al. Clustering in light nuclei in fragmentation above 1 A GeV // Eur. Phys. J. – 2006 – A 27 – s01 – p. 295-300.
4. Кадменский С.Г. Кластеры в ядрах. // Соровский образовательный журнал. 2000 – т.6 – № 3 – с. 87-92.

## Резюме

Ядроның құрылымдық ерекшелігін (альфа-кластерленуін) анықтау мақсатында бастапқы энергиясы 14,6-200 A ГэВ аса перифериялық әрекеттестіктерде және кулондық диссоциацияда жеңіл және ауыр снаряд-ядросының үзінділеуі бойынша тәжірибелік мәліметтерді салыстырмалы талдаудың нәтижесі көлтірілген.

## Summary

Results of the comparative analysis of experimental data on a fragmentation of light and heavy nucleus - shells in the extremely peripheral interactions and Coulomb dissociation are submitted at primary energy 14,6-200 A GeV with the purpose of revealing structural features of nucleus (alpha - clusterization).

TOO ФТИ,  
г. Алматы

Поступила 17.05.09 г.