

**ИЗОТОПНЫЙ СОСТАВ ФРАГМЕНТОВ, ОБРАЗОВАННЫХ В  
 $^{16}\text{O}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

*В.В.Глаголев, К.Г.Гуламов<sup>+</sup>, М.Ю.Кратенко<sup>+</sup>, В.Д.Липин<sup>+</sup>,  
С.Л.Лутпуллаев<sup>+</sup>, К.Олимов<sup>+</sup>, И.Э.Шокиров\*, С.Н.Шпилев<sup>+</sup>,  
А.А.Юлдашев<sup>+</sup>, Б.С.Юлдашев\**

*Объединенный институт ядерных исследований  
141980 Дубна, Московская обл., Россия*

*<sup>+</sup>Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз  
700084 Ташкент, Узбекистан*

*\*Институт ядерной физики АН РУз  
702132 Ташкент, Узбекистан*

Поступила в редакцию 18 августа 1993 г.

Получены новые экспериментальные данные по изотопному составу фрагментов ядра кислорода, образованных в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3,25 ГэВ/с. Данные сопоставляются с предсказаниями каскадно-фрагментационной испарительной модели.

Экспериментальное изучение адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях привело за последние 20 лет к установлению ряда закономерностей явления фрагментации ядер [1-3]. Например, сечение образования фрагментов ядра снаряда, начиная с энергий 2 ГэВ на нуклон, остается постоянным и очень слабо зависит от массы мишени. В системе покоя ядра снаряда угловое распределение фрагментов близко к изотропному, а импульсное распределение имеет гауссовскую форму с шириной  $< 200$  МэВ/с [1-3].

Важную информацию о механизме фрагментации ядер в  $hA$ - и  $AA$ -соударениях могут дать данные по изотопному составу вторичных ядер.

Ранее в работах [4-7] нами было представлено детальное исследование множественности различных типов заряженных частиц в  $^{16}\text{O}$ -взаимодействиих при 3,1 ГэВ/с на нуклон. Экспериментальные данные были получены с помощью 100-сантиметровой водородной пузырьковой камеры, экспонированной на синхрофазотроне ОИЯИ в пучке релятивистских ядер кислорода. Отметим, что применение водородной камеры в магнитном поле позволяет с высокой эффективностью идентифицировать вторичные частицы в условиях  $4\pi$ -геометрии, в том числе фрагменты по зарядам.

Настоящая работа является продолжением цикла исследований  $^{16}\text{O}$ -взаимодействий [4-7], и в ней представлены результаты изучения изотопного состава фрагментов ядра кислорода. Отдельные методические вопросы обработки стереофотографий с водородной камеры приведены в работах [4-7]. Экспериментальные данные, представленные ниже, основаны на анализе 4500 измеренных событий. Изотопный состав фрагментов ядер с зарядом  $Z$  определялся путем анализа распределений по величине  $X = Z/P$ , где  $Z$  - заряд фрагмента и  $P$  - его импульс. Величина  $X$  пропорциональна радиусу кривизны трека фрагмента в магнитном поле камеры, и погрешности ее измерения распределяются по закону Гаусса. Отметим, что точность измерения импульса зависит от длины трека и его заряда. Для разделения изотопов в дальнейшем

рассматривались треки только с измеренной длиной  $L_f > 40$  см в рабочем объеме камеры. При таком отборе средняя погрешность в измерении импульса составляет менее 4% при всех значениях заряда и более надежно идентифицируется заряд фрагмента. В отобранных событиях с фрагментами с  $L_f > 40$  см был проведен дополнительный методический просмотр, в результате которого из общей статистики были исключены 3% событий, образованные пучковыми с  $Z_0 = 7$ .

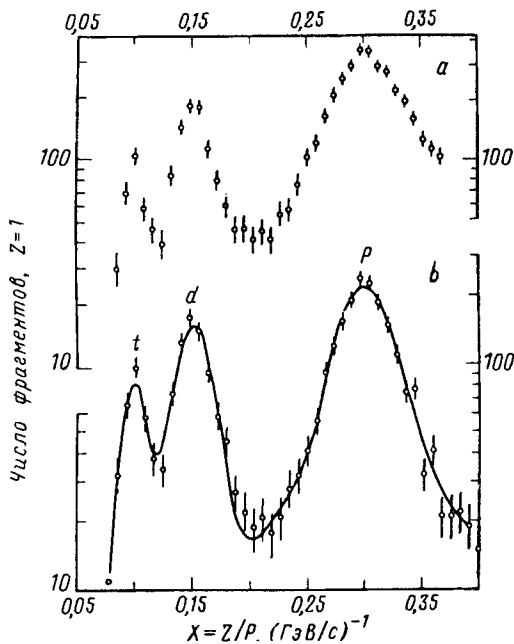


Рис.1. Распределение однозарядных положительных частиц по величине  $X = Z/P$ ;  $a$  – без ограничения на углы вылета фрагментов –  $\theta_n$ ;  $b$  – для фрагментов с углами вылета  $\theta_n \leq 3, 6^\circ$ , кривая – результат фита

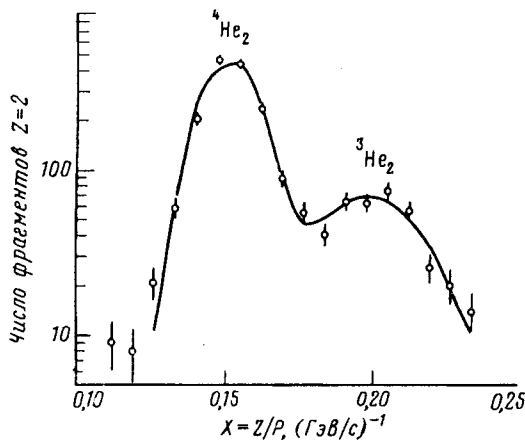


Рис.2. Распределение двухзарядных фрагментов по величине  $X = Z/P$ . Кривая – результат фита

На рис.1 и 2 приведены распределения по величине  $X = Z/P$  для однозарядных положительных частиц и двухзарядных фрагментов. На рис.1а представлен спектр для частицы с  $Z = 1$  и импульсом  $P > 2,5$  ГэВ/с. Видно,

что наблюдаются три максимума, соответствующие изотопам ядра водорода, —  $p, d, t$ . Протонный пик не симметричен относительно максимума, что можно объяснить вкладом по крайней мере двух различных механизмов образования быстрых протонов; это, в основном, выбитие в результате внутриядерного каскада и "испарительные", образованные развалом остаточного ядра. На рис.1б приведен спектр частиц с  $Z = 1$  при ограничении угла вылета относительно снаряда  $\theta < 3,6^\circ$  в л.с.к. Для протонов такое ограничение соответствует поперечному импульсу 200 МэВ/с. Видно, что протонная часть спектра становится симметричной. При аппроксимации спектра суммой трех гауссовских распределений, соответствующих вкладам  ${}^1\text{H}_1$ ,  ${}^2\text{H}_1$  и  ${}^3\text{H}_1$ ,  $\chi^2/\text{число ст.св.} = 3$ . Хорошее согласие достигается, если предположить, что спектр протонов описывается суммой двух функций Гаусса, отличающихся шириной ( $\chi^2/\text{число ст.св.} < 1$ ).

На рис.2, где представлено  $X$ -распределение фрагментов с  $Z = 2$ , видны два максимума, соответствующие ядрам  ${}^9\text{He}_2$  и  ${}^4\text{He}_2$ , и спектр хорошо описывается суммой двух функций Гаусса ( $\chi^2/\text{число ст.св.} < 1$ ).

Средние значения импульсов на нуклон, полученные по параметрам аппроксимации, несколько превышают ранее приведенную величину 3,1 ГэВ/с и составляют, например, для  ${}^4\text{He}_2$ :  $3,25 \pm 0,03$  ГэВ/с на нуклон. Аналогичный результат был получен и для пучка — ядер кислорода; по измерениям он оказался равным  $3,26 \pm 0,003$  ГэВ/с на нуклон.

#### Выходы изотопов (в%) в ${}^{16}\text{O}_p$ -соударениях

Z	A	Эксперимент	КФИМ
1	${}^1\text{H}_1$	$69,1 \pm 2,1$	$64,3 \pm 0,6$
	${}^2\text{H}_1$	$21,4 \pm 0,9$	$24,6 \pm 0,4$
	${}^3\text{H}_1$	$9,5 \pm 0,6$	$11,1 \pm 0,2$
2	${}^3\text{He}_2$	$19,9 \pm 1,0$	$29,0 \pm 0,5$
	${}^4\text{He}_2$	$80,1 \pm 2,0$	$68,5 \pm 0,8$
	${}^6\text{He}_2$	$< 1$	$2,5 \pm 0,1$
3	${}^6\text{Li}_3$	$55 \pm 6$	$46,1 \pm 1,4$
	${}^7\text{Li}_3$	$41 \pm 5$	$36,9 \pm 1,2$
	${}^8\text{Li}_3$	$4 \pm 2$	$17,0 \pm 0,8$
4	${}^7\text{Be}_4$	$61 \pm 7$	$55,7 \pm 1,5$
	${}^9\text{Be}_4$	$35 \pm 5$	$16,4 \pm 0,8$
	${}^{10}\text{Be}_4$	$4 \pm 2$	$27,9 \pm 1,1$
5	${}^{10}\text{B}_5$	$49 \pm 5$	$42,5 \pm 1,2$
	${}^{11}\text{B}_5$	$49 \pm 5$	$50,2 \pm 1,4$
	${}^{12}\text{B}_5$	$2 \pm 1$	$7,3 \pm 0,5$
6	${}^{10}\text{C}_6$	$3 \pm 1$	$16,2 \pm 0,6$
	${}^{11}\text{C}_6$	$17 \pm 2$	$38,4 \pm 0,9$
	${}^{12}\text{C}_6$	$54 \pm 4$	$19,8 \pm 0,6$
	${}^{13}\text{C}_6$	$19 \pm 2$	$20,1 \pm 0,6$
7	${}^{14}\text{C}_6$	$7 \pm 1$	$5,5 \pm 0,3$
	${}^{13}\text{N}_7$	$10 \pm 1$	$8,9 \pm 0,4$
	${}^{14}\text{N}_7$	$40 \pm 4$	$47,7 \pm 1,0$
	${}^{15}\text{N}_7$	$50 \pm 5$	$43,4 \pm 0,9$

Были также изучены спектры фрагментов с  $Z = 3-7$  по величине  $X$  и определены их относительные выходы. Результаты представлены в таблице. Там же приведены данные расчетов по каскадно-фрагментационной испарительной модели (КФИМ) [8]. Изотопы с относительным выходом менее 1% по КФИМ в таблице не приведены. Из-за отбора фрагментов по измеренной длине часть вторичных частиц теряется в результате взаимодействия с рабочей жидкостью

камеры. Эти потери составляют 5% для протонов и 30% для ядра азота на длине 40 см. Данные, представленные в таблице, получены с учетом потери в зависимости от атомного номера ядра-фрагмента, которые были вычислены по сечениям Ар-взаимодействия [9,10].

Как было показано в работе [4], КФИМ в целом удовлетворительно описывает множественное образование фрагментов ядра кислорода. Имеющиеся расхождения с моделью в значительной степени связаны с особенностью структуры ядра кислорода, в частности известно, что в легких ядрах важную роль играет кластеризация нуклонов в  $\alpha$ -частицы. При малых энергиях возбуждения ядер это может привести к значительно большей вероятности его распада на  $\alpha$ -кластеры, чем это предсказывается с помощью фермиевского развала, в котором вероятность канала распада определяется только его фазовым объемом.

Сравнительный анализ полученных данных и расчетов по КФИМ показывает (см. таблицу), что для выходов однозарядных фрагментов имеется согласие с экспериментом. Для изотопов ядра гелия экспериментальный выход  ${}^4\text{He}_2$  заметно превышает предсказание модели. Наибольшее расхождение наблюдается в выходах изотопов ядра углерода; максимальный выход по КФИМ здесь имеет  ${}^{11}\text{C}_6$ , в то время как в эксперименте половина наблюдаемых фрагментов состоят из ядер  ${}^{12}\text{C}_6$ . Заметные расхождения имеются также в выходах изотопов ядра бериллия.

В заключение нам приятно выразить свою благодарность сотрудникам ЛВЭ ОИЯИ за получение экспериментального материала, техническому персоналу лаборатории за просмотр и измерение данных. Мы благодарны В.Ш.Навотному за полезные дискуссии и помощь при выполнении данной работы.

- 
1. H.N.Heckman, D.E.Greiner, P.J.Lindstrom and F.S.Bieser, Phys. Rev. Lett. **28**, 926 (1972); D.E.Greiner, P.J.Lindstrom, H.N.Heckman et al. Phys. Rev. Lett. **35**, 153 (1975).
  2. G.M.Reisbeck and F.Yiou, Phys. Rev. Lett. **35**, 155 (1975).
  3. Ю.П.Яковлев, ЭЧАЯ **14**, вып.6, 1286 (1983).
  4. А.С.Ботвина, В.Вислицкий, А.Ш.Гайтинов и др., Препринт ФТИ НПО "Физика-Солнце", Ташкент, 146-91-ФВЭ.
  5. В.В.Глаголев и др., Сообщения ОИЯИ, P1-89-218, Дубна, 1989.
  6. В.Вислицкий и др., Сообщения ОИЯИ, P1-90-306, Дубна, 1990.
  7. Б.У.Амеева и др., Сообщения ОИЯИ, P1-91-545, Дубна, 1991.
  8. A.S.Botvina, A.S.Cjnov, and I.N.Mishustin, Nucl. Phys. A**507**, 649 (1990); Препринт ИЯИ АН СССР 626, Москва, 1989.
  9. В.С.Барашенков и В.Д.Тснеев. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами, М.: Атомиздат, 1972.
  10. Compilation of cross-sections 111, CERN-HERA 81-01-1984.