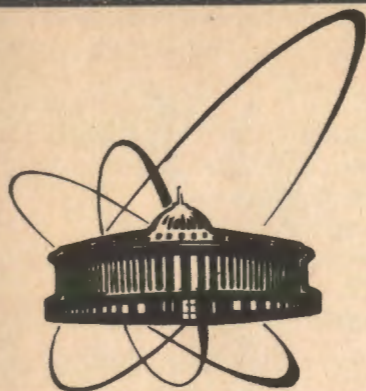


91-545



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

P1-91-545

ОБРАЗОВАНИЕ ЛЕГКИХ ФРАГМЕНТОВ ЯДРА
КИСЛОРОДА В ^{16}O -р ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 3,1 А·ГэВ/с

1991

1. В настоящей работе мы представим экспериментальные данные о характеристиках легких фрагментов (ядра ${}^1\text{H}_1$, ${}^2\text{H}_1$, ${}^3\text{H}_1$, ${}^3\text{He}_2$, ${}^4\text{He}_2$), образованных во взаимодействиях ядер кислорода с водородом при импульсе $P_0 \approx 3,1\text{А} \cdot \text{ГэВ}/\text{с}$. Интерес к экспериментальному изучению процессов образования легких фрагментов в соударениях с ядрами обусловлен тем, что такие данные могут быть весьма чувствительными как к механизмам адрон-ядро-ядерного взаимодействия, так и к структуре фрагментирующего ядра (см. обзоры [1]).

Экспериментальные данные были получены с помощью 100 см водородной пузырьковой камеры, экспонированной на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ (Дубна) в пучке релятивистских ядер кислорода [2]. В 10028 неупругих ${}^{16}\text{O}$ -р взаимодействиях, зарегистрированных в рабочем объеме камеры, были определены заряды вторичных частиц и измерены их импульсы.

При проведении эксперимента использовался специально разработанный набор процедур математической обработки: ZINPUT-GEOM-CLEFN-PRDST [3,4], позволивший соединять результаты просмотра и идентификации с результатами расчетов по программе геометрической реконструкции, получать тестовые методические распределения, паспортизовать данные, обеспечивать автоматическое накопление результатов в сеансах счета на ЭВМ и т.д.

В программу геометрии были внесены следующие изменения:

- а) введена таблица стабильных изотопов с $Z \geq 2$;
- б) с учетом закона сохранения электрического заряда и топологии события исключены лишние гипотезы массового фита;
- в) для однозначности сопоставления с результатами просмотра сделан перевод координат вершин событий в плоскость первой проекции;
- г) введен контроль за временем обработки текущего события.

Для интересующих нас в данной работе однозарядных ($Z = 1$) и двухзарядных ($Z = 2$) вторичных частиц средние относительные погрешности при измерении импульсов оказались соответственно равными

$$(\Delta p/p)_{Z=1} = (3,14 \pm 0,01)\% \text{ и } (\Delta p/p)_{Z=2} = (4,30 \pm 0,02)\%.$$

Следует отметить, что для анализа мы отобрали частицы с $Z = 1$ и $Z = 2$, импульсы которых были измерены с точностью $(\Delta p/p) \leq 15\%$, и затем

вводили поправки в данные, связанные с наличием треков частиц, на которых импульсы либо не могли быть измерены (их доля не превышала 5%), либо измерялись с погрешностью $\geq 15\%$ (доля таких частиц составляла $\approx 5\%$).

Более подробные сведения об эксперименте, а также данные о множественностях заряженных частиц и о зарядовых распределениях фрагментов содержатся в работах [2,5].

Для сравнения с экспериментальными данными мы использовали каскадно-фрагментационно-испарительную модель (КФММ) протон-ядерных взаимодействий [6]. Модель описывает основные процессы, протекающие в ядре при таких энергиях: каскад последовательных N-N и π -N взаимодействий, предравновесную эмиссию частиц и распад возбужденного остаточного ядра. В рамках КФММ было смоделировано 22200 ^{16}O -p взаимодействий. При сравнении данных с результатами расчетов были учтены экспериментальные критерии и ограничения.

2. На Рис.1 представлено распределение по величине $X=1/p$ (p-импульс частицы) для вторичных частиц с зарядом $Z=+1$ для рассматриваемых нами ^{16}O -p взаимодействий; для вторичных частиц с зарядом $Z=+2$ такое распределение представлено на Рис.2. Выше отмечалось, что в распределения включались лишь те частицы, величины импульсов которых были измерены с точностью $\leq 15\%$. Заметим также, что в распределение на Рис.1 не включались однозначно идентифицированные π^+ -мезоны и медленные протоны отдачи, выбитые из ядра кислорода в процессе взаимодействия.

Очевидно, что максимумы на Рис.1,2 отвечают ожидаемому образованию различных изотопов ядер водорода и гелия - стриппинговых продуктов фрагментации первичного ядра кислорода. Распределения на Рис.1 были аппроксимированы суммами гауссовских распределений, отвечающих вкладам протонов, дейтронов и тритонов. При этом, поскольку в X-распределениях однозарядных частиц при $X \geq X_0 = 1/p_0$ значительный вклад могут давать рожденные π^+ -мезоны и релятивистские протоны, выбитые из ядра кислорода, аппроксимировалась только левая часть пика на Рис.1, соответствующая вкладу только спектаторных протонов, а их полный вклад определялся из условия симметричности X-распределения стриппинговых протонов относительно X_0 . Таким же образом оценивались вклады $^3\text{He}_2$, $^4\text{He}_2$.

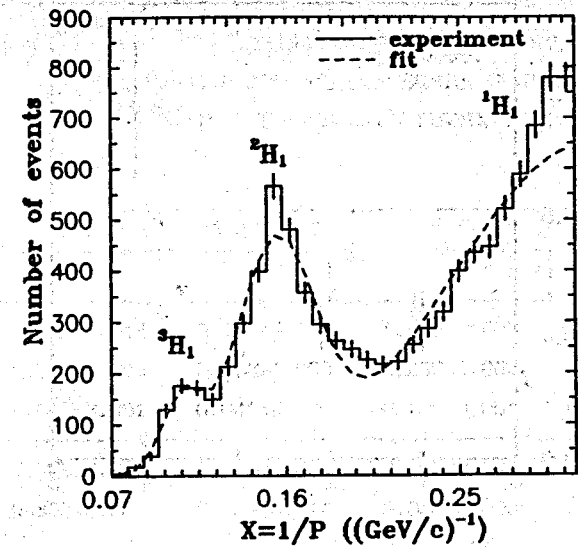


Рис.1. $X=1/p$ - распределение однозарядных фрагментов в ^{16}O -p взаимодействиях. Кривая - результат аппроксимации экспериментальных данных (см. текст).

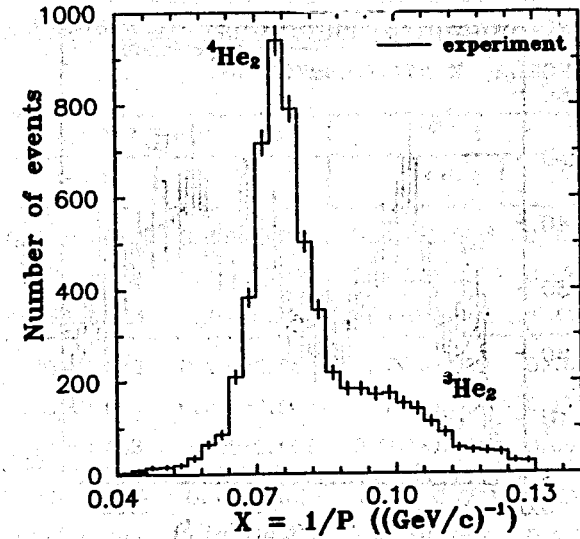


Рис.2. $X=1/p$ - распределение двухзарядных фрагментов ядра кислорода в ^{16}O -p - соударениях.

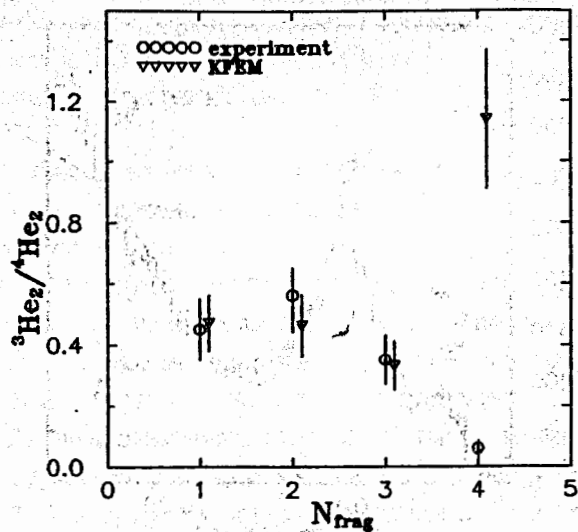


Рис.3. Зависимость отношений вероятности выходов ${}^3\text{He}_2$ и ${}^4\text{He}_2$ от числа двухзарядных фрагментов n_2 .

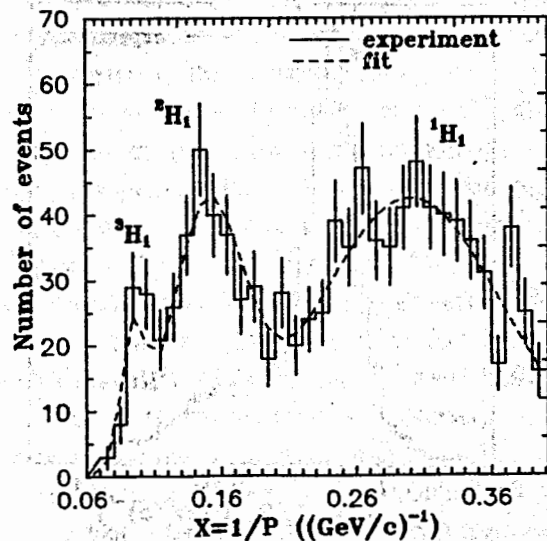


Рис.4. $X = 1/p$ - распределение однозарядных фрагментов из событий полного развала в ${}^{16}\text{O}$ -р взаимодействиях. Кривая - результат аппроксимации экспериментальных данных.

Таблица 1 Средние множественности и вероятности образования легких фрагментов в ${}^{16}\text{O}$ -р взаимодействиях при $3,1\text{A}\cdot\text{ГэВ}/\text{с}$

Тип	ЭКСПЕРИМЕНТ		К Ф И М	
	$\langle n_f \rangle$	w	$\langle n_f \rangle$	w
${}^1\text{H}_1$	1.210 ± 0.014	0.726 ± 0.009	1.038 ± 0.007	0.750 ± 0.005
${}^2\text{H}_1$	0.388 ± 0.005	0.233 ± 0.003	0.239 ± 0.002	0.173 ± 0.001
${}^3\text{H}_1$	0.067 ± 0.001	0.041 ± 0.005	0.108 ± 0.001	0.077 ± 0.001
${}^3\text{He}_2$	0.179 ± 0.005	0.298 ± 0.008	0.152 ± 0.001	0.291 ± 0.002
${}^4\text{H}_2$	0.422 ± 0.008	0.702 ± 0.014	0.358 ± 0.003	0.684 ± 0.005
${}^5\text{H}_2$	-	-	0.013 ± 0.001	0.025 ± 0.001

Таблица 2 Средние множественности и вероятности образования однозарядных фрагментов в зависимости от множественности χ^- -мезонов

Тип	ЭКСПЕРИМЕНТ		К Ф И М		МНОЖ. χ^-
	$\langle n_f \rangle$	w	$\langle n_f \rangle$	w	
${}^1\text{H}_1$	0.979 ± 0.013	0.709 ± 0.010	0.881 ± 0.007	0.736 ± 0.006	$n_- = 0$
${}^2\text{H}_1$	0.338 ± 0.005	0.245 ± 0.003	0.206 ± 0.002	0.172 ± 0.002	
${}^3\text{H}_1$	0.063 ± 0.001	0.046 ± 0.001	0.110 ± 0.001	0.092 ± 0.001	
${}^1\text{H}_1$	1.705 ± 0.043	0.710 ± 0.018	1.350 ± 0.020	0.764 ± 0.010	$n_- = 1$
${}^2\text{H}_1$	0.627 ± 0.015	0.261 ± 0.007	0.310 ± 0.004	0.178 ± 0.002	
${}^3\text{H}_1$	0.070 ± 0.002	0.029 ± 0.001	0.103 ± 0.001	0.058 ± 0.001	
${}^1\text{H}_1$	2.308 ± 0.211	0.714 ± 0.065	2.190 ± 0.090	0.850 ± 0.034	$n_- > 2$
${}^2\text{H}_1$	0.858 ± 0.078	0.265 ± 0.024	0.400 ± 0.017	0.148 ± 0.006	
${}^3\text{H}_1$	0.067 ± 0.006	0.021 ± 0.002	0.100 ± 0.004	0.037 ± 0.002	

Результаты аппроксимации представлены на рис. 1 в виде кривой и в таблице 1, где они сравниваются с результатами расчетов по КФИМ. Видно, что в обоих случаях достигается хорошее описание данных суммами трех изотопов ядер водорода и двух изотопов ядер гелия. Вкладами изотопов, более тяжелых, чем $^3\text{H}_1$ (в случае однозарядных фрагментов) и $^4\text{He}_2$ (в случае двухзарядных), при имеющейся у нас статистике можно пренебречь.

Как в эксперименте, так и в КФИМ основной вклад в множественность одно- и двухзарядных стриппинговых фрагментов дают соответственно протоны и ядра $^4\text{He}_2$. При этом в модели недооценивается полная множественность как однозарядных, так и двухзарядных стриппинговых фрагментов ядра кислорода. Что касается вероятностей образования разных изотопов, модель существенно недооценивает вероятность образования дейтронов и переоценивает долю тритонов среди однозарядных фрагментов; наряду с этим модель несколько недооценивает вероятность образования ядер $^4\text{He}_2$.

3. Представляет интерес выяснить вопрос о том, как зависят множественности различных типов легких стриппинговых фрагментов ядра кислорода от других характеристик рассматриваемых $^{16}\text{O-p}$ взаимодействий, в частности, от множественности π^- -мезонов. Ввиду того, что в нашем случае π^- -мезоны рождаются только на каскадной стадии, их число, в принципе, может служить мерой энергии возбуждения фрагментирующего остаточного ядра.

В таблице 2 представлены данные, характеризующие зависимость средних множественностей протонов, дейтронов, тритонов от множественности отрицательных пионов, а в таблице 3 такие данные представлены для изотопов ядер гелия.

Видно, что с увеличением числа рожденных π^- -мезонов (n^-) полная множественность однозарядных спектаторных фрагментов возрастает как на опыте, так и в модели, причем в модели возрастает вероятность образования протонов, тогда как в эксперименте доля протонов остается постоянной. Рост множественности однозарядных фрагментов происходит за счет роста множественности и протонов и дейтронов, а относительные вклады разных изотопов ядра водорода на опыте остаются приблизительно одинаковыми при разных n^- . Отметим также, что аналогично данным из таблицы 1 в событиях с разным числом π^- -мезонов КФИМ существенно недооценивает долю дейтронов среди всех однозарядных фрагментов.

Из данных таблицы 3 видно, что с увеличением множественности π^- -мезонов в $^{16}\text{O-p}$ взаимодействиях происходит существенное перераспределение вкладов различных изотопов ядер гелия — вклад ядер $^3\text{He}_2$ возрастает с n^- , в то время как вклад более тяжелых изотопов уменьшается. В модели эти тенденции выражены более сильно, чем в эксперименте. Заметим также, что полная множественность двухзарядных фрагментов увеличивается с множественностью рожденных π^- -мезонов.

4. Хорошо известно, что в процессе фрагментации ядра кислорода реакции с образованием ядер гелия играют выделенную роль, что проявляется, например, в больших вероятностях реализации таких каналов фрагментации. Поэтому представляется интересным выяснить, как зависит изотопный состав рассматриваемых нами спектаторных фрагментов от числа двухзарядных частиц в конечном состоянии взаимодействия. Чтобы исследовать это, мы выделили такие $^{16}\text{O-p}$ — соударения, в конечном состоянии которых заряды фрагментов не превышали две единицы ($Z_f \leq 2$), и

Таблица 3 Средние множественности и вероятности образования двухзарядных фрагментов в $^{16}\text{O-p}$ взаимодействиях с разным числом π^- -мезонов

Тип	ЭКСПЕРИМЕНТ		К Ф И М		МНОЖ. π^-
	$\langle n_f \rangle$	w	$\langle n_f \rangle$	w	
$^3\text{He}_2$	0.135±0.004	0.250±0.009	0.105±0.001	0.236±0.002	$n^- = 0$
$^4\text{He}_2$	0.394±0.008	0.750±0.018	0.324±0.003	0.729±0.006	
$^6\text{He}_2$	—	—	0.015±0.001	0.035±0.001	
$^3\text{He}_2$	0.332±0.014	0.339±0.018	0.246±0.003	0.356±0.005	$n^- = 1$
$^4\text{He}_2$	0.501±0.019	0.601±0.023	0.438±0.006	0.633±0.008	
$^6\text{He}_2$	—	—	0.007±0.001	0.011±0.001	
$^3\text{He}_2$	0.365±0.057	0.358±0.055	0.493±0.021	0.499±0.021	$n^- > 2$
$^4\text{He}_2$	0.654±0.083	0.642±0.081	0.489±0.020	0.496±0.020	
$^6\text{He}_2$	—	—	0.005±0.001	0.005±0.001	

для таких событий определили изотопный состав ядер водорода и гелия в зависимости от множественности ядер гелия. Заметим, что при нашем отборе $^{16}\text{O-p}$ - соударений события с $n_2=0$ соответствуют событиям полного разрушения ядер кислорода. Полученные путем аппроксимации соответствующих X - распределений данные представлены в таблице 4 для изотопов водорода.

Из таблицы 4 видно, что при уменьшении n_2 , или, условно говоря, при переходе от периферических к центральным $^{16}\text{O-p}$ взаимодействиям, полная

Таблица 4 Средние множественности и вероятности образования изотопов водорода в зависимости от числа двухзарядных фрагментов

Тип	ЭКСПЕРИМЕНТ		К Ф И М		множ. n_2
	средний множественность	n	средний множественность	n	
$^1\text{H}_1$	4.527 ± 0.431	0.661 ± 0.063	3.667 ± 0.204	0.599 ± 0.033	$n_2=0$
$^2\text{H}_1$	1.827 ± 0.176	0.267 ± 0.025	1.286 ± 0.070	0.210 ± 0.012	
$^3\text{H}_1$	0.491 ± 0.047	0.072 ± 0.007	1.170 ± 0.064	0.191 ± 0.011	
$^1\text{H}_1$	3.382 ± 0.167	0.632 ± 0.031	3.082 ± 0.098	0.677 ± 0.019	$n_2=1$
$^2\text{H}_1$	1.596 ± 0.079	0.298 ± 0.015	0.923 ± 0.029	0.203 ± 0.006	
$^3\text{H}_1$	0.372 ± 0.018	0.070 ± 0.003	0.543 ± 0.017	0.120 ± 0.003	
$^1\text{H}_1$	2.726 ± 0.103	0.710 ± 0.027	2.458 ± 0.068	0.769 ± 0.021	$n_2=2$
$^2\text{H}_1$	0.939 ± 0.035	0.244 ± 0.009	0.550 ± 0.020	0.171 ± 0.005	
$^3\text{H}_1$	0.177 ± 0.007	0.046 ± 0.002	0.194 ± 0.005	0.060 ± 0.002	
$^1\text{H}_1$	1.320 ± 0.054	0.747 ± 0.031	1.460 ± 0.050	0.898 ± 0.031	$n_2=3$
$^2\text{H}_1$	0.420 ± 0.017	0.237 ± 0.001	0.142 ± 0.005	0.088 ± 0.003	
$^3\text{H}_1$	0.029 ± 0.001	0.016 ± 0.001	0.023 ± 0.001	0.014 ± 0.005	

множественность однозарядных фрагментов, как и ожидается, возрастает. Что касается изотопного состава, он слабо изменяется с изменением n_2 ; на опыте вклад протонов несколько уменьшается с уменьшением n_2 , вклад тритонов возрастает до 5% для событий полного разрушения падающего ядра

кислорода (рис.4), а вклад дейтронов остается приблизительно постоянным. Для событий полного разрушения доля дейтронов составляет 26,4%. КФМ, по сравнению с экспериментом, переоценивает вклад протонов и существенно недооценивает вклад дейтронов для периферических $^{16}\text{O-p}$ взаимодействий. Что касается центральных $^{16}\text{O-p}$ - соударений, КФМ существенно недооценивает роль процессов с образованием тритонов. Действительно, для событий полного разрушения ядра кислорода вклад тритонов в модели приблизительно одинаков с вкладом дейтронов, в то время как в эксперименте он втрое меньше.

Отношение вероятностей выходов $^3\text{He}_2, ^4\text{He}_2$ в зависимости от числа двухзарядных фрагментов n_2 в событии приведено на рис.3. Видно, что с ростом n_2 происходит заметное изменение соотношения вероятностей образования разных изотопов ядер гелия: вероятность образования ядер $^4\text{He}_2$ при этом резко возрастает, а вероятность образования $^3\text{He}_2$ уменьшается. В частности, для событий с $n_2=4$ почти 90% всех двухзарядных фрагментов ядра кислорода представляют собой $^4\text{He}_2$.

Из приведенных на рис.3 данных следует, что для событий с $n_2=1 \div 3$ данные КФМ находятся в разумном согласии с экспериментом. Однако при дальнейшем росте n_2 становится заметным их расхождение с экспериментальными данными, достигающее при $n_2=4$ существенного различия.

Возможной причиной такого сильного расхождения КФМ с экспериментом является то, что на опыте для событий с $n_2=4$ существенную роль играет крайне периферический процесс диссоциации (кулоновской и дифракционной) ядра кислорода на четыре ядра гелия (см.[5]), который в модели специальным образом не учитывался.

В заключение мы выражаем благодарность техническому персоналу наших лабораторий за качественное выполнение большого объема измерений.

1. S.Fredriksson, et.al. Phys. Repts. 144 (1987) 189;
В.Б.Гаврилов, Г.А.Лексин, Образование дейтронов в ядерных реакциях при высоких энергиях, XII Школа ИГЭФ по физике элементарных частиц, М., Энергоатомиздат, 1985, с.22.
2. В.В.Глаголев и др. Сообщение ОИЯИ Р1-89-218, Дубна, 1989;
В.Вислицкий и др. Сообщение ОИЯИ Р1-90-306, Дубна, 1990.
3. Я.Балгансурен и др. Препринт ОИЯИ Р10-89-40, Р10-89-41, Дубна, 1989.
4. Н.А.Буздавина и др.Препринт ОИЯИ Р10-91-81, Р10-91-86, Дубна, 1991.
5. А.С.Ботвина и др. Множественность заряженных частиц во взаимодействиях ядер кислорода с водородом при импульсе 3.1 А ГэВ/с.
Препринт ФТИ АН УзССР № 146-91-ФЭЭ, Ташкент, 1991.
6. А.С.Ботвина и др. Письма в ЖЭТФ 42 (1985) 462; Препринт ИЯИ АН СССР № 626, Москва, 1989; Nucl. Phys. A 475 (1987) 663.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 декабря 1991 года.