

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ
ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

ОБРАЗОВАНИЕ ЯДЕР ГЕЛИЯ В КИСЛОРОД-ПРОТОННЫХ
СОУДАРЕНИЯХ ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭНЕРГИЯХ

© 1995 г. В. В. Глаголев¹⁾, К. Г. Гуламов, М. Ю. Кратенко, В. Д. Липин,
С. Л. Лутпуллаев, К. Олимов, И. Э. Шокиров²⁾, А. А. Юлдашев, Б. С. Юлдашев²⁾

Физико-технический институт Научно-производственного объединения "Физика - Солнце"
АН Республики Узбекистан

Поступила в редакцию 05.10.94 г.; после доработки 03.02.95 г.

Получены данные по топологическим сечениям каналов с выходом двухзарядных фрагментов в ¹⁶Ор-взаимодействиях при 3.25 ГэВ/с на нуклон. Показано, что заметный выход в процесс образования α-частиц дает промежуточное нестабильное ядро ⁸Ве.

Одной из общих характерных особенностей ядерных реакций является интенсивный выход α-частиц в широком диапазоне масс сталкивающихся ядер и их энергий [1 - 4].

В работе [5] нами было показано, что в процессе мультифрагментационного развала снаряда в столкновениях релятивистских ядер кислорода с протоном особую роль играют каналы с образованием ядер гелия. Такое заключение было сделано на основе анализа данных по множественности вторичных заряженных частиц и их сравнения с предсказаниями каскадно-фрагментационной испарительной модели (КФИМ) [6].

Настоящая работа посвящена изучению образования ядер гелия во взаимодействиях ядер кислорода с протоном при импульсе 3.25 ГэВ/с на нуклон с помощью 1-м водородной пузырьковой камеры ОИЯИ. Следует отметить, что однородность по ядерному составу мишени и свойства водородной камеры позволяют однозначно идентифицировать визуально заряды всех вторичных частиц и фрагментов. При длине трека легкого фрагмента в рабочем объеме камеры ~40 см относительная погрешность измерения импульса не превышает 3.5%. Это позволяет с большой достоверностью разделять по массе легкие фрагменты ядра кислорода с зарядами $Z_f \leq 4$. Анализ импульсных распределений фрагментов с $Z_f \geq 5$ дает возможность определить выходы отдельных изотопов [7, 8].

Представленные ниже результаты основаны на анализе 4737 измеренных событий, отобранных после дополнительного просмотра снимков с целью исключения возможных ошибок в идентификации заряда фрагментов. Отдельные методические

вопросы, связанные с обработкой экспериментального материала, описаны в наших предыдущих работах [7 - 9].

1. В таблице представлены данные по всем найденным топологическим каналам, в которых образовались фрагменты с зарядом $Z_f = 2$, т.е. ядра гелия. Цифры в скобках в первом столбце таблицы - заряды наблюдаемых многозарядных фрагментов ядра-снаряда при данной топологии, $N_{\text{соб}}$ - число событий, σ - топологическое сечение в мбн, $W(^3\text{He})$, $W(^4\text{He})$ - доли изотопов ядра гелия, ΔW - среднеквадратичная погрешность в определении доли.

Приведенные в таблице данные позволяют отметить следующие особенности образования ядер гелия:

а) из всех возможных топологий с суммарным зарядом фрагментов, равным заряду ядра снаряда, т.е. $\sum Z_f = 8$, наблюдаются каналы с четным

Таблица

Топологические каналы	$N_{\text{соб}}$	σ , мбн	$W(^3\text{He})$, %	$W(^4\text{He})$, %	ΔW , %
(2)	313	23.8 ± 1.4	35.5	64.5	3.4
(22)	453	34.4 ± 1.6	21.5	78.5	1.7
(222)	405	30.6 ± 1.5	15.9	84.1	1.2
(2222)	45	3.4 ± 0.5	11.3	88.7	3.0
(23)	127	9.6 ± 0.9	22.5	77.5	4.3
(223)	38	2.9 ± 0.5	8.4	91.6	3.7
(24)	93	7.1 ± 0.7	18.4	81.6	5.2
(25)	123	9.3 ± 0.8	20.5	79.5	4.7
(26)	127	9.6 ± 0.9	16.4	83.6	4.0
(224)	15	1.2 ± 0.3	19.4	80.6	9.0

¹⁾ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾ Институт ядерной физики АН РУз, п. Улугбек.

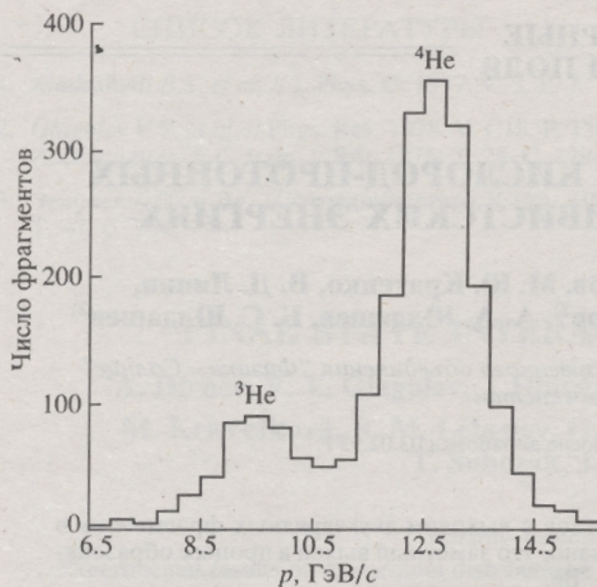


Рис. 1. Импульсный спектр двухзарядных фрагментов.

зарядом фрагментов – (2222), (224), (26), отсутствует топология (233), а также другие каналы без образования ядер гелия – (35) и (44);

б) вероятность выхода ядер ${}^3\text{He}$ в каналах с образованием только двухзарядных фрагментов существенно уменьшается с увеличением их числа;

в) то же самое наблюдается и для топологических каналов, в которых, наряду с ядром гелия, образуются трехзарядные фрагменты (23), (223).

Очевидно, что суммарный заряд фрагментов с $Z_f \geq 2$ характеризует степень периферичности рассматриваемых нами взаимодействий. Поэтому из данных настоящей работы следует, что доля ядер ${}^3\text{He}$ среди всех двухзарядных фрагментов зависит от прицельного параметра ${}^{16}\text{O}$ -взаимодействия и она тем меньше, чем больше прицельный параметр. Этот вывод представляется очевидным с геометрической точки зрения, особенно если иметь в виду α -кластерную модель ядра кислорода.

Анализ изотопного состава в топологиях с выходом ядер бериллия (224) и углерода (26) показывает, что в первом случае наблюдаются только ядра ${}^7\text{Be}$, а во втором – 70% ядер приходится на ядра ${}^{12}\text{C}$, ~25% – на ядра ${}^{11}\text{C}$ и ~5% – на ядра ${}^{10}\text{C}$.

В топологическом канале (25) вклад изотопов ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ в пределах погрешностей эксперимента оказывается одинаковым и не зависит от того, какой изотоп ядра гелия образуется в конечном состоянии реакции.

2. Для изучения импульсных и угловых характеристик α -частиц были отобраны события с образованием двухзарядных фрагментов с измеренной длиной трека в камере $L_f \geq 40$ см. Импульсное распределение таких фрагментов (рис. 1)

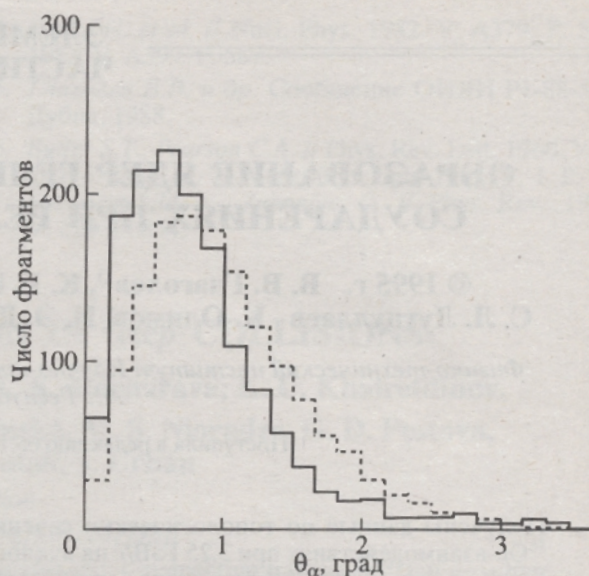


Рис. 2. Угловое распределение выхода α -частиц в л.с.: сплошная гистограмма – эксперимент, точечная – расчет по КФМ.

имеет два четких пика при значениях 9.7 ± 0.2 и 12.9 ± 0.2 ГэВ/с, соответствующих изотопам ядер гелия ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$.

В дальнейшем к α -частицам относились фрагменты с импульсом более 10.8 ГэВ/с. При таком отборе примесь ядер ${}^3\text{He}$ среди фрагментов, отнесенных к α -частицам, по оценкам, не превышает 3%. Угловое распределение α -частиц по всем возможным топологиям их образования приведено на рис. 2. Отметим, что положение максимума при $0.5 \pm 0.1^\circ$ не меняется с топологией, но ширина распределения в каналах с $\sum Z_f \geq 7$ в среднем в 1.5 раза уже, чем для топологий с $\sum Z_f < 7$.

В каскадно-фрагментационной испарительной модели [6] механизм образования фрагментов в столкновениях легких ядер с протонами является развал возбужденного термализованного остаточного ядра после завершения внутриядерного каскада. Угловое распределение по усовершенствованной модели с учетом образования α -частиц от (вторичного) распада некоторых нестабильных ядер представлено также на рис. 2 (точечная гистограмма). В частности, в модели учтено образование в основном состоянии нестабильных ядер ${}^5\text{He}$, ${}^5\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$, в результате распада которых рождаются α -частицы. Как видно из рисунка, хотя формы и ширины двух распределений одинаковы, средний угол вылета в распределении по модели несколько больше: $\langle \theta_\alpha \rangle_{\text{эксп}} = 49 \pm 1'$ и $\langle \theta_\alpha \rangle_{\text{КФМ}} = 61.4 \pm 0.3'$. Отметим, что распределение по КФМ нормировано на общее число α -частиц в экспериментальной гистограмме.

3. Рассмотрим угловые корреляции между α -частицами, которые могут дать информацию о механизме их образования. На рис. 3 представлено распределение по углам между α -частицами (сплошная гистограмма). Существенной особенностью этого спектра является нерегулярная структура, т.е. наличие двух пиков, один из которых отсутствует в фоновом распределении (штриховая кривая). Фон получен для случайных событий, составленных путем перемешивания α -частиц из разных событий с учетом их множественностей. Нормировка фона и экспериментального распределения проведена в области углов $\theta_{\alpha\alpha} > 1^\circ$, где, как видно из рис. 3, наблюдается хорошее согласие. Максимум фонового распределения совпадает с положением второго экспериментального пика при $\theta_{\alpha\alpha} = 0.8 \pm 0.1^\circ$.

Следует отметить, что в аналогичных угловых распределениях для пар αp , αd , $\alpha^3\text{H}$ и $\alpha^3\text{He}$ такой структуры нет, т.е. пик при углах, близких к 0° , отсутствует.

Узкий пик при минимальных относительных углах, как видно из рис. 3, имеет ширину $\leq 0.2^\circ$, что находится в пределах погрешностей измерения угла $\theta_{\alpha\alpha}$ и, следовательно, истинная ширина этого пика меньше указанного выше значения. Естественно предположить, что при скоррелированном выходе пар α -частиц с очень малыми относительными углами их относительные импульсы будут малы. Действительно, в распределении для пар частиц при разности импульсов в л.с. $\Delta p_{\alpha\alpha} > 0.5$ ГэВ/с узкий пик отсутствует. Выбор этой границы для $\Delta p_{\alpha\alpha}$ обусловлен точностью измерения импульсов α -частиц.

Наиболее вероятным процессом, приводящим к образованию пары α -частиц с очень близкими импульсами, может быть развал слабо возбужденной системы на два ядра ^4He , например, распад нестабильного ядра ^8Be . Исходя из граничного значения угла между коррелированными α -частицами, образованными при углах $\theta_{\alpha\alpha} = 0.2^\circ$, можно оценить максимальную выделенную энергию E^* при распаде слабо возбужденной системы. Очевидно, что угол $\theta_{\alpha\alpha}$ будет иметь наибольшее значение в л.с., если распадные α -частицы в их с.ц.м. вылетают перпендикулярно направлению движения распадающейся системы. Тогда $E^* = p_\perp^2 / M_\alpha$, где p_\perp можно определить из граничного угла $\theta_{\alpha\alpha} = 0.2^\circ$ и среднего значения импульса \bar{p}_α в л.с.:

$$p_\perp = \bar{p}_\alpha \sin \frac{\theta_{\alpha\alpha}}{2} = 22.6 \text{ МэВ/с.}$$

Найденное таким образом значение $E^* = 0.15$ МэВ очень близко к значению полной кинетической энергии, равной 0.1 МэВ, передаваемой α -частицам, образованным при распаде нестабильного ядра ^8Be в основном состоянии. Другие состояния

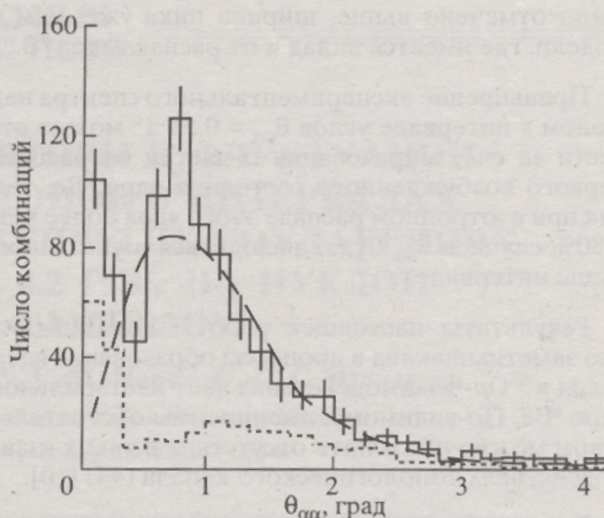
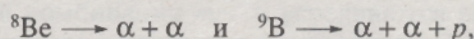


Рис. 3. Распределения по углам между α -частицами: сплошная гистограмма — эксперимент, точечная — расчет по КФИМ, штриховая кривая — фон.

ядра ^8Be , как первое (2^+), так и второе (4^+), имеют более высокие энергии возбуждения (соответственно 3.04 и 11.4 МэВ [9]) и не могут привести к появлению узких угловых корреляций между распадными α -частицами при относительно малых углах в л.с.

Возможным источником образования пары α -частиц с относительно малым углом вылета может быть и нестабильное ядро ^9B с энергией деления в основном состоянии $E^* = 0.3$ МэВ. Действительно, по КФИМ, в которой учитывается образование нестабильных фрагментов, распадающихся на α -частицы,



как видно из рис. 3 (точечная гистограмма, в относительных единицах), также имеются узкие корреляции при тех же значениях углов, что и в эксперименте. Нетрудно показать, что предельный угол между α -частицами, образованными от распада ядра ^9B , будет составлять $\theta_{\alpha\alpha} \leq 0.3^\circ$, а между протоном и α -частицей $\theta_{p\alpha} \leq 0.5^\circ$. Сравнение углового распределения $\theta_{p\alpha}$ в событиях с $\theta_{\alpha\alpha} < 0.3^\circ$ и $n_\alpha = 2$ и 3, показало, что оно не имеет статистически обеспеченного избытка над фоном, полученным путем перемешивания протонов из разных событий. Таким образом, можно заключить, что наблюдаемые узкие угловые корреляции вызваны преимущественно распадом промежуточного нестабильного ядра ^8Be в основном состоянии.

Дополнительным аргументом в пользу такого заключения может служить и тот факт, что несмотря на уширение распределения при углах $\theta_{\alpha\alpha} < 0.4^\circ$ из-за погрешности измерения, как это

было отмечено выше, ширина пика уже, чем в модели, где имеется вклад и от распада ядра ${}^9\text{B}$.

Превышение экспериментального спектра над фоном в интервале углов $\theta_{\alpha\alpha} = 0.5 - 1^\circ$ можно отнести за счет образования α -частиц от распада первого возбужденного состояния ядра ${}^8\text{Be}$, так как при изотропном распаде этого ядра более чем в 80% случаев $\theta_{\alpha\alpha}$ будет находиться в указанном выше интервале.

Результаты настоящей работы показывают, что заметный вклад в процессы образования ядер гелия в ${}^{16}\text{O}p$ - взаимодействиях дает нестабильное ядро ${}^8\text{Be}$. По-видимому, именно этим обстоятельством можно объяснить отсутствие в таких взаимодействиях топологического канала (44) [10].

В заключение нам приятно поблагодарить технический персонал Физико-технического института за качественную работу по просмотру и измерениям.

FORMATION OF HELIUM NUCLEI IN OXIGEN-PROTON INTERACTIONS AT RELATIVISTIC ENERGIES

V. V. Glagolev, K. G. Gulamov, M. Ju. Kratenko, V. D. Lipin, S. L. Lutpullaev, K. Olimov, I. E. Shokirov, A. A. Yuldashev, B. S. Yuldashev

The data on topological cross sections with the production of double-charge fragments in ${}^{16}\text{O}p$ interactions at 3.25 A GeV/c are obtained. The significant contribution to the production of α particles is given by the intermediate nonstable ${}^8\text{Be}$ nucleus.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Яковлев Ю.П. // ЭЧАЯ. 1977. Т: 8. С. 255. 1983. Т. 14. С. 1285.
2. Загребав В.И., Пенионжкевич Ю.Э. // ЭЧАЯ. 1993. Т. 24, С. 295.
3. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергичных частиц и ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
4. Денисов Ф.П., Мехедов В.Н. Ядерные реакции при высоких энергиях. М.: Атомиздат, 1972.
5. Botvina A.S., Chasnikov I.Ya., Gaitinov A.Sh. et al. // Z. Phys. 1993. V. A345. P. 413.
6. Botvina A.S., Iljinov A.S., Mishustin I.N. // Nucl. Phys. 1990. V. A507. P. 649.
7. Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Кратенко М.Ю. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 58. С. 497.
8. Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Кратенко М.Ю. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. С. 316.
9. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. 1988. V. A490. P. 1.
10. Gaitinov A.Sh. et al. Commun. JINR E1-94-201. Dubna, 1994.