

О сечениях образования стабильных и нестабильных изотопов с зарядом от 1 до 8 в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с

Э. Х. Базаров, В. В. Глаголев¹⁾, В. В. Луговой, С. Л. Лутцуддоев, К. Олимов²⁾, В. И. Петров, А. А. Юлдашев, В. С. Юлдашев³⁾

Физико-технический институт НИО “Физика Солнце” АН Республики Узбекистан
790084 Ташкент, Узбекистан

Поступила в редакцию 12 января 2005 г.

Представлены новые экспериментальные данные по инклюзивным сечениям образования и сечениям выходов стабильных и нестабильных ядер с зарядом от 1 до 8 в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с.

PACS: 25.10.+v

Одной из фундаментальных проблем физики высоких энергий является идентификация механизмов фрагментации ядер во взаимодействиях с адронами и ядрами. Как следует из эксперимента, основной вклад в множественность вторичных частиц в адрон-ядерных соударениях при энергиях в несколько ГэВ на нуклон дают ядерные фрагменты. Однако несмотря на то, что этому явлению посвящен ряд экспериментальных работ, до сих пор практически отсутствует информация об одной из важнейших характеристик процессов фрагментации ядер – сечениях выхода всех наблюдаемых в эксперименте ядер – фрагментов, особенно нестабильных.

Целью настоящей работы является определение инклюзивных сечений образования стабильных и нестабильных ядер с зарядом $Z_f = 1-3$ и сечений выходов стабильных и нестабильных ядер с зарядом $Z_f = 4-8$ в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с.

Используемый экспериментальный материал получен с помощью 1 м водородной пузырьковой камеры Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, облученной ядрами кислорода-16 с импульсом 3.25 А ГэВ/с на Дубненском синхрофазотроне, и состоит из 13479 измеренных $^{16}\text{O}p$ -событий. Методические вопросы, связанные с восстановлением кинематических характеристик вторичных частиц и фрагментов, а также их идентификацией по заряду и массе, описаны в наших более ранних работах [1–3].

Разделение стабильных изотопов фрагментов с зарядом Z_f осуществлялось, как и в работе [1], на основе анализе распределений по переменной $x = 1/p$, где p – импульс фрагмента в лабораторной системе

координат. При этом отбирались фрагменты с измеренной длиной $L \geq 35$ см для $Z_f = 1-2$ и $L > 40$ см при $Z_f = 3-8$.

Процедура определения сечений образования стабильных изотопов с зарядами Z_f включает следующие этапы:

1) x -спектр фрагментов с зарядом Z_f аппроксимировался суммой гауссовских функций:

$$f_{Z_f}(x_k) = \sum_{i=1}^n a_i \exp(-(x_k - 1/A_i p_0)^2 / 2\sigma_i^2),$$

где n – полное число экспериментально наблюдаемых изотопов с зарядом Z_f ; A_i – массовое число i -го изотопа; x_k – значение x в k -й экспериментальной точке; p_0 – исходный импульс на нуклон (3.25 ГэВ/с); a_i и σ_i – параметры аппроксимации, позволяющие определить вклад каждого изотопа в x -спектр фрагментов;

2) доля i -го изотопа α_i с зарядом Z_f определялась как отношение

$$\alpha_i(Z_f) = \frac{\sum_{k=1}^m a_i \exp(-(x_k - 1/A_i p_0)^2 / 2\sigma_i^2)}{\sum_{k=1}^m \sum_{i=1}^n a_i \exp(-(x_k - 1/A_i p_0)^2 / 2\sigma_i^2)},$$

где m – количество экспериментальных точек в x -спектре фрагментов с зарядом Z_f ;

3) сечение образования i -го изотопа с зарядом Z_f определялось как

$$\sigma_i(Z_f) = \alpha_i(Z_f) \langle n(Z_f) \rangle \sigma_{in}(^{16}\text{O}p),$$

где $\langle n(Z_f) \rangle$ – средняя множественность фрагментов с зарядом Z_f , численное значение которой для фрагментов с зарядами $Z_f \geq 2$ взято из работы [4]; средняя множественность однозарядных фрагментов определялась как отношение полного числа

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾e-mail: olimov@uzsci.net

³⁾Институт ядерной физики АН РУз, п. Удугбек, Узбекистан.

однозарядных положительно заряженных частиц с импульсами > 1.75 ГэВ/с к полному числу неупругих $^{16}\text{Oр}$ -событий; $\sigma_{in}(^{16}\text{Oр})$ – неупругое сечение $^{16}\text{Oр}$ -соударений [5], которое при 3.25 А ГэВ/с равно 334 ± 6 мбн.

По определению $\sigma_i(Z_f)$ является инклюзивным сечением образования i -го изотопа с зарядом Z_f . Однако из-за того, что в эксперименте не наблюдается ни одного события с двумя и более изотопами с $Z_f \geq 4$, найденное сечение для таких изотопов можно отнести к их сечениям выхода.

Сечение рождения нестабильных ядер $^5\text{Li}_3$ определялось [6] как на основе анализа спектров эффективных масс α -частицы и протона, так и с помощью анализа углов разлета α -частиц и протона, образовавшихся в $^{16}\text{Oр}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. В обоих случаях оно оказалось одинаковым в пределах статистических погрешностей и равным $\sigma(^5\text{Li}_3) = 8.4 \pm 0.5$ мбн. В работе [3] нами было показано, что сечения образования группы легких зеркальных ядер $^3\text{H}_1$, $^3\text{He}_2$ и $^7\text{Li}_3$, $^7\text{Be}_4$ в $^{16}\text{Oр}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с в пределах статистических погрешностей совпадают. Это дает основание предполагать, что сечения образования зеркальных ядер $^5\text{He}_2$ и $^5\text{Li}_3$ также будут одинаковыми.

С помощью моделирования на основе феноменологической модели изотропного фазового пространства, а также анализа экспериментального спектра эффективных масс нами было получено сечение образования возбужденных ядер $^{12}\text{C}^*$ в канале образования трех α -частиц в $^{16}\text{Oр}$ -соударениях при 3.25 ГэВ/с [7], которое оказалось равным $\sigma(^{12}\text{C}^*) = (9.8 \pm 0.9)$ мбн. При этом 40% этого сечения приходится на канал прямого распада $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ и 60% на $^{12}\text{C}^* \rightarrow ^8\text{Be}_4 + \alpha \rightarrow 3\alpha$.

На основе исследования азимутальных корреляций в каналах образования трех и четырех α -частиц в $^{16}\text{Oр}$ -соударениях при 3.25 ГэВ/с в рамках феноменологической модели изотропного фазового пространства [8] были определены вклады нестабильных ядер $^6\text{Be}_4$ и $^9\text{B}_5$ в эти каналы, которые оказались равными $W(^6\text{Be}_4) = 22.0 \pm 1.1\%$ и $W(^9\text{B}_5) = 19.0 \pm 1.0\%$. Используя суммарное сечение каналов образования трех и четырех α -частиц (21.68 ± 0.87 мбн), получим величины сечений выходов этих нестабильных ядер: $\sigma(^6\text{Be}_4) = 4.80 \pm 0.31$ мбн и $\sigma(^9\text{B}_5) = 4.12 \pm 0.27$ мбн. В рамках аналогичной модели путем анализа углов разлета пары α -частиц ($\vartheta_{\alpha\alpha}$) в канале образования двух α -частиц в этих же соударениях нами были определены вклады нестабильных ядер $^8\text{Be}_4$ и $^9\text{B}_5$ в этот канал, которые оказались равными $W(^8\text{Be}_4) = 9.7 \pm 0.5\%$ и $W(^9\text{B}_5) = 5.4 \pm 0.3\%$. Используя сече-

ние выхода канала образования двух α -частиц, которое равно 29.17 ± 1.51 мбн, получим величины сечений выходов этих нестабильных ядер: $\sigma(^8\text{Be}_4) = 2.83 \pm 0.20$ мбн и $\sigma(^9\text{B}_5) = 1.58 \pm 0.11$ мбн.

Таким образом, полные сечения выходов нестабильных ядер $^8\text{Be}_4$ и $^9\text{B}_5$ в $^{16}\text{Oр}$ -соударениях при 3.25 ГэВ/с составляют: $\sigma(^8\text{Be}_4) = 7.63 \pm 0.37$ мбн и $\sigma(^9\text{B}_5) = 5.70 \pm 0.29$ мбн.

Сечения образования стабильных и нестабильных изотопов в $^{16}\text{Oр}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с, мбн

Z	A	$\sigma \pm \Delta\sigma$	Z	A	$\sigma \pm \Delta\sigma$
1	$^1\text{H}_1$	509.0 ± 5.7	5	$^5\text{B}_5^*$	5.70 ± 0.29
	$^2\text{H}_1$	116.9 ± 1.3		$^{10}\text{B}_5$	10.6 ± 0.4
	$^3\text{H}_1$	41.6 ± 0.4		$^{11}\text{B}_5$	10.9 ± 0.4
2	$^3\text{He}_2$	40.7 ± 1.9	6	$^{12}\text{B}_6$	0.51 ± 0.42
	$^4\text{He}_2$	164.0 ± 1.9		$^{10}\text{C}_6$	1.77 ± 0.8
	$^6\text{He}_2^*$	8.40 ± 0.50		$^{11}\text{C}_6$	9.18 ± 0.76
	$^6\text{He}_2$	1.03 ± 0.23		$^{12}\text{C}_6$	26.3 ± 0.8
3	$^5\text{Li}_3^*$	8.40 ± 0.50	7	$^{12}\text{C}_6^*$	9.80 ± 0.80
	$^6\text{Li}_3$	19.0 ± 0.8		$^{13}\text{C}_6$	9.48 ± 0.76
	$^7\text{Li}_3$	10.6 ± 0.8		$^{14}\text{C}_6$	3.68 ± 0.76
4	$^8\text{Li}_3$	4.80 ± 0.76	8	$^{13}\text{N}_7$	9.40 ± 0.79
	$^7\text{Be}_4$	10.3 ± 0.6		$^{14}\text{N}_7$	26.1 ± 0.8
	$^8\text{Be}_4^*$	7.63 ± 0.37		$^{15}\text{N}_7$	30.3 ± 0.8
	$^9\text{Be}_4$	6.15 ± 0.52		$^{14}\text{O}_8$	2.85 ± 0.70
	$^{10}\text{Be}_4$	0.89 ± 0.52		$^{15}\text{O}_8$	31.1 ± 0.7
				$^{16}\text{O}_8$	13.0 ± 0.7

Нестабильный или возбужденные состояния.

Результаты приведенных выше процедур совместно с данными о сечениях образования нестабильных ядер представлены в таблице. Из таблицы видно, что:

- наибольшим инклюзивным сечением образования в ряду многозарядных фрагментов обладают α -частицы;
- сечения образования зеркальных ядер с массовыми числами, различающимися на $\Delta A = \pm 1$ от основного массового числа, определяемого как $A = 2Z$, в пределах статистических погрешностей совпадают. Отметим также, что в пределах статистических погрешностей совпадают сечения выходов нестабильного изотопа ^9B и зеркального ему стабильного изотопа ^{10}B . Примечательно, что наблюдаемая закономерность распространяется также на зеркальные ядра (^{15}N , ^{15}O), образовавшиеся в результате потери одного нуклона исходного ядра ^{16}O в периферических соударениях с протоном-мишенью.

1. В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов, М. Ю. Кратенко и др., Письма в ЖЭТФ **58**, 497(1993).
2. В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов, М. Ю. Кратенко и др., ЯФ **58**, 2005 (1995).
3. В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов, М. Ю. Кратенко и др., Письма в ЖЭТФ **59**, 316(1994).
4. A. S. Botvina, A. Sh. Gaitinov, V. V. Glagolev et al., Z. Phys. A **345**, 413 (1993).
5. V. V. Glagolev, K. G. Gulamov, V. D. Lirin et al., Eur. Phys. J. A **11**, 285 (2001).
6. К. Г. Гуламов, С. Л. Лутпуллаев, В. Д. Липин и др., УФЖ № 5, 35 (2000).
7. Э. Х. Базаров, В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов и др., ЯФ **67**, 2183 (2004).
8. Э. Х. Базаров, В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов и др., ЯФ **67**, 2297 (2004).