

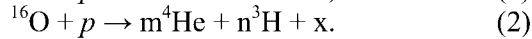
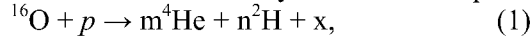
ВКЛАДЫ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР ${}^6\text{Li}$ И ${}^7\text{Li}$ В ОБРАЗОВАНИЕ СИСТЕМ ${}^4\text{He}+{}^2\text{H}$ И ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ В ${}^{16}\text{O}$ -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 А ГЭВ/С

С. Л. Лутпуллаев, А. К. Олимов

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз
e-mail: olimov@uzsci.net

В настоящей работе представлены новые экспериментальные данные по сечениям выхода возбужденных ядер ${}^6\text{Li}^*$ и ${}^7\text{Li}^*$ и их вкладам в образование легких двухядерных систем ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$ и ${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ в ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГЭВ/с.

Сечения выхода возбужденных ядер ${}^6\text{Li}^*$ и ${}^7\text{Li}^*$ определялись на основе анализа спектров энергии возбуждений систем ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$ и ${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ в полуинклюзивных реакциях



Здесь m означает число α -частиц ($m = 1-3$), n – числа ядер дейтронов и трития ($n = 1-3$), x – любые экспериментально наблюдаемые частицы и фрагменты, типы и число которых вытекает из законов сохранения барионного и электрического зарядов. Определение сечений выхода возбужденных ядер ${}^6\text{Li}^*$ и ${}^7\text{Li}^*$ основано на вычитательной процедуре экспериментальных и фоновых распределений по энергиям возбуждений рассматриваемых систем. В данном случае фон получен перемешиванием рассматриваемых частиц из разных событий с учетом их топологий по числу α -частиц.

Согласно [1] ядра ${}^6\text{Li}$ имеют 3 возбужденных состояния с распадной модой на α -частицу и дейтрон: ${}^6\text{Li}(2.19) \rightarrow \gamma + d + \alpha$, ${}^6\text{Li}(4.31) \rightarrow \gamma + d + \alpha$ и ${}^6\text{Li}(5.65) \rightarrow d + \alpha$ (в скобках приведены уровни возбуждения в МэВ), а ядра ${}^7\text{Li}$ – 8 возбужденных состояний с распадом на α -частицу и тритий: ${}^7\text{Li}(4.63) \rightarrow t + \alpha$, ${}^7\text{Li}(6.54) \rightarrow t + \alpha$, ${}^7\text{Li}(7.47) \rightarrow n + t + \alpha$, ${}^7\text{Li}(9.6) \rightarrow \gamma + n + t + \alpha$, ${}^7\text{Li}(10.8) \rightarrow \gamma + n + t + \alpha$, ${}^7\text{Li}(16.2) \rightarrow \gamma + t + \alpha$, ${}^7\text{Li}(21.5) \rightarrow \gamma + t + \alpha$, ${}^7\text{Li}(23.5) \rightarrow \gamma + t + \alpha$.

Среднее значение абсолютной ошибки в определении энергии возбуждения $E^* = M_{12} - M_1 - M_2$ рассматриваемых двухядерных систем (где M_{12} – эффективная масса ядер 1 и 2, а M_1 и M_2 – их массы) во всем интервале изменения E^* составляет $\langle \Delta E^* \rangle = 7.5$ МэВ. В связи с этим экспериментальные и фоновые распределения по энергиям возбуждений рассматриваемых систем построены с шагом в 10 МэВ, так, на рис. 1 показаны соответствующие распределения для систем $\alpha + d$, а на рис. 2 – для $\alpha + t$.

Из приведенных данных по уровням возбуждения следует, что для ядра ${}^6\text{Li}^*$ в экспериментальном спектре E^* системы $\alpha+d$ они дают вклад в области < 10 МэВ. Поэтому нормировка фонового спектра на экспериментальный произведена в области > 10 МэВ. Как видно из рис. 1, фоновое распределение в этой области энергии возбуждения хорошо описывает экспериментальный спектр. Избыток числа комбинаций в области < 10 МэВ составляет 143, что соответствует сечению выхода возбужденного ядра ${}^6\text{Li}^*$, т.е. системы $\alpha + d$, 7.4 ± 0.6 мбн.

На рис. 2 приведены экспериментальное и фоновое распределения по энергиям возбуждений системы $\alpha + t$. В данном случае нормировка фонового распределения на экспериментальный спектр произведена в области > 30 МэВ, что соответствует приведенным выше уровням возбуждения ядра ${}^7\text{Li}^*$. Видно, что фоновое распределение хорошо описывает экспериментальный спектр в этой области. Избыток числа комбинаций пар $\alpha + t$ в области < 30 МэВ составляет 76, что соответствует сечению выхода возбужденного ядра ${}^7\text{Li}^*$, т.е. системы $\alpha + t$, 4.0 ± 0.5 мбн.

Таким образом, можно заключить, что вклад возбужденных ядер ${}^6\text{Li}^*$ и ${}^7\text{Li}^*$ в сечение образования α -частиц составляет 11.4 ± 0.8 мбн, а вклады в сечения выхода ядер дейтрона и трития составляют 7.4 ± 0.6 мбн и 4.0 ± 0.5 мбн, соответственно.

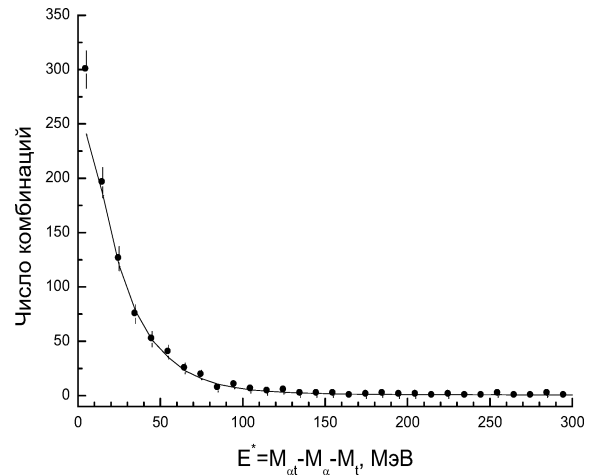
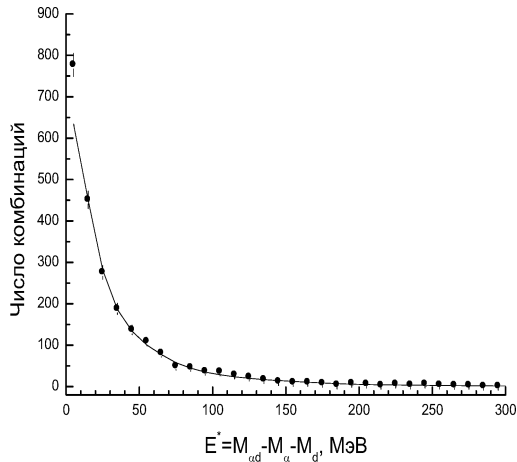


Рис. 1. Распределение по энергиям возбуждений E^* системы $\alpha + d$ в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Сплошная кривая – фоновое распределение.

Рис. 2. Распределение по энергиям возбуждений E^* системы $\alpha + t$ в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Сплошная кривая – фоновое распределение.

Литература

1. F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. **A490**, 1(1988).

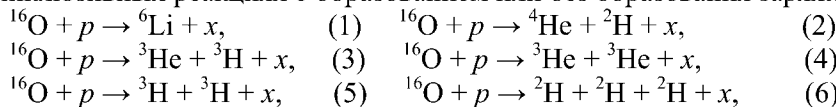
ОБРАЗОВАНИЕ ШЕСТИНУКЛОННЫХ СИСТЕМ И ЯДЕР В ^{16}O -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 А ГЭВ/С

К. Олимов, А. Р. Курбанов, С. Л. Лутпуллаев, А. К. Олимов, В. И. Петров

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце" АН РУз

e-mail: olimov@uzsci.net

В настоящей работе представлены результаты изучения образования 6-нуклонных систем и ядер с выходом заряженных пионов в непериферических ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с с помощью сравнительного анализа средних множественностей различных фрагментов с $A \leq 3$ в полуйнклюзивных реакциях с образованием или без образования заряженных пионов:



Здесь x означает альтернативно одно- или двухзарядный фрагмент с $A \leq 3$, протон отдачи или пион, т.е. другие возможные каналы с образованием фрагментов сопровождения с массовыми числами $A \geq 4$ не рассматривались.

В таблице приведены средние множественности частиц сопровождения и числа событий для объединенных по типам многонуклонных систем (1)–(6) для событий с образованием и без образования пионов.

Число пионов, n_π	соб	Частицы сопровождения					
		^1H	n_{fr}	^2H	^3H	^3He	p_{rec}
$n(\pi^+) \geq 1$	623	3.30 ± 0.05	3.01 ± 0.05	0.83 ± 0.03	0.34 ± 0.02	0.34 ± 0.02	0.55 ± 0.02
$n(\pi^+) = 0$	276	3.36 ± 0.06	2.84 ± 0.06	0.80 ± 0.04	0.36 ± 0.03	0.37 ± 0.03	0.67 ± 0.02
$n(\pi^-) \geq 1$	367	3.89 ± 0.06	2.50 ± 0.06	0.75 ± 0.04	0.31 ± 0.02	0.41 ± 0.02	0.57 ± 0.02
$n(\pi^+) \geq 1$	455	3.00 ± 0.05	3.42 ± 0.05	0.84 ± 0.03	0.35 ± 0.02	0.28 ± 0.02	0.51 ± 0.02

Видно, что число событий с рождением пионов в реакциях (1)–(6) в 2.26 раза больше числа событий без их образования. Средние множественности фрагментов с $A \leq 3$ практически совпали для обоих классов рассматриваемых событий. Множественность протонов-фрагментов в группе с $n(\pi^+) \geq 1$ на 0.29 больше, чем нейтронов-фрагментов. В группе же без образования заряженных пионов эта