

ПУЧКИ РЕДКИХ ИЗОТОПОВ С ВНУТРЕННЕЙ МИШЕНИ
СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ

И.А.Голутвин, С.Н.Доля, А.В.Зарубин, В.А.Свиридов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

При релятивистских энергиях процесс фрагментации ядер имеет особенность, позволяющую формировать пучки вторичных /в том числе радиоактивных, в естественных условиях не существующих/ ядер: фрагменты ядра-снаряда сосредоточены в узком угловом конусе в направлении импульса родительского ядра и имеют скорость, близкую к его скорости. Вторичные пучки открывают уникальную возможность исследования свойств нестабильных /в том числе экзотических/ ядер /сечения взаимодействия, электрические и магнитные моменты, спектры переходов и др./ . Первые результаты по формированию вторичных пучков изотопов Ne, Li, Be, и C с помощью ускоренных ядер ^{11}B и ^{20}Ne , взаимодействующих с бериллиевой мишенью, и экспериментов с ними были сообщены на конференции в Висбю ^{1,2/}.

В данной работе представлены результаты эксперимента по выводу с внутренней мишени синхрофазотрона по тракту канала медленного вывода фрагментов родительского ядра фтора (^{19}F) ^{12}B , ^{14}C , ^{16}N и др., а также даны оценки верхней границы выхода фрагментов с дробным зарядом ($Z = 7,7$) и сечения перезарядки $^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}$. Измерены характеристики распределения фрагментов по импульсам. Импульс первичных ядер $^{19}\text{F} \approx 4$ ГэВ/с нукл.

Схема эксперимента

Эксперимент выполнен на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Режимы работы ускорителя, обеспечивающие вывод на экспериментальную установку вторичных ядер, рассчитаны и приведены в ^{3/}.

Схема эксперимента представлена на рис.1. Мишень из тонкого /10 мкм/ алюминизированного лавсана с размером по радиусу ускорителя 5 мм в конце цикла уско-

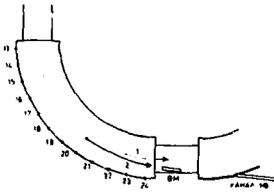


Рис. 1. Схема вывода частиц из ускорителя. 1 - траектория ускоренного пучка, 2 - траектория пучка фрагментов.

рения ядер вводилась в рабочую зону вакуумной камеры синхрофазотрона. Радиальное положение мишени в ускорителе могло устанавливаться с точностью 1 мм, интервал измерения радиальной координаты - $\Delta R = 300$ мм. Наведение пучка ядер на мишень осуществлялось с помощью высокочастотной ускоряющей системы синхрофазотрона при постоянном магнитном поле в ускорителе /точность стабилизации поля $\frac{\Delta H}{H} < 10^{-3}$ /. Время взаимодействия пучка с мишенью 400 мс. Фрагменты релятивистских ядер, образовавшиеся при взаимодействии первичного пучка с мишенью, проходят в магнитном поле ускорителя около 18 м и выводятся по каналу медленного вывода на установку "Аномалон"^{4/}/рис.2/.

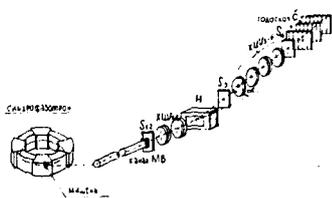


Рис. 2. Схема транспортировки пучка и аппаратура установки "Аномалон". MB - канал медленного вывода, S и C - сцинтилляционные и черенковские счетчики, XUV - 3-координатные пропорциональные камеры, H - магнит.

Таким образом, магнитное поле синхрофазотрона в этом эксперименте одновременно используется для прецизионной магнитной спектрометрии, т.е. для точного измерения у продуктов фрагментации ядра-снаряда величины $r \cdot A/Z$ (r -импульс фрагмента в ГэВ/с нукл.). Поскольку при фрагментации ядра-снаряда скорости /импульсы на нуклон/ фрагментов и налетающего ядра близки, фрагменты можно анализировать по изотопному составу (по величине A/Z).

Режимы работы ускорителя и спектр фрагментов, которые могут быть введены в канал, приведены на рис. 3.

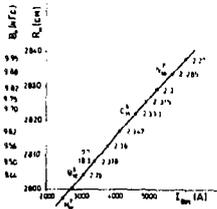


Рис. 3. Номограмма, показывающая соотношение между полем ускорителя, радиусом мишени и током выводного магнита, необходимое для транспортировки фрагментов с заданным A/Z по каналу медленного вывода. Мишень расположена на азимуте окна № 20.

Результаты

Формирование вторичных пучков различных нуклидов определяется выбором соответствующего режима работы ускорителя. На рис. 4 приведены зарядовые спектры

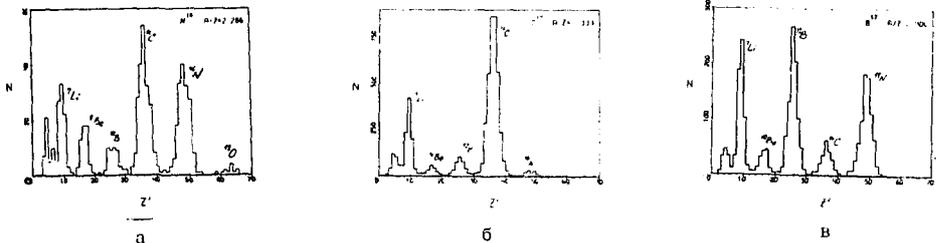


Рис. 4. Зарядовый спектр сигналов черенковских счетчиков при режиме вывода изотопов: а/ азота ^{16}N , б/ углерода ^{14}C , в/ бора ^{12}B .

сигналов черенковских счетчиков при режимах работы ускорителя, соответствующих выводу изотопов азота ^{16}N (рис.4а), углерода ^{14}C (рис.4б) и бора ^{12}B (рис.4в). Примесь в пучке, рассчитанном на определенный нуклид, его соседних изотопов оказывается незначительной. Это особенно хорошо видно на примере изотопов азота ^{16}N (рис.4а) и ^{17}N (режим вывода ^{17}N близок к режиму вывода ^{12}B , рис.4в). В промежуточном между ними режиме (рис.4б), где могут выводиться "хвосты" в импульсных распределениях обоих изотопов, выход фрагментов азота мал (рис.5).

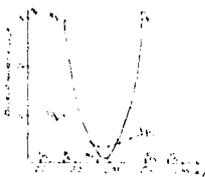


Рис. 5. Выход изотопов бериллия и азота при различных режимах работы ускорителя /в процентах по отношению к сумме всех фрагментов с $Z \geq 3$ /.

Характерной особенностью всех пучков является заметная /до 25%/ примесь легких ядер лития и бериллия, связанная с относительно большим разбросом импульсов, приобретаемых ими в процессе фрагментации. Поэтому изотопы бериллия разделяются магнитной оптикой хуже изотопов азота /рис. 5/, несмотря на то, что режимы вывода изотопов ^9Be и ^{10}Be по величине A/Z разнесены в 1,75 раза больше, чем для изотопов азота ^{16}N и ^{17}N . Большой вклад изотопа ^{14}C объясняется относительно большим сечением его образования.

Состав пучков в трех различных режимах работы ускорителя приведен в таблице.

Таблица. Нуклидный состав /в процентах/ вторичных пучков в режиме вывода ядер ^{16}N , ^{14}C , ^{12}B

Режим вывода	^7Li	$^9\text{Be} + ^{10}\text{Be}$	^{12}B	^{14}C	^{16}N	^{17}N	^{18}O
^{16}N (A/Z = 2,286)	16,2	9,8	6,6	35,6	29,6	-	2,2
^{14}C (A/Z = 2,333)	18,4	3,4	6,8	69,5	1,9	-	0,1
^{12}B (A/Z = 2,400)	23,2	5,8	33,3	8,2	-	29,5	-

На внешнюю сторону синхрофазотрона могут быть выведены только нейтронно-избыточные фрагменты. В данном эксперименте мишень была расположена в окне № 20, возможно также размещение мишени в окнах № 18 и № 22. При этом диапазон величин A/Z для фрагментов, вводимых в канал, может изменяться от 2,09 (^{23}Na) до 3 (^3H , ^6He , ^9Li , ^{12}Be , ^{15}B , ^{18}C и пр.). На рис. 6 показана номограмма для мишени, расположенной в окне № 22.

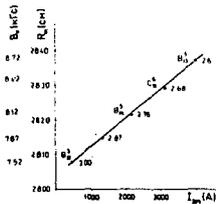


Рис. 6. То же, что на рис. 3, но для мишени, расположенной по азимуту окна № 22.

Характерная величина захвата фрагмента в канал медленного вывода - порядка 10^{-2} , парциальное сечение образования нуклида ^{14}C $5 \cdot 10^{-3}$ от полного, ожидаемый в канале медленного вывода поток фрагментов ^{14}C составляет $5 \cdot 10^{-5}$ от интенсивности внутреннего пучка ускорителя

(ядра ^{19}F), что оказалось близко к эксперименту.

Оценка сечения перезарядки $^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}$ и верхней границы для выхода ядер с дробным зарядом $Z = 7,7$ сделана на основании данных, представленных на рис. 7а (результаты экспозиции мишени в режиме вывода ^{19}O , где $A/Z = 2,375$) и на рис. 7б (результаты экспозиции в режиме, соответствующем величине $A/Z = 2,378$).

Оценка сечений может быть сделана двумя способами: из сравнения выхода искомых ядер с потоками изотопов ^{12}B или ^{14}C (сечения образования последних известны 5,6)

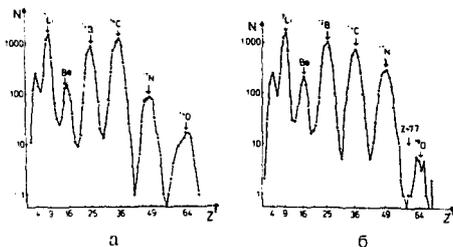


Рис. 7. Зарядовый спектр сигналов черенковских счетчиков при режиме вывода: а/ изотопа ^{19}O , б/ ядер с $A/Z = 18,3/7,7 = 2,378$.

или прямым расчетом, поскольку интенсивность прошедших через мишень ядер ^{19}F и светосила установки известны. В предположении, что импульсные и угловые характеристики искомых ядер и ядер ^{12}B и ^{14}C близки, получены значения сечения перезарядки ($^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}$) = $3 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$ и верхней границы сечения образования ядер с зарядом $Z = 7,7$ и $A \sim 18,3$: $\sigma < 5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$.

Импульсное распределение фрагментов ядер ^{12}C и ^{16}O , ускоренных до энергии 2,1 ГэВ/нукл., изучалось в работе 77 . Экспериментальные результаты данной работы /рис. 8/ позволяют получить информацию о параметрах импульсного распределения нуклидов ^{14}C и ^{19}O , образованных при взаимодействии с мишенью ядер ^{19}F с импульсом - 4 ГэВ/с. нукл. В обоих опытах изучаются фрагменты, вылетающие в узком конусе углов в направлении падающего ядра /в нашем случае раствор этого конуса 1 мрад,

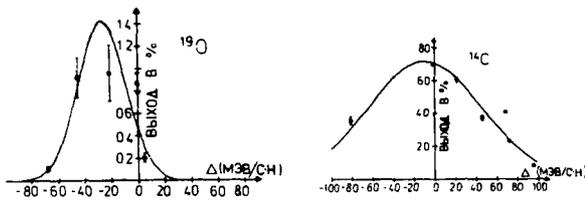


Рис. 8. Распределение нуклидов ^{19}O и ^{14}C по переданному на нуклон импульсу.

вклад аппаратного разрешения в импульсное распределение фрагментов $3 \cdot 10^{-3}$, точность измерения среднего импульса фрагментов $\frac{\Delta p}{p} = 10^{-3}$.

Как и при меньших энергиях ^{/7/}, ширина импульсного распределения в системе координат падающего ядра нуклида, образованного в реакции перезарядки, $\sigma_p(^{19}\text{O}) = (49 \pm 9)$ МэВ/с, меньше, чем соответствующая ширина продукта фрагментации ^{14}C - $\sigma(^{14}\text{C}) = (185 \pm 20)$ МэВ/с. С другой стороны, сдвиг среднего значения импульсного распределения относительно нулевого импульса в системе, связанной с падающим ядром, для ^{19}O больше, чем для фрагментов ^{14}C , (-127 ± 15) МэВ/с и (-32 ± 14) МэВ/с. Ширина импульсного распределения фрагментов углерода $\sigma = 185$ МэВ/с превосходит найденную в ^{/7/}. Однако следует учесть, что в данном опыте углерод получается из ядр-снаряда фтора /в работе ^{/7/} - из O^{16} /, и увеличение числа взаимодействующих нуклонов ядра-снаряда, по-видимому, приводит к возрастанию импульсного разброса фрагментов.

Рассмотрим возможность вывода на экспериментальные установки кумулятивных частиц. Под кумулятивными мы будем понимать нуклоны, импульс которых больше среднего в X раз. Эта возможность основана на том, что в данной схеме опыта выводятся частицы с импульсом на единицу заряда большим, чем у ускоряемого ядра.

Наиболее подходящим для вывода кумулятивных частиц является ускоряемое ядро He^2 , имеющее импульс $p = 6$ ГэВ/с на нуклон. Протоны с $X = 1,5$ /кумулятивное число/ будут вращаться в ускорителе по той же траектории, что и исходное ядро. Кумулятивные протоны с $X = 1,56-2,13$ могут быть выведены из ускорителя, если мишень расположена в окнах 18, 20 или 22.

В области $X \leq 2$ наряду с кумулятивными протонами будут выводиться некумулятивные дейтроны, образующиеся в результате срыва протона из ядра He^2_3 и имеющие такой же импульс на единицу заряда. Кумулятивные протоны с $X > 2,1$ могут быть выведены из ускорителя и при ускорении других ядер.

Заключение

Изучение вторичных ядер, образованных на внутренней мишени синхрофазотрона и выводимых по каналу медленного вывода, позволило определить зарядовый состав и интенсивность пучков вторичных ядер: в режиме вывода фрагмента C^{14} его парциальная интенсивность составляет 70%, выход в канал ядер C^{14} на одно первичное ядро ^{19}F составляет $3 \cdot 10^{-5}$. Сделана оценка сечения перезарядки ядра фтора в кислород: $\sigma(^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}) \approx 3 \cdot 10^{-29}$ см². Ядер с дробным зарядом не найдено на уровне $3 \cdot 10^{-31}$ см². Характеристики импульсных распределений фрагментов при импульсе 4 ГэВ/с нукл. близки к измеренным в Беркли при энергии 2 ГэВ/нукл.

Литература

1. Taniata I. et al. In: Proceeding of the II Intern. conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Visby, Sveden, 10-14 june, 1985, Vol.1, p.32.
2. Taniata I. et al. ibid. p.33.
3. Василишин Б.В., Доля С.Н. ОИЯИ, Р9-85-283, Дубна, 1985.
4. Вереш И. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 4-84, Дубна, 1984, с.10.
5. Heckman M.N.-Phys.Rev.Lett., 1972, Vol.28, No.14, p.926.
6. Olson D.L. et al.-Phys.Rev.C., 1983, Vol.28, No.4. p.1602.
7. Greiner D.E. et al.-Phys.Rev.Lett., 1975, Vol.35, No.3, p.152.