= ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ =

ПОИСК ПРОЦЕССОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ НУКЛОНОВ В ФРАГМЕНТАЦИИ ИОНОВ УГЛЕРОДА ПРИ ЭНЕРГИИ 300 МэВ/НУКЛОН

© 2022 г. А. А. Куликовская $^{1)*}$, Б. М. Абрамов $^{1)}$, Ю. А. Бородин $^{1)}$, С. А. Булычёв $^{1)}$, И. А. Духовской $^{1)}$, А. П. Крутенкова $^{1)}$, В. В. Куликов $^{1)}$, М. А. Мартемьянов $^{1)}$, М. А. Мацюк $^{1)}$, Е. Н. Турдакина $^{1)}$

Поступила в редакцию 23.04.2022 г.; после доработки 26.05.2022 г.; принята к публикации 28.05.2022 г.

В статье представлены результаты поиска процессов перезарядки нуклонов при фрагментации ионов углерода. Экспериментальные данные были получены на установке Φ PAГМ и многоцелевом ускорительном комплексе ИТЭ Φ -ТВН при энергии пучка 300 МэВ/нуклон на тонкой бериллиевой мишени. Экспериментальная установка, расположенная под углом 3.5° по отношению к пучку ионов, обладала годоскопической системой, что позволило обеспечить точность измерения импульса в 0.4%. Были измерены дифференциальные сечения выхода изотопов 11 Be и 12 B, образующихся в результате однократной перезарядки нуклонов, в зависимости от их импульса. Экспериментальные данные были сопоставлены с теоретическими предсказаниями двух моделей ион-ионного взаимодействия: бинарного (BC) и внутриядерного (INCL) каскадов. Измерение процессов перезарядки нуклонов в данной области энергий выполнено впервые.

DOI: 10.31857/S0044002722050075

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных направлений в современной ядерной физике является изучение фундаментальных основ механизмов ядро-ядерных взаимодействий, причем существенное внимание уделяется вопросам феноменологически точного описания этих процессов, необходимого в прикладных областях, таких как тяжелоионная терапия, расчеты радиационной защиты и формирования пучков радиоактивных ионов [1]. Одним из слабоизученных явлений на этом направлении предстает процесс фрагментации ядер, идущий с перезарядкой нуклонов, который приводит к увеличению числа протонов либо нейтронов, в фрагменте по сравнению с налетающим ядром. Процессы перезарядки нуклонов несут информацию о роли мезонных степеней свободы в ядерных силах, модификации барионных резонансов в ядерной материи, нейтронном радиусе ядер, механизмах термализации в ядро-ядерных столкновениях. С экспериментальной точки зрения, регистрация перезарядки нуклонов возможна только в обратной кинематике, где такие фрагменты вылетают почти под нулевым углом и имеют импульс на нуклон, близкий к импульсу на нуклон налетающего ядра. При этом для выделения таких фрагментов на фоне других, образующихся без перезарядки нуклонов с большим сечением, требуется высокое импульсное разрешение, что было возможно осуществить в рамках эксперимента ФРАГМ. При фрагментации ионов углерода 12 С, в результате однократной перезарядки нуклонов, могут образовываться три долгоживущих изотопа: $^{11}{
m Be}\,(7$ нейтронов), $^{12}{
m B}\,(7$ нейтронов) и $^{12}{
m N}\,(7$ протонов). Имеется всего несколько экспериментов, выполненных в диапазоне энергий 1-2 ГэВ/нуклон и только для изобарических переходов. Подобные измерения в области энергий в несколько сот МэВ/нуклон были выполнены впервые. Особенностью нашего эксперимента является то, что измеряются импульсные спектры всех долгоживущих фрагментов, как образующихся с перезарядкой нуклонов, так и без. Сравнение этих спектров позволяет выявить особенности термализации нуклонов в процессах фрагментации с перезарядкой нуклонов. Это особенно важно для образования ¹¹Ве, которое происходит при неизобарической перезарядке нуклонов, которая чувствительна к модификации мезонных взаимодействий в ядерной материи. Также представляет интерес сравнение выходов при фрагментации ионов углерода в изотопы 12 В и 12 N, являющихся зеркальными относительно замены протона на нейтрон в ядре углерода. Выходы этих фрагментов близки, что справедливо

¹⁾НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия.

^{*}E-mail: annkull316@mail.ru

при углах рождения фрагментов, близких к нулевому. Установка Φ PAГМ регистрирует ионы под углом, отличным от нулевого, при этом вклад в выходы фрагментов могут давать также возбужденные состояния, распады которых сильно различаются в ядрах 12 В и 12 N. Это может привести к сильному подавлению выхода 12 N. Все вышеупомянутые эффекты будут являться критическими тестами теоретических моделей, что позволит выявить достоинства и недостатки этих моделей и указать пути их совершенствования [2, 3].

Несмотря на то что первые работы по процессам фрагментации, идущие с перезарядкой нуклонов, появились в 80-е годы прошлого века [4], экспериментальных данных к настоящему моменту крайне мало. Это связано с трудностями идентификации этих процессов в области тяжелых ядер и малостью сечения в области легких ядер. Тем не менее экспериментальные данные по ним важны для оценки роли мезонных обменов, нуклоннуклонных корреляций и модификации барионных резонансов в ядерной среде, изучению спинизоспиновых ядерных возбуждений, в том числе Гамов-Теллеровских. Кроме того, механизм зарядового обмена между нуклонами является перспективным методом для синтезирования ядер, далеких от стабильности, и гиперядер [5]. Создание крупных тяжелоионных научных центров, как GSI в Германии и Riken в Японии, позволило несколько расширить базу данных по зарядообменным процессам. Однако это коснулось только области средних и тяжелых ядер при энергиях около 1 ГэВ/нуклон [6]. В работах GSI на установке FRS было показано, что при фрагментации 112 Sn и ²⁰⁸Pb под нулевым углом в результате изобарического зарядового обмена наблюдается образование изотопов 112 Ir и 208 Ві соответственно. Сечение выхода этих изотопов оказалось довольно большим и сравнимым с сечениями реакций фрагментации, идущими без зарядового обмена. В отличие от эксперимента, имеется большое число работ по теоретическим аспектам как однократной, так и двойной перезарядки нуклонов в процессах фрагментации ядер [7].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ФРАГМ

Эксперимент ФРАГМ, проведенный на базе многоцелевого ускорительного комплекса ИТЭФ-ТВН (Тера-Ваттный Накопитель) в Институте теоретической и экспериментальной физики (НИЦ "Курчатовский институт"), был направлен на исследование механизмов ядро-ядерных взаимодействий [8, 9]. Экспериментальная установка показана на рис. 1 и представляет собой двухступенчатый магнито-оптический канал длиной 42 м,

ориентированный под углом в 3.5° по отношению к пучку ускорителя [10]. Первая ступень установки состояла из дублета квадрупольных линз Q1 и Q2, отклоняющего магнита ВМ1, системы коллиматоров и полевой ахроматизирующей квадрупольной линзы Q3, расположенной в первом фокусе канала на расстоянии 26 м от внутренней мишени ускорителя. Вторая ступень предназначалась для фокусировки пучка в область расположения сцинтилляционных счетчиков (С2 и С3) и включала в себя дублет квадрупольных линз (Q4 и Q5) и поворотный магнит ВМ2. В первом фокусе был установлен годоскоп Н1 и два сцинтилляционных счетчика CF1 и CF2. Годоскоп состоял из двадцати вертикальных и восьми горизонтальных элементов размером $20 \times 1 \times 1$ см и предназначался как для измерения профиля пучка, так и для уточнения импульса фрагмента с учетом фокусирующих свойств магнито-оптического канала. Сцинтилляционные счетчики в каждом фокусе использовались для амплитудных и времяпролетных измерений. Каждый счетчик просматривался двумя ФЭУ с противоположных сторон для компенсации их геометрических размеров при времяпролетных измерениях. Внутренняя мишень ускорителя была изготовлена из 50-мкм бериллиевой фольги, что позволяло одновременно иметь как высокую светимость за счет многократного прохождения ионов через мишень, так и малые размеры источника для полного использования высокого импульсного разрешения канала. В качестве монитора использовался телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков, направленный на мишень, под углом в 2° по отношению к пучку ускорителя. Триггером служило совпадение сигналов со счетчиков первого и второго фокуса. По сигналу триггера необходимая информация считывалась с помощью системы САМАС. Измерение импульсных спектров фрагментов проводилось путем сканирования по жесткости магнито-оптического канала с шагом в 50 МэВ/c.

3. ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ В МОДЕЛЯХ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОЛЕЙСТВИЙ

Одной из целей эксперимента ФРАГМ является тестирование различных моделей ион-ионных вза-имодействий, в том числе с точки зрения описания зарядово-обменных реакций. Были исследованы следующие модели: бинарного каскада (ВС) [11], внутриядерного каскада (INCL) [12], квантовая молекулярно-динамическая (QMD) [13] и кварк-глюонная струнная (LAQGSM03.03)[14]. Последняя модель является основной частью транспортного кода МСNP6, поддерживаемого и обновляемого LANL, США. В настоящей работе были

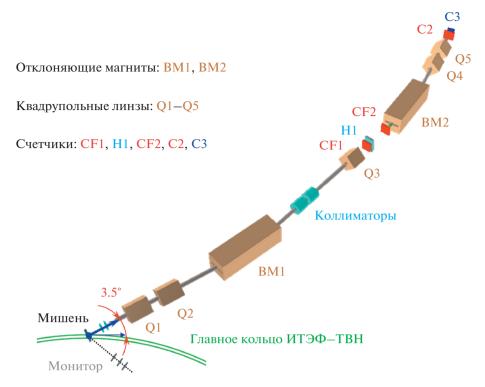


Рис. 1. Схема экспериментальной установки ФРАГМ.

проанализированы импульсные спектры долгоживущих изотопов бериллия (${}^{7}\text{Be}, {}^{9}\text{Be}, {}^{10}\text{Be}$), бора $({}^{8}\mathrm{B}, {}^{10}\mathrm{B}, {}^{11}\mathrm{B})$, в том числе фрагменты, возникшие в процессе перезарядки нуклонов (11 Be, 12 B, 12 N). Все модели дают сопоставимые выходы вышеупомянутых долгоживущих изотопов, однако только две (BC и INCL) претендуют на описание выхода ионов, образовавшихся в зарядово-обменных реакциях. На рис. 2 приведена зависимость импульса (p) от угла вылета фрагмента (θ) для 12 В. Видно, что данные корреляционные распределения существенным образом отличаются друг от друга. Модель BC предсказывает наибольший выход 12 B при углах в области углового захвата установки ФРАГМ, в то время как выход для INCL в данной области существенным образом подавлен. Кроме того, формы спектров в рамках модели ВС для ¹²В и $^{12}{
m N}$ близки.

4. МЕТОДИКА ОТБОРА ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫХ РЕАКЦИЙ

В данной главе дается описание методики идентификации изотопов бериллия и бора. Измерения были проведены при сканировании по жесткости магнито-оптического канала от 0.9 до $2.8~ \Gamma \Rightarrow B/c$ с шагом в $50~M \Rightarrow B/c$. Отбор фрагментов производится по корреляционным распределениям времени пролета (TDC) и амплитуды сигнала с зарядовоцифрового преобразователя (QDC) при различных

настройках магнито-оптического канала по жесткости. Временные измерения определены таким образом, что ионы с большей массой имеют меньшую величину в каналах TDC. Представленная методика позволяет хорошо выделять фрагменты, импульсные распределения которых имеют значительные ширины, превышающие шаг измерения в несколько раз. На первом этапе ионы выделяются по амплитуде сигнала с QDC (функция заряда фрагмента). Проекция отобранных данных на ось времени пролета позволяет выделить искомый фрагмент, а число зарегистрированных событий определяется суммой событий в распределении. Относительные выходы фрагментов вычислялись нормировкой числа отобранных ионов на показания монитора с учетом эффективности их регистрации. Для определения эффективности регистрации ионов была использована программа моделирования магнито-оптического канала установки ФРАГМ на базе программного пакета Geant4 (версия 4.10.07) [15]. Код программы включал точное описание геометрических параметров элементов магнито-оптического канала и сцинтилляционных счетчиков, измеренные карты магнитных полей отклоняющих магнитов и квадрупольных линз. Для учета взаимодействия ионов с веществом был использован набор физических процессов QGS BIC, где в качестве описания процессов неупругого взаимодействия используется модель бинарного каскада (ВС). Магнитные

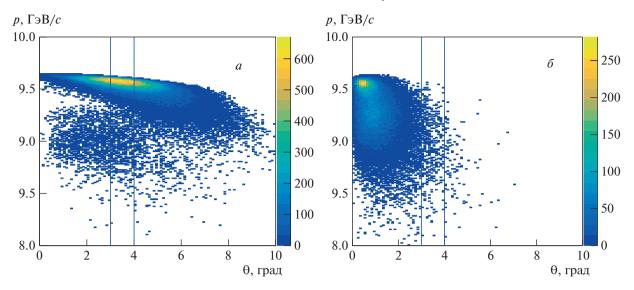


Рис. 2. Зависимость импульса 12 В (p) от угла вылета фрагмента (θ) для двух моделей ион-ионного взаимодействия: ВС (a) и INCL (δ) . Вертикальные линии показывают угловой захват установки ФРАГМ.

поля и градиенты квадрупольных линз задавались в соответствии с настройкой канала на определенную жесткость.

Для получения абсолютных величин дифференциальных сечений $d^2\sigma/dpd\Omega$ в моделях была проведена нормировка на полное сечение взаимодействия ионов углерода с берилиевой мишенью. Величина сечения была вычислена в модели LAQGSM, $\sigma_{\text{tot}} = 772.8$ мбн при кинетической энергии 300 МэВ/нуклон, что также хорошо согласуется с энергонезависимым приближением полного сечения в пределах 0.5% [16]. Для получения абсолютных дифференциальных сечений относительные данные наших измерений нормировались на предсказания модели ВС в максимуме фрагментационного пика выхода изотопа 4 He, которые с точностью 20% совпадают с предсказаниями и других вышеупомянутых моделей. Дифференциальные сечения выхода для шести изотопов бора и бериллия приведены на рис. 3, данные приводятся в сравнении с аналогичными спектрами, полученными в рамках моделей BC и INCL. Измеренные сечения перекрывают до пяти порядков величины, причем импульсное распределение каждого фрагмента имеет форму, близкую к гауссовой, где максимум в импульсе на нуклон близок к величине импульса на нуклон налетающего ядра углерода. Данные, полученные в рамках модели ВС, хорошо согласуются с экспериментом по среднему значению и ширине распределения. Различие по величине сечения ожидаемо, поскольку предсказания моделей ион-ионных взаимодействий сильно различаются, причем разница возрастает с увеличением массы фрагмента, что также связано с различиями в угловых зависимостях выхода фрагментов в моделях.

В случае зарядово-обменных реакций, идущих с существенно меньшими сечениями, необходимо анализировать профиль пучка фрагментов в фокальной плоскости первого фокуса для каждой настройки магнито-оптического канала. Для поиска 11 Ве сканировалась область по жесткости от 2.0 до $2.25 \, \Gamma$ эВ/c, в случае 12 В — от 1.75 до 1.95 Γ эВ/c. Алгоритм выделения ¹²В представлен на рис. 4: показано корреляционное распределение времени пролета от амплитуды сигнала при жесткости в $1.85 \, \Gamma$ $_{9}B/c$ (a), распределение по номеру сработавшей ячейки годоскопического счетчика (δ) и проекция на ось времени (β) после выделения сигнала по корреляционной зависимости. Распределение (б) получено при отборе по каналам TDC от 425 до 445. Сигнал от ¹²В четко прослеживается на распределении по номеру ячейки годоскопа; фоновые события дает ¹¹В. Видно, что каждая настройка по жесткости дает примерно десять добавочных точек, каждая из которых уточняет импульс фрагмента до 0.4%. В дальнейшем для получения дифференциального сечения как функции импульса фрагмента, ближайшие по импульсу точки из разных настроек канала суммируются. Для суммирования точек ¹¹Ве был выбран шаг по жесткости равный 20 MэВ, для 12 В — 10 MэВ.

5. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И МОДЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

На рис. 5 приведены дифференциальные сечения выходов 11 Ве и 12 В в зависимости от импульса фрагмента, экспериментальные результаты

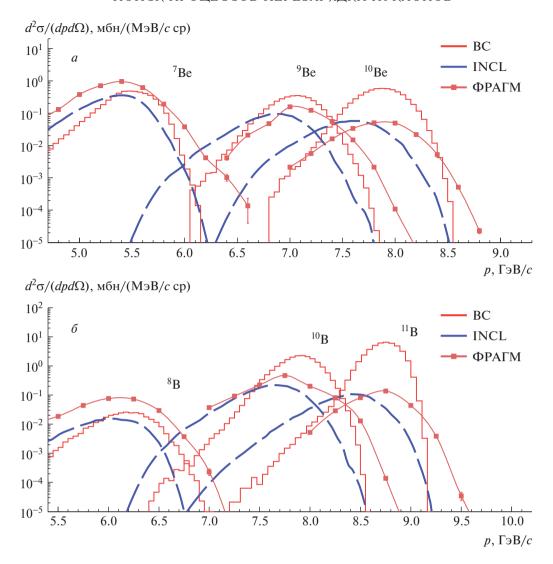


Рис. 3. Дифференциальные сечения выходов ионов бериллия и бора в зависимости от импульса фрагмента.

приведены в сравнении с данными, полученными в рамках моделей ВС и INCL. Экспериментальная форма спектра близка к модели ВС, однако, как уже было отмечено, модельные и экспериментальные существенно расходятся по величине сечения в максимуме. Поиск сигнала от фрагмента $^{12}{
m N}$ был проведен при настройке канала от 1.25до 1.45 ГэВ/c. Распределение отобранного сигнала по годоскопическому счетчику не дало четко выраженного пика. В рамках модели ВС выходы ¹²В и 12 N идентичны. Однако установка ФРАГМ имеет угол регистрации, отличный от нулевого, при этом основной вклад в рождение ¹²N будут давать возбужденные состояния, которые все без исключения имеют ширину порядка 100 кэВ и распадаются в мишени ускорителя в основном по каналу ${}^{11}C +$ +p, что приводит к существенному подавлению регистрации изотопа ¹²N. Для оценки формы импульсных распределений фрагментов бора и бериллия может быть использована статистическая модель, предложенная А. Гольдхабером [17, 18]. Статистическая модель широко используется при описании ядро-ядерных взаимодействий и связывает фрагментацию налетающего иона с внутриядерным движением нуклонов, точнее, с импульсом Ферми. Модель базируется на двух основных предположениях: импульсные распределения в системе покоя налетающего ядра имеют гауссову форму; дисперсии этих распределений определяются так называемым параболическим законом

$$\sigma_{||}^2 = \sigma_0 \frac{A_F (A_P - A_F)}{(A_P - 1)},\tag{1}$$

где A_P и A_F — массовые числа налетающего ядра и фрагмента, $\sigma_0 = P_F^2/5$, P_F — импульс Ферми [19]. В случае ядра углерода $\sigma_0 = 103$ МэВ [20]. Следует отметить, что для сравнения эксперимен-

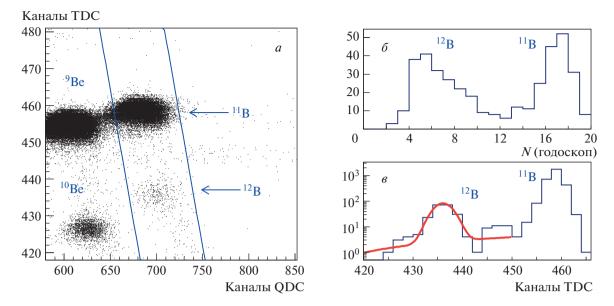


Рис. 4. Алгоритм выделения 12 В при жесткости канала в 1.8 ГэВ/c: корреляционное распределение времени пролета (TDC) и амплитуды сигнала (QDC) (a); распределения по номеру ячейки годоскопического счетчика (δ) и по каналам TDC (a), полученные по отобранным событиям из выделенной области корреляционного распределения. Наклонные линии на (a) соответствуют границам отбора изотопа a0 каналам TDC сигнал от a1 в задан фитирующей функцией, обозначенной красным цветом.

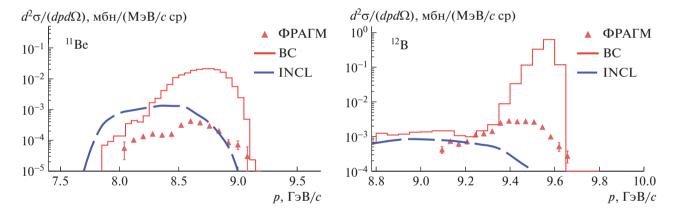


Рис. 5. Дважды дифференциальные сечения выходов изотопов 11 Ве и 12 В в зависимости от их импульса.

тальных данных с предсказаниями моделей необходимо ввести две поправки на ширину распределений, вычисленных в системе покоя налетающего ядра. Первая поправка связана с импульсным разрешением установки, которая составляет 1.5% по импульсу в случае измерений без использования годоскопа, и 0.5% для зарядово-обменных реакций, полученных с использованием годоскопа. Следующая поправка связана с приведением экспериментальной ширины к нулевому углу. Данный пересчет проведен в рамках модели ВС, поправочный коэффициент различен для разных фрагментов. В табл. 1 для каждого изотопа приведено

измеренное значение ширины σ в системе покоя налетающего ядра углерода, оно же приведенное к нулевому углу $\sigma_{||}$, данные эксперимента при 2.1 ГэВ/нуклон $\sigma_{||}^{\text{эксп.}}$ [20] и теоретическое значение, вычисленное в приближении статистической модели $\sigma_{||}^{\text{теор.}}$. Значения $\sigma_{||}$ находятся в хорошем согласии с ширинами, полученными в рамках статистической модели. Теоретическая ширина для 12 В равна нулю, но как наш, так и эксперимент [20] дают, хотя и малые, но согласующиеся конечные величины.

Таблица 1. Параметры гауссовской аппроксимации импульсных распределений изотопов бериллия и бора: σ — измеренные в эксперименте Φ PA Γ M, $\sigma_{||}$ — приведенные к нулевому углу, $\sigma_{||}^{\text{эксп}}$ — данные [20], $\sigma_{||}^{\text{теор}}$ — вычисленные в соответствии с параболическим законом Гольдхабера

Изотоп	σ, МэB/c	$\sigma_{ },$ МэВ/ c	$\sigma_{ }^{\mathfrak{s}_{\mathrm{KCII}}}, \mathrm{M}\mathfrak{s}\mathrm{B}/c$	$\sigma_{ }^{\mathrm{reop}}$, МэВ/ c
⁷ Be	202.7 ± 1.8	167.9 ± 5.6	145 ± 2	183.7
⁹ Be	178.5 ± 1.6	136.6 ± 6.6	133 ± 3	161.4
¹⁰ Be	207.5 ± 0.6	131.3 ± 5.5	129 ± 4	138.9
¹¹ Be	148.0 ± 7.9	111.4 ± 13.1	155 ± 40	103.0
⁸ B	213.4 ± 3.3	180.2 ± 5.8	151 ± 16	175.7
$^{10}{ m B}$	206.4 ± 3.6	132.9 ± 6.1	134 ± 3	138.9
$^{11}\mathrm{B}$	162.0 ± 2.0	100.1 ± 7.4	106 ± 4	103.0
¹² B	91.4 ± 3.0	54.8 ± 4.4	63 ± 9	0.0

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках эксперимента ФРАГМ на тяжелоионном ускорительном комплексе ИТЭФ был проведен целенаправленный высоко статистически обеспеченный поиск зарядово-обменных процессов во фрагментации ионов ¹²С при энергии 300 МэВ/нуклон. Удалось измерить выходы фрагментов 11 Ве и 12 В, образующихся в результате однократной перезарядки нуклонов. Полученные сечения более чем на два порядка меньше сечений выхода других изотопов этих элементов, образующихся без зарядового обмена. Поиск $^{12}{
m N}$, изотопа, зеркального к $^{12}{
m B}$, не дал положительного результата, что может быть связано с известным эффектом доминирования образования короткоживущих возбужденных состояний 12 N, распадающихся по каналу ${}^{11}C+p$, в области углов регистрации установки ФРАГМ. Проведенное сравнение полученных данных с предсказаниями нескольких моделей ион-ионных взаимодействий показало, что только некоторые используют механизмы, приводящие к образованию фрагментов с числом протонов или нейтронов большим, чем во фрагментирующем ядре. Среди них можно отметить INCL и BC, но и предсказания этих моделей далеки от хорошего описания экспериментальных данных. Так модель ВС неплохо воспроизводит формы импульсных спектров этих фрагментов, но сильно переоценивает сечения их выхода. Полученные результаты расширяют базу данных по слабоизученным процессам фрагментации ядер, идущим с перезарядкой нуклонов, и предоставляют новый материал для тестирования моделей ионионных взаимодействий.

Авторы благодарны персоналу ускорительного комплекса ИТЭФ-ТВН и техническому персоналу

эксперимента $\Phi PA\Gamma M$ за большой вклад в проведение измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- M. De Napoli, C. Agodi, G. Battistoni, A. A. Blancato, G. P. Cirrone, G. Cuttone, F. Giacoppo, M. C. Morone, D. Nicolosi, L. Pandola, V. Patera, G. Raciti, E. Rapisarda, F. Romano, D. Sardina, A. Sarti, A. Sciubba, V. Scuderi, C. Sfienti, S. Tropea, et al., Phys. Med. Biol. 57, 7651 (2012).
- 2. B. M. Abramov, P. N. Alexeev, Yu. A. Borodin, S. A. Bulychjov, I. A. Dukhovskoy, K. K. Gudima, A. I. Khanov, A. P. Krutenkova, V. V. Kulikov, M. A. Martemianov, S. G. Mashnik, M. A. Matsyuk, and E. N. Turdakina, EPJ Web Conf. 138, 03002 (2017).
- 3. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин, С. А. Булычев, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацюк, С. Г. Машник, Е. Н. Турдакина, А. И. Ханов, ЯФ 78, 403 (2015) [В. М. Abramov, Р. N. Alekseev, Yu. A. Borodin, S. A. Bulychjov, I. A. Dukhovskoi, А. Р. Krutenkova, V. V. Kulikov, M. A. Martemianov, M. A. Matsyuk, S. G. Mashnik, E. N. Turdakina, and A. I. Khanov, Phys. At. Nucl. 78, 373 (2015)].
- 4. M. Roy-Stephan, Nucl. Phys. A 482, 373 (1988).
- 5. T. R. Saito, H. Ekawa, and M. Nakagawa, Eur. Phys. J. A **57**, 159 (2021).
- J. L. Rodriguez-Sánchez, J. Benlliure, I. Vidaña, H. Lenske, C. Scheidenberger, J. Vargas, H. Alvarez-Pol, J. Atkinson, T. Aumann, Y. Ayyad, S. Beceiro-Novo, K. Boretzky, M. Caamaño, E. Casarejos, D. Cortina-Gil, P. Diaz Fernández, et al., Phys. Lett. B 807, 135565 (2020).
- 7. H. Lenske, F. Cappuzzello, M. Cavallaro, and M. Colonna, Prog. Part. Nucl. Phys. **109**, 103716 (2019).

- 8. Н. Н. Алексеев, Д. Г. Кошкарев, Б. Ю. Шарков, Письма в ЖЭТФ 77, 149 (2003) [N. N. Alexeev, D. G. Koshkarev, and B. Yu. Sharkov, JETP Lett. 77, 123 (2003)].
- 9. Н. Н. Алексеев, Г. Н. Акимов, П. Н. Алексеев, В. Н. Балануца, Б. И. Булыкин, Б. А. Волков, С. В. Гапоненко, В. В. Гачурин, Ю. М. Горячев, В. Н. Евтихович, А. С. Журавлев, В. П. Заводов, В. С. Завражнов, П. Р. Зенкевич, Н. Е. Иванов, М. М. Кац и др., Письма в ЭЧАЯ 120, 78 (2004) [N. N. Alekseev, G. N. Akimov, P. N. Alekseev, V. N. Balanutsa, B. I. Bulykin, B. A. Volkov, S. V. Gaponenko, V. V. Gachurin, Yu. M. Goryachev, V. N. Evtikhovich, A. S. Zhuravlev, V. P. Zavodov, V. S. Zavrazhnov, P. R. Zenkevich, N. E. Ivanov, M. M. Kats, et al., Part. Nucl. Lett. 120, 78 (2004)].
- Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин, С. А. Булычев, И. А. Духовский, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацюк, Е. Н. Турдакина, А. И. Ханов, Письма в ЖЭТФ 97, 509 (2013) [В. М. Abramov, Р. N. Alekseev, Yu. A. Borodin, S. A. Bulychjov, I. A. Dukhovskoy, A. P. Krutenkova, V. V. Kulikov, M. A. Martemianov, M. A. Matsyuk, E. N. Turdakina, and A. I. Khanov, JETP Lett. 97, 439 (2013)].
- 11. G. Folger, V. N. Ivanchenko, and J. P. Wellisch, Eur. Phys. J. A **21**, 407 (2004).

- 12. D. Mancusi, A. Boudard, J. Cugnon, J.-C. David, P. Kaitaniemi, and S. Leray, Phys. Rev. C **90**, 054602 (2014).
- 13. T. Pal Singh and S. Gautam, arXiv: 1110.6687v1 [nucl-th].
- 14. S. G. Mashnik, Eur. Phys. J. Plus 126, 49 (2011).
- S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A 506, 250 (2003).
- 16. L. Sihver, C. H. Tsao, R. Silberberg, T. Kanai, and A. F. Barghouty, Phys. Rev. C 47, 1225 (1993).
- 17. A. S. Goldhaber, Phys. Lett. B 53, 306 (1974).
- 18. W. A. Friedman, Phys. Rev. C 27, 569 (1983).
- B. M. Abramov, P. N. Alekseev, Yu. A. Borodin, S. A. Bulychjov, I. A. Dukhovskoy, A. I. Khanov, A. P. Krutenkova, V. V. Kulikov, M. A. Martemianov, M. A. Matsyuk, and E. N. Turdakina, J. Phys.: Conf. Ser. 798, 012077 (2017).
- 20. D. E. Greiner, P. J. Lindstrom, H. H. Heckman, B. Cork, and F. S. Bieser, Phys. Rev. Lett. **35**, 152 (1975).

SEARCH FOR NUCLEON CHARGE EXCHANGE PROCESSES IN THE CARBON IONS FRAGMENTATION AT AN ENERGY 300 MeV/NUCLEON

A. A. Kulikovskaya¹⁾, B. M. Abramov¹⁾, Yu. A. Borodin¹⁾, S. A. Bulychjov¹⁾, I. A. Dukhovskoy¹⁾, A. P. Krutenkova¹⁾, V. V. Kulikov¹⁾, M. A. Martemianov¹⁾, M. A. Matsyuk¹⁾, E. N. Turdakina¹⁾

1) NRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

The article presents the results of a search for nucleon charge exchange processes at the fragmentation of carbon ions. Experimental data were obtained at the FRAGM facility and the ITEP—TWAC multi-purpose accelerator complex at a beam energy of 300 MeV/nucleon on a thin beryllium target. The experimental setup, located at an angle of 3.5° with respect to the ion beam, has a hodoscope system, which made possible to ensure the momentum measurement accuracy of 0.4%. The differential cross sections for the yield of ¹¹Be and ¹²B were measured as functions of the fragment momentum, these ions are formed as a result of a single charge exchange of nucleons. Experimental data were compared with predictions of two models of ion-ion interaction: binary (BC) and intranuclear (INCL) cascades. The measurement of nucleon charge exchange processes at this energy range was performed for the first time.