

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ НУКЛОНОВ ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ ^{12}C С ЭНЕРГИЕЙ 300 МэВ/НУКЛОН

А. А. Куликовская^{1,2,*}, *М. А. Мартемьянов*¹

¹ Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
Москва, 123182, Россия

² ОАНО ВО «МосТех», Москва, 105318, Россия

На фрагмент-сепараторе ФРАГМ ускорительного комплекса ТВН был проведен поиск реакций, протекающих с перезарядкой нуклонов, при фрагментации ядер углерода с энергией 300 МэВ/нуклон на тонкой бериллиевой мишени. Экспериментальная установка, расположенная под углом $3,5^\circ$ по отношению к налетающему пучку, обладает высоким импульсным разрешением. Измерены дифференциальные сечения выхода ядер ^{11}Be , ^{12}B и ^{12}Be в зависимости от их импульса. Проведено сравнение экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями различных моделей ядро-ядерных взаимодействий и другими экспериментальными результатами. Измерение процессов перезарядки нуклонов в данной области энергий выполнено впервые. Получен новый материал для проверки теоретических моделей ядро-ядерных взаимодействий.

The search of reactions with nucleon charge exchange was performed on the FRAGM fragment separator of the TWAC accelerator complex at fragmentation of carbon nuclei with an energy of 300 MeV/nucleon on a thin beryllium target. The experimental setup, located at an angle of 3.5° to the incident beam, had high momentum resolution. Differential cross sections were measured for ^{11}Be , ^{12}B and ^{12}Be as a function of the nuclei momentum. The experimental data were compared with theoretical predictions of various models of nucleus–nucleus interactions and other experimental results. Measurements of nucleon charge-exchange processes in this energy region was carried out for the first time. New results were obtained to test theoretical models of nucleus–nucleus interactions.

PACS: 25.70.Mn; 25.70.Pq

ВВЕДЕНИЕ

Изучение фундаментальных основ механизмов ядро-ядерных взаимодействий является одним из важных направлений исследования в современной экспериментальной физике. Существенное внимание уделяется феноменологически точному описанию процессов фрагментации ядер, включая механизмы их образования и особенности структуры ядра, необходимому в таких прикладных областях, как тяжелоионная терапия,

* E-mail: annkull316@mail.ru

расчеты радиационной защиты и формирования пучков радиоактивных ионов [1].

Процессы фрагментации, идущие с перезарядкой нуклонов, довольно слабо изучены экспериментально, несмотря на то, что первые работы появились в 80-е гг. прошлого века [2]. С точки зрения эксперимента это связано с трудностями идентификации данных процессов в области тяжелых ядер и малостью сечения в области легких ядер. В результате таких реакций в образованном фрагменте происходит увеличение числа протонов или нейтронов по сравнению с налетающим ядром. Теоретическое описание зарядово-обменных процессов, как правило, основано на механизме мезонного обмена между нуклонами ядра-снаряда и мишени, а именно при низких и промежуточных энергиях налетающего ядра доминирующим процессом является эффект квазиупругого рассеяния. С ростом энергии налетающего ядра взаимодействие нуклонов начинает сопровождаться рождением резонансных состояний. С практической точки зрения зарядово-обменные реакции служат инструментом для изучения довольно широкого спектра физических задач. Соответствующие экспериментальные данные важны для оценки роли мезонных обменов, нуклон-нуклонных корреляций, модификации барионных резонансов в ядерной среде, спин-изоспиновых ядерных возбуждений, а также необходимы для вычисления ядерных матричных элементов безнейтринного двойного бета-распада [3]. Механизм зарядового обмена между нуклонами является также перспективным методом для синтеза ядер, далеких от стабильности, и гиперядер.

Создание крупных тяжелоионных ускорительных комплексов, таких как GSI (Германия) и RIKEN (Япония), позволило провести новые измерения зарядово-обменных процессов, которые затронули область средних и тяжелых ядер [4, 5]. Например, на установке FRS в GSI при фрагментации ^{112}Sn и ^{208}Pb в результате реакции зарядового обмена были зарегистрированы изотопы ^{112}Ig и ^{208}Bi соответственно при энергии 1 ГэВ/нуклон [6]. Сечение выхода этих фрагментов оказалось довольно большим и сравнимым с сечениями обычной фрагментации, проходящей без зарядового обмена. Анализ спектров по переданной энергии показал соотношения между вкладами от квазиупругого и неупругого взаимодействий между ионами в процессе перезарядки, причем энергии столкновения при неупругом взаимодействии было достаточно для рождения изобарного состояния. Проведенный теоретический анализ данных позволил впервые получить хорошее согласие с экспериментом. Имеется большое число работ по теоретическим аспектам как однократной, так и двойной перезарядки нуклонов в процессах фрагментации ядер [3, 7–9].

Одним из преимуществ эксперимента ФРАГМ (название происходит от термина «фрагментация») являлось высокое импульсное разрешение, которое обеспечило получение высокоточных данных по фрагментации ионов в области энергий, доступных на тера-ваттном ускорителе (ТВН) [10]. В рамках эксперимента был проведен набор данных по

фрагментации ионов углерода на мишенях от бериллия до тантала как в широком диапазоне кинетических энергий налетающего ядра (от 0,3 до 3,2 ГэВ/нуклон), так и в большой области энергий полученных фрагментов (от изотопов водорода до изотопов налетающего ядра углерода). Особенностью эксперимента ФРАГМ является то, что измеряются импульсные спектры всех долгоживущих фрагментов бериллия и бора, как образующихся с перезарядкой нуклонов, так и без. Цель данной работы — представить результаты экспериментальных исследований по поиску изотопов, образующихся в реакциях перезарядки нуклонов. Исследовалась реакция ${}^9\text{Be}({}^{12}\text{C}, f)\text{X}$, где f — искомые фрагменты: ${}^{11}\text{Be}$, ${}^{12}\text{B}$, ${}^{12}\text{Be}$ и ${}^{12}\text{N}$. Производился расчет дифференциальных сечений выходов полученных фрагментов в зависимости от их импульса. Проведено сравнение полученных данных с различными моделями ядро-ядерных взаимодействий, а также исследование формы импульсных спектров фрагментов в системе покоя налетающего ядра и их согласованность как с другими экспериментальными результатами, так и с предсказаниями статистических моделей. Имеется всего несколько аналогичных экспериментов, выполненных в энергетическом диапазоне 1–2 ГэВ/нуклон и только для изобарических переходов. Подобные измерения при энергии 300 МэВ/нуклон были выполнены впервые.

1. ОБЗОР РЕАКЦИЙ, ПРОХОДЯЩИХ С ПЕРЕЗАРЯДКОЙ НУКЛОНОВ

К зарядово-обменным реакциям относят процессы в атомных ядрах, когда меняется только заряд ядра, но при этом полное число нуклонов сохраняется. Существует также другое представление о таких реакциях, когда в ядре увеличивается число нейтронов или протонов на единицу, что можно назвать реакцией, идущей с однократной перезарядкой нуклонов. В истории изучения данных реакций началом можно считать обнаружение особого процесса, названного бета-распадом, в то время как современные понятия о строении атома еще не были сформированы. Создание и развитие ускорительной техники дало импульс к более детальному исследованию ядерных зарядово-обменных реакций. Первоначально исследования зарядово-обменных реакций проводились на ускоренных протонных пучках. Изучались реакции (p, n) , в результате сделан значительный вклад в изучение возбужденных состояний, изобар-аналоговых состояний, механизмов реакций и ядерной структуры, а также в вычисление зарядовых радиусов ядер.

Существенной сложностью на этом этапе являлось измерение энергетических спектров нейтронов при больших энергиях. Поэтому наибольший интерес вызывает квазиупругий процесс (${}^3\text{He}$, t), поскольку регистрация тритонов является более простой задачей. Исследование такого процесса при низких и промежуточных энергиях дает важную информацию о взаимодействии нуклонов в ядрах и свойствах ядерных

полей [11–13]. При описании квазиупругих процессов часто используются оптические модели, когда рассеяние частицы на ядре, состоящем из многих нуклонов, описывается как прохождение падающей волны через среду, свойства которой определяются оптическим потенциалом. Параметры такого потенциала подбираются из условия согласования расчетных и экспериментальных данных. Анализ упругого и квазиупругого рассеяния на ядрах показывает, что нейтронный и протонный потенциалы различны. Таким образом, сечения зарядово-обменных реакций должны определяться изоспиновым потенциалом и зависеть от избытка нейтронов. На пучке ионов ${}^3\text{He}$ циклотрона Института ядерной физики (Чехия) были изучены реакции передачи на ядрах ${}^{45}\text{Sc}$, ${}^{194}\text{Pt}$ и ${}^{197}\text{Au}$ при энергиях 10–29 МэВ [14–16]. Показано, что сечения заселения возбужденных состояний должны зависеть от нейтронного избытка в ядре мишени. Реакции зарядового обмена служат также инструментом для изучения структуры атомного ядра. Величина сечения такой реакции зависит от различий в поверхностном распределении нуклонной плотности. Поэтому особенно интересны зарядово-обменные реакции, где ядра имеют структуру с нейтронным гало.

При переходе к промежуточным энергиям исследования зарядово-обменных реакций нацелены на поиск спин-изоспиновых возбуждений ядра мишени. Спектр по энергии возбуждения ${}^{12}\text{B}$ был измерен на экспериментальной установке SMART (RIKEN) в реакции ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{12}\text{B}$ при энергии 135 МэВ/нуклон [17]. Определено сечение образования основного состояния ${}^{12}\text{B}$. Спектры по энергии возбуждения ядра ${}^{12}\text{N}$ измерены на циклотроне Индианского университета (США) в реакции ${}^{12}\text{C}(p, n){}^{12}\text{N}$ [18]. Получены экспериментальные данные, которые тесно связаны с интерпретацией результатов исследований на установке ФРАГМ.

При промежуточных и высоких энергиях возможно образование различных барионных резонансов в результате неупругого взаимодействия между ядром-снарядом и мишенью (рис. 1). Фактически происходит взаимодействие протонов и нейтронов на периферии ядра по двум кана-

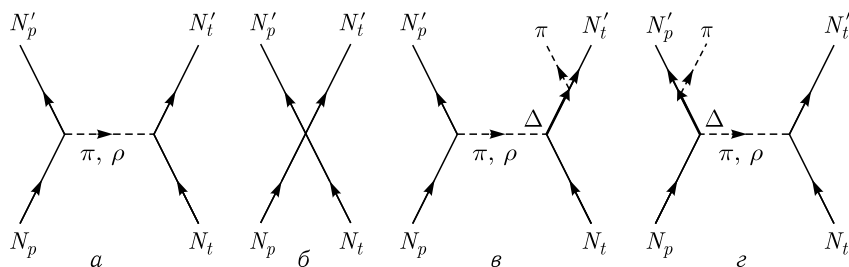


Рис. 1. Графическое представление процессов квазиупругого взаимодействия нуклонов ядра-снаряда (N_p) и мишени (N_t) (а и б) и неупругого канала, сопровождающегося образованием Δ -изобары (в и г) [6]

лам: квазиупругому и неупругому, который сопровождается рождением резонансных состояний. В частности, неупругий канал реакции, идущий с образованием Δ -резонанса, может наблюдаться при энергии, близкой к 290 МэВ. Механизм формирования барионных резонансов внутри возбужденного ядра до сих пор остается фундаментальной проблемой в физике адронов.

Образование Δ -резонанса — это наиболее характерное проявление πN -взаимодействия. Поскольку в нуклон-нуклонном взаимодействии обмен пионами играет основную роль, влияние резонанса на спектр возбуждения ядерной материи оказывается настолько существенным, что Δ -изобару можно считать составной частью ядерной материи наряду с нуклонами [19]. В соответствии с современными теоретическими предсказаниями Δ -изобарное возбуждение ядра носит коллективный характер. Из-за малого времени жизни резонанс быстро распадается, причем для нуклона определяется незанятый уровень в распределении Ферми для нуклонов, а пион находит себе другого кандидата для рождения новой изобары. Совокупность экспериментальных данных, направленных на изучение Δ -изобар в реакциях перезарядки протонов и ядер на различных мишенях, показывает, что квазисвободный механизм рождения изобары не является основным для этих реакций, основной механизм взаимодействия носит коллективный характер. В соответствии с такими теоретическими предположениями было показано, что ядерный энергетический изобарный пик сдвинут к меньшим переданным энергиям по сравнению с аналогичным пиком в сечении реакции на свободном протоне, ширина пика также превышает его номинальное значение в несколько раз. Также установлено, что причина сдвига и уширения пика связана с откликом ядра-мишени на рождение изобары, а не с типом ядра-снаряда. Наконец, сечение в области неупругого пика в реакциях перезарядки, измеренное на ядерной мишени, значительно превышает аналогичное сечение на протонной мишени. Важные экспериментальные измерения зарядово-обменных реакций были осуществлены на многоцелевом магнитном спектрометре «Альфа», расположенном на канале медленного вывода пучка синхрофазотрона ОИЯИ в Дубне. Исследовалась типичная зарядово-обменная реакция (${}^3\text{He}, t$) в энергетическом диапазоне от 1,45 до 3,6 ГэВ/нуклон на протонной и углеродной мишенях [12].

Следует также отметить современные измерения Δ -резонанса, которые были осуществлены на фрагмент-сепараторе FRS и синхротроне SIS-18 (GSI, ФРГ) [4]. В качестве ядра-снаряда использовались стабильные ядра ${}^{112}\text{Sn}$ и ${}^{124}\text{Sn}$ с энергией 1 ГэВ/нуклон. В эксперименте удалось измерить распределение по переданной энергии с хорошей точностью, что дало возможность разделить квазиупругую и неупругую составляющие энергетического спектра. Для обоих ядер-снарядов был вычислен с хорошей точностью энергетический сдвиг для пика Δ -изобары относительно тех же измерений на водородной мишени. Величина смеще-

ния составила (63 ± 5) МэВ. Также была предпринята попытка описать неупругий пик и объяснить данное смещение с помощью теоретических расчетов [20]. Было показано, что вклад в рождение неупругого пика может вносить изобара, которая рождается как в ядре-снаряде, так и в мишени. Пики от этих двух механизмов смещены в противоположные стороны, а результирующее смещение пиков можно определить исходя из величины вкладов Δ -резонанса, образованного в ядре-снаряде и мишени.

Реакции двойной перезарядки нуклонов, когда заряд меняется на две единицы, остаются до сих пор недостаточно изученными, особенно в области механизмов возникновения реакции. Существуют различные теории о том, участвует ли в реакции только один нуклон мишени и ядра-снаряда или необходимо взаимодействие двух таких нуклонов. Теоретические модели по-разному описывают механизм такого взаимодействия. Как уже было отмечено, столкновение двух нуклонов сопровождается образованием Δ -резонанса, который, взаимодействуя с нуклоном, дает второй резонанс, распад двух таких изобар сопровождается изменением заряда образованного фрагмента на две единицы [21]. В то же время нуклонные взаимодействия могут давать резонанс $N(1440)$, который распадается по каналу $N(1440) \rightarrow \Delta\pi \rightarrow N\pi\pi$ и может объяснить двукратную перезарядку нуклонов за счет образования двух пионов [22].

2. ЭКСПЕРИМЕНТ ФРАГМ НА УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ ТВН

2.1. Ускорительный комплекс ТВН. Ускорительно-накопительный комплекс ТВН [23], созданный на основе протонного синхротрона У-10, был адаптирован для ускорения и накопления ионов. В процессе создания комплекса были решены сложные технические и инженерные задачи [24]. Разработана новая технология для генерации сильноточных пучков высокозарядных ионов с использованием мощного излучения импульсно-периодического CO_2 -лазера [25]. Кроме того, внедрена многократная перезарядная инжекция для накопления пучков ядер различных элементов. В процессе создания комплекса был использован новый линейный инжектор ионов И-3 на энергию 4 МэВ, связанный с бустерным синхротроном, для ускорения протонов до 10 ГэВ и ионов до 4 ГэВ/нуклон, а также для накопления ядер различных элементов в диапазоне от 200 до 300 МэВ/нуклон [26]. Накопленный пучок проходит через перезарядную мишень один раз за цикл, и возмущающее воздействие мишени на пучок оказывается минимальным.

Ускорительный комплекс ТВН позволил провести серию экспериментов в области фундаментальной физики тяжелых ионов, физики высокой плотности энергии, радиационной биологии, протонной и ионной терапии, радиографии и других областях. С помощью различных установок на комплексе удалось изучить механизмы ион-ионных взаимодействий, внутреннюю структуру фрагментирующего ядра и провести другие ис-

следования. Ускоренные пучки использовались в следующих режимах: вторичные пучки, получаемые при взаимодействии ускоренных протонов или ионов с внутренними мишенями в кольце У-10, транспортировались для физических экспериментов в экспериментальный зал, выведенные из кольца У-10 за один оборот пучки протонов направлялись в медицинский корпус для биологических исследований и протонной терапии. Ускорение ионов от углерода до серебра достигало релятивистских энергий при интенсивности порядка $10^7\text{--}10^{10}\text{ с}^{-1}$.

2.2. Экспериментальная установка ФРАГМ. Экспериментальная установка [27, 28] представляет собой двухступенчатый магнитооптический канал длиной 42 м, расположенный под углом $3,5^\circ$ по отношению к пучку ускорителя. В качестве мишени, расположенной в вакуумной камере ускорителя, использовалась узкая вертикальная бериллиевая фольга толщиной 50 мкм. Это позволило одновременно иметь высокую светимость за счет многократного прохождения ионов через мишень и малые размеры источника для полного использования высокого импульсного разрешения канала. Схематическое представление экспериментальной установки ФРАГМ приведено на рис. 2.

Первая ступень канала состояла из дублета квадрупольных линз Q1 и Q2, поворотного магнита BM1, системы коллиматоров и полевой квадрупольной линзы Q3, которая предназначалась для улучшения импульсного разрешения пучка. Вторая ступень состояла из второго дублета квадрупольных линз (Q4 и Q5) и поворотного магнита BM2, который предназначался для проводки пучка в область расположения второго набора сцинтилляционных счетчиков. Контроль величины магнитного поля в магнитах BM1 и BM2 проводился с помощью датчи-

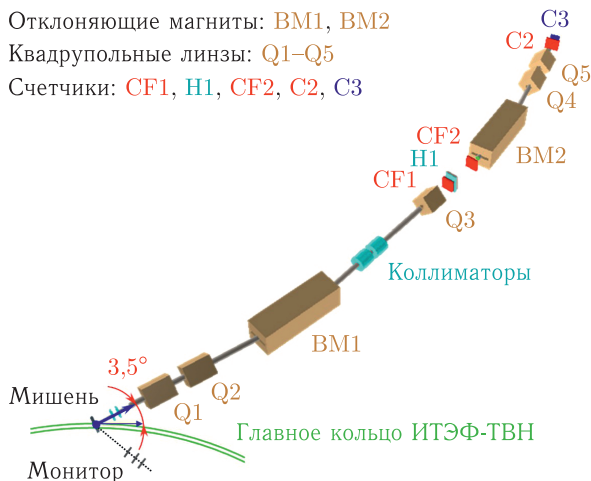


Рис. 2. Схема экспериментальной установки ФРАГМ [10]

ков Холла. Вакуумопровод установки обладает переменным радиусом, который составляет 3,3 см в начале канала и 10 см в остальной его части. В области первого фокуса, расположенного на расстоянии 28 м от мишени, вакуумопровод имеет разрыв, в котором размещен первый набор сцинтилляционных счетчиков CF1 и CF2. Второй набор счетчиков C2 и C3 располагался в области второго фокуса. Поперечный размер CF1, CF2 и C2 составляет 20×8 см, C3 — 5×5 см. Сцинтилляционные счетчики предназначались для измерения амплитуды сигнала и времени пролета.

Счетчики просматривались двумя ФЭУ с противоположных сторон для компенсации их геометрических размеров при времяпролетных измерениях [29]. Совпадение сигналов двух счетчиков в разных фокусах использовалось в качестве триггера для считывания и записи информации на диск. В районе линзы Q3 был промежуточный фокус с большой горизонтальной дисперсией, где находился годоскоп H1, который состоял из 20 вертикальных элементов размером $20 \times 1 \times 1$ см. Он предназначался для измерения профиля пучка и для уточнения импульса фрагмента с учетом фокусирующих свойств магнитооптического канала. Мониторинг исходного пучка осуществлялся с помощью трех сцинтилляционных счетчиков, направленных на мишень под углом 2° .

Система сбора данных установки ФРАГМ состояла из трех крейтов КАМАК, в которых располагались модули время-цифровых и зарядово-цифровых преобразователей, счетчиков импульсов, приемных регистров от годоскопических счетчиков, выходных регистров. Все крейт-контроллеры были объединены в одну ветвь КАМАК, которая через интерфейсные платы соединялась с буферным компьютером с операционной системой LINUX. Интерфейс был организован по схеме вшитой памяти, которая позволяла отражать все адресное пространство ветви КАМАК непосредственно на адресное пространство компьютера. Кроме удобства доступа и программирования эта схема обеспечивала максимальный для системы КАМАК темп считывания 1 МГц с 16-битовыми словами. Время считывания составляло менее 50 мкс, что позволяло набирать до 10 000 событий за сброс ускорителя длительностью около 1 с. В промежутках между циклами по быстрой линии связи данные передавались в головной компьютер. Управление запуском набора данных, мониторинг хода эксперимента и запись на диск осуществлялись с помощью головного компьютера. При наборе данных оператор имел возможность контролировать такие параметры, как показания мониторов, амплитудно-временную информацию, поступившую со счетчиков, а также анализировать ионы, наиболее характерные для данной настройки магнитооптического канала. Программное обеспечение, предназначенное как для управления экспериментом, так и для предварительного анализа данных, было создано на основе программного пакета ROOT [30]. По окончании сеанса набора данных вся информация по локальной сети института переписывалась на основной сервер хранения данных эксперимента.

Набор данных для получения экспериментального материала, необходимого для изучения зарядово-обменных реакций, проводился на пучке ионов углерода с энергией 300 МэВ/нуклон. При настройке магнитооптический канал настраивался на определенную жесткость в интервале от 0,9 до 2,8 ГэВ/с. Некоторые значения, особенно в области от 1,7 до 2,4 ГэВ/с, которые являются характерными для реакций, идущих с перезарядкой нуклонов, измерялись несколько раз с целью получения большего объема экспериментальных данных. Интегральное значение монитора по всему периоду набора данных составляет $\sim 5,4 \cdot 10^8$ отсчетов, что соответствует $\sim 1,5 \cdot 10^7$ событиям ядро-ядерных взаимодействий, зарегистрированным детектором ФРАГМ.

Процесс выделения искомого фрагмента состоял в анализе корреляционных распределений времени пролета и амплитуды сигнала в сцинтилляционном счетчике CF1. Время пролета, которое измеряется между счетчиками CF1 и C2, пропорционально массовому числу фрагмента. Амплитуда сигнала пропорциональна ионизационным потерям в сцинтилляторе и является функцией заряда регистрируемого фрагмента. Типичная картина таких распределений представлена на рис. 3 при двух жесткостях магнитооптического канала.

По мере уменьшения жесткости ионы с одинаковым зарядом смещаются в область больших амплитуд, что связано с уменьшением их скорости. Кроме того, на корреляционных распределениях присутствуют фоновые события, связанные как с одновременным попаданием двух частиц в сцинтиллятор, так и с взаимодействием фрагментов с элементами

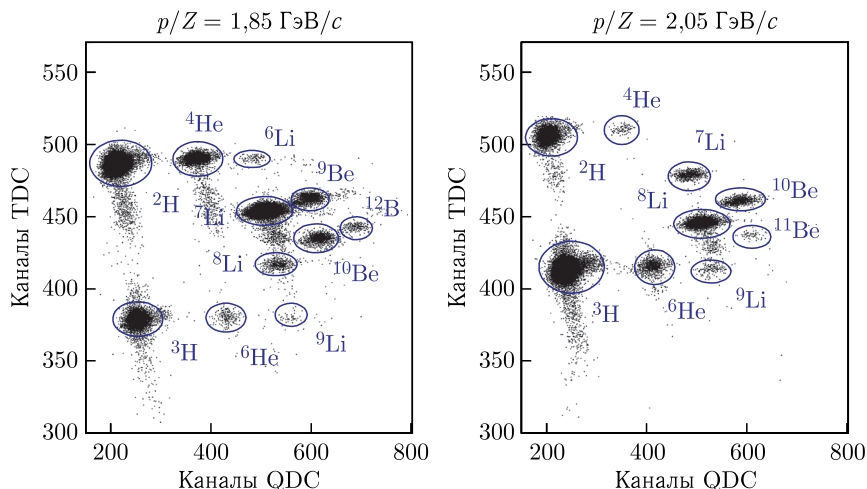


Рис. 3. Корреляционное распределение времени пролета (каналы TDC) и амплитуды сигнала (каналы QDC) при двух жесткостях магнитооптического канала установки ФРАГМ

магнитооптического канала и сцинтилляционными счетчиками. Видно, что сигналы от разных фрагментов хорошо разделены. В частности, при жесткости 1,85 ГэВ/с можно идентифицировать 11 фрагментов, включая фрагмент $^{12}\text{В}$, полученный в результате реакции перезарядки нуклонов. При жесткости 2,05 ГэВ/с удается идентифицировать 9 фрагментов. Измерения отношения выхода изотопов лития, бериллия и бора к выходу стабильного иона $^4\text{Не}$ служат маркером стабильности при наборе нескольких экспозиций с одинаковой жесткостью.

При анализе корреляционных распределений видно, что сигналы от фрагментов с одинаковым зарядом смещены по амплитуде (каналы QDC) относительно друг друга. Это связано с тем, что амплитуда пропорциональна ионизационным потерям в сцинтилляторе, которые возрастают с уменьшением скорости фрагмента, что, в свою очередь, связано с увеличением массы фрагмента при фиксированной жесткости. Переход от амплитуды к заряду позволяет убрать такое смещение и упрощает анализ корреляционных распределений. Важным параметром любого сцинтиллятора является его световой выход, который определяет амплитуду сигнала. Световой выход сцинтиллятора зависит от материала, из которого он произведен, от соотношения спектров испускания и поглощения, технологии производства, а также от типа частицы, которая вызывает сцинтилляции. Эмпирический закон Биркса, описывающий световой выход на длину пути (dL/dx) в зависимости от энергетических потерь частицы dE/dx в сцинтилляторе, определяется по формуле $dL/dx = S dE/dx / (1 + k_B dE/dx)$, где S — эффективность сцинтилляции, k_B — коэффициент Биркса, который зависит только от свойств сцинтиллятора [31, 32]. По экспериментальным данным для широкого набора фрагментов от протонов до углерода были вычислены ионизационные потери dE/dx по формуле Бете–Блоха. Зависимость светового выхода dL/dx от амплитуды измеренного сигнала имеет нелинейный характер и может быть хорошо описана полиномом третьей степени. Данная зависимость была использована для определения заряда при произвольных значениях амплитуды и времени пролета. Таким образом, процедура пересчета в заряд позволяет выровнять сигналы в линию для изотопов одного элемента, что упрощает процедуру выделения искомого фрагмента. Кроме того, данный пересчет позволяет улучшить разрешение при переходе от амплитуды к заряду.

2.3. Моделирование прохождения пучка ионов в магнитооптическом канале. Магнитооптический канал установки ФРАГМ обладает некоторыми конструкционными особенностями. Заряженные частицы при движении вдоль канала проходят сквозь коллиматоры, сцинтилляционные счетчики, разрывы вакуумпровода в области счетчиков, что влияет на интенсивность и энергию пучка. Очевидно, что при проводке пучка необходимо учитывать такие процессы, как многократное рассеяние, ионизационные потери и неупругое взаимодействие частиц со средой. Кроме того, необходимо определить импульсный и угловой захваты уста-

новки, используемые при физическом анализе экспериментальных данных. Для решения таких задач была создана программа моделирования на основе программного пакета Geant4 [33]. Код программы включал точное описание геометрических параметров элементов магнитооптического канала и сцинтилляционных счетчиков, измеренные карты магнитных полей отклоняющих магнитов и квадрупольных линз. Магнитные поля и градиенты квадрупольных линз задавались в соответствии с настройкой канала на определенную жесткость (p/Z). Основные параметры канала были определены для протонов с импульсом 1 ГэВ/с при прохождении частицы из области мишени до второго фокуса. Угловой захват экспериментальной установки составил $\Delta\theta \approx \pm 0,5^\circ$ при угле $3,5^\circ$, импульсный захват — $\Delta p/p \approx 3,5\%$. Эффективность захвата магнитооптическим каналом различных ионов в зависимости от его импульса определялась в широком диапазоне жесткости: от 0,6 до 6 ГэВ/с. Регистрация заряженной частицы осуществляется в том случае, если она проходит через счетчики как в первом, так и во втором фокусе. Данная эффективность регистрации для протонов, дейтронов и изотопов бериллия (^7Be и ^{10}Be) представлена на рис. 4. Моделированные данные могут быть хорошо описаны функцией $f(x) = p_2 \exp[-p_0/(x - p_1)^2]$, где $x = p/Z$, p и Z — импульс и заряд фрагмента, p_0 , p_1 , p_2 — свободные параметры. Поправка на эффективность играет значительную роль при жесткости до 3 ГэВ/с и может существенным образом влиять на импульсный спектр фрагмен-

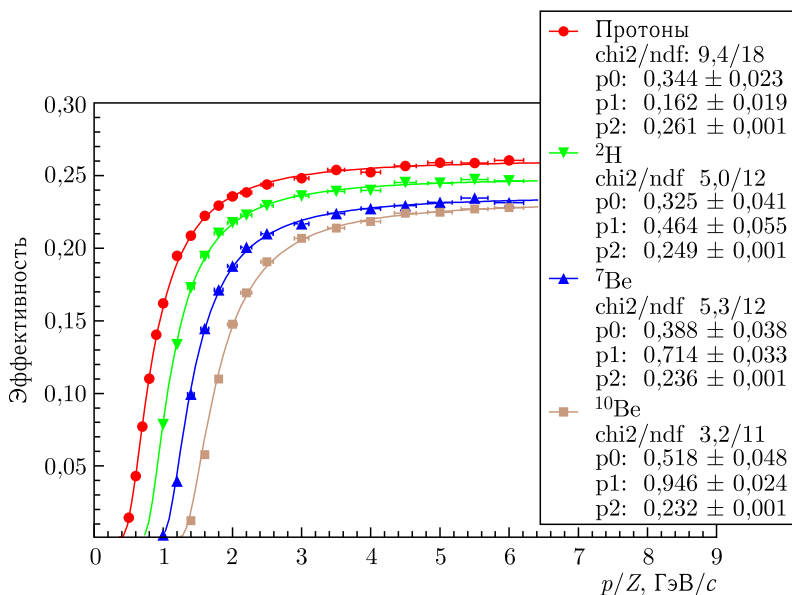


Рис. 4. Эффективность регистрации протонов и ионов магнитооптическим каналом установки ФРАГМ в зависимости от жесткости канала [10]

тов. В области больших значений жесткости эффективность протонов и ионов выходит на плато, причем для протонов она примерно на 20 % больше, чем для бериллия.

3. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ, ПРОТЕКАЮЩИХ С ПЕРЕЗАРЯДКОЙ НУКЛОНОВ

3.1. Модельное описание ядро-ядерных взаимодействий. Как уже было отмечено ранее, в качестве расчетных инструментов моделирования реакций ядро-ядерных взаимодействий используются компьютерные программы, опирающиеся как на самые современные теоретические подходы, так и на экспериментальные данные. Границы применимости той или иной модели определяются как энергией налетающего ядра, так и массами сталкивающихся ядер. Для описания взаимодействий, происходящих при промежуточных энергиях, обычно используются статистические модели, причем широкое распространение получила модель внутриядерного каскада. Соответствующие теоретические предсказания дают разумные результаты в области энергий до нескольких гигаэлектронвольт и для сравнительно легких ядер, где можно пренебречь процессами многочастичного взаимодействия. Наиболее важной задачей при тестировании моделей ядро-ядерных столкновений является их соответствие экспериментальным данным как можно в более широком интервале по энергиям и по угловой зависимости выходов фрагментов. Несомненно, увеличение объема различных экспериментальных данных должно способствовать совершенствованию моделей ядро-ядерных взаимодействий.

В данной работе были исследованы три модели ядро-ядерных взаимодействий с точки зрения соответствия предсказаний с нашими экспериментальными данными, полученными для зарядово-обменных реакций при фрагментации ядер углерода. Изучены следующие модели: бинарного каскада (BC) [34], льежского внутриядерного каскада (INCL) [35], квантовая молекулярно-динамическая (QMD) [36]. Следует также отметить некоторые особенности моделей. Модель BC, основанная на принципах классического внутриядерного каскада, имеет существенное ограничение по массе взаимодействующих ядер, ее данные хорошо согласуются с экспериментальными результатами только для легких ядер. QMD является квантовым продолжением классической модели молекулярной динамики и обычно применяется для описания ядерных взаимодействий с тяжелыми ядрами. Модель внутриядерного каскада INCL была создана для описания взаимодействия пучка ядер углерода с ядерным веществом при промежуточных энергиях, что важно, в частности, для целей медицинской физики. Как и в случае с BC, данная модель имеет ограничения по массе ядер и дает более точное описание для легких ядер.

Описание зарядово-обменных процессов в рамках моделей ядро-ядерных взаимодействий иллюстрируется рис. 5, где представлены распреде-

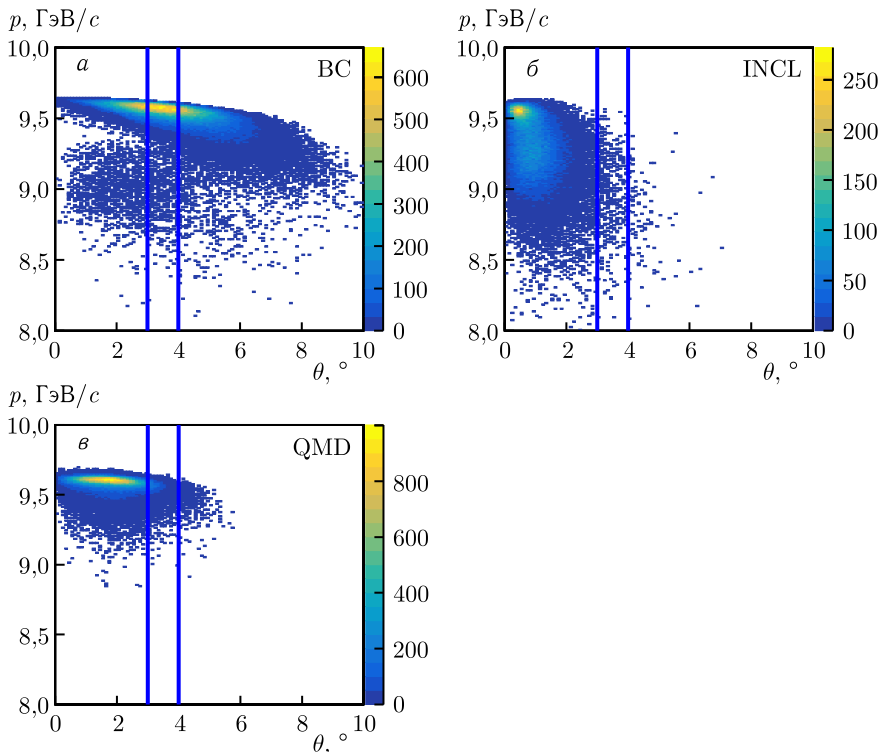


Рис. 5. Зависимость импульса от угла для ^{12}B , родившегося в зарядово-обменной реакции, для трех моделей ядро-ядерных взаимодействий: BC (а), INCL (б) и QMD (в)

ления зависимости импульса (p) от угла вылета (θ) фрагмента ^{12}B [37]. Видно, что корреляционные распределения в различных моделях существенно образом отличаются друг от друга. Вертикальные линии на графиках показывают область углового захвата экспериментальной установки ФРАГМ. Модель BC показывает наибольший выход ^{12}B в угловой области захвата экспериментальной установки, тогда как выходы этого изотопа в моделях INCL и QMD существенно подавлены в данной области. Сравнение предсказаний моделей и экспериментальных данных показало, что модель BC дает наилучшее описание формы импульсного спектра ^{12}B . Следует также отметить, что модели BC и QMD дают похожие формы импульсных спектров для ^{12}B и ^{12}N . Сравнение импульсных распределений для легких ионов, рождающихся в процессе обычной фрагментации ^{12}C , демонстрирует, что модель BC дает наилучшее согласование с нашими экспериментальными данными. В дальнейшем для нормировки мы будем опираться на вычисленные в модели BC сечения выхода ^4He .

3.2. Идентификация фрагментов на магнитном спектрометре ФРАГМ. Для идентификации изотопов бериллия и бора процесс выделения ионов основан на анализе корреляционных распределений между временем пролета и амплитудой сигналов в диапазоне жесткости от 1 до 2,8 ГэВ/с с шагом 50 МэВ/с. Искомые ионы выделяются с помощью двух линий с одинаковым наклоном, затем отобранные данные проецируются на временную ось (TDC). На рис. 6 представлены корреляционные распределения времени пролета и амплитуды сигнала и проекция на ось времени распределения в области регистрации изотопа ^{10}Be . Видно, что сигналы от разных ионов хорошо разделены, а число зарегистрированных событий определяется суммой событий в распределении. Фон от соседних изотопов пренебрежимо мал и не просматривается на графике. При вычислении дифференциальных сечений учитываются такие факторы, как показания монитора, полное сечение взаимодействия и эффективность регистрации ионов магнитооптическим каналом эксперимента ФРАГМ.

Полное сечение взаимодействия ионов углерода и бериллия по неупругому каналу σ_{tot} может быть определено по эмпирической параметризации [38]. Данное приближение является энергонезависимым, и вычисленное значение сечения равно $\sigma_{\text{tot}} = 776,8$ мб. Более детальный расчет полного сечения, которое зависит от энергии налетающего иона, производился в рамках модели LAQGSM [39]. Значение сечения при энергии 300 МэВ/нуклон, полученное по модели, составляет 772,8 мб, что в пределах 0,5% совпадает со значением сечения, полученного по формуле. С другой стороны, разница между этими предсказаниями достигает уровня 10% при энергии в области 1 ГэВ/нуклон. В дальнейшем для нормировки экспериментальных данных будет использоваться значение полного сечения, вычисленного по модели LAQGSM.

На рис. 7 показаны измеренные и моделированные дифференциальные сечения в зависимости от импульса в лабораторной системе для изотопов бора и бериллия. Форма распределения каждого фрагмента схожа с гауссовым распределением, где положение максимума импульсного распределения близко к соответствующему импульсу на нуклон налетающего ядра углерода. Моделирование было проведено с использованием моделей ядро-ядерных взаимодействий BC и INCL. Различие по величине абсолютного сечения наблюдается из-за значительных различий между предсказаниями моделей ион-ионных взаимодействий. Модели имеют разные подходы к описанию этих взаимодействий, что приводит к различиям в значениях сечения. Однако наблюдается хорошее согласие между моделированными и измеренными данными в смысле среднего значения и формы распределения, что указывает на адекватность моделей в описании физических явлений, несмотря на различия в абсолютных значениях сечения.

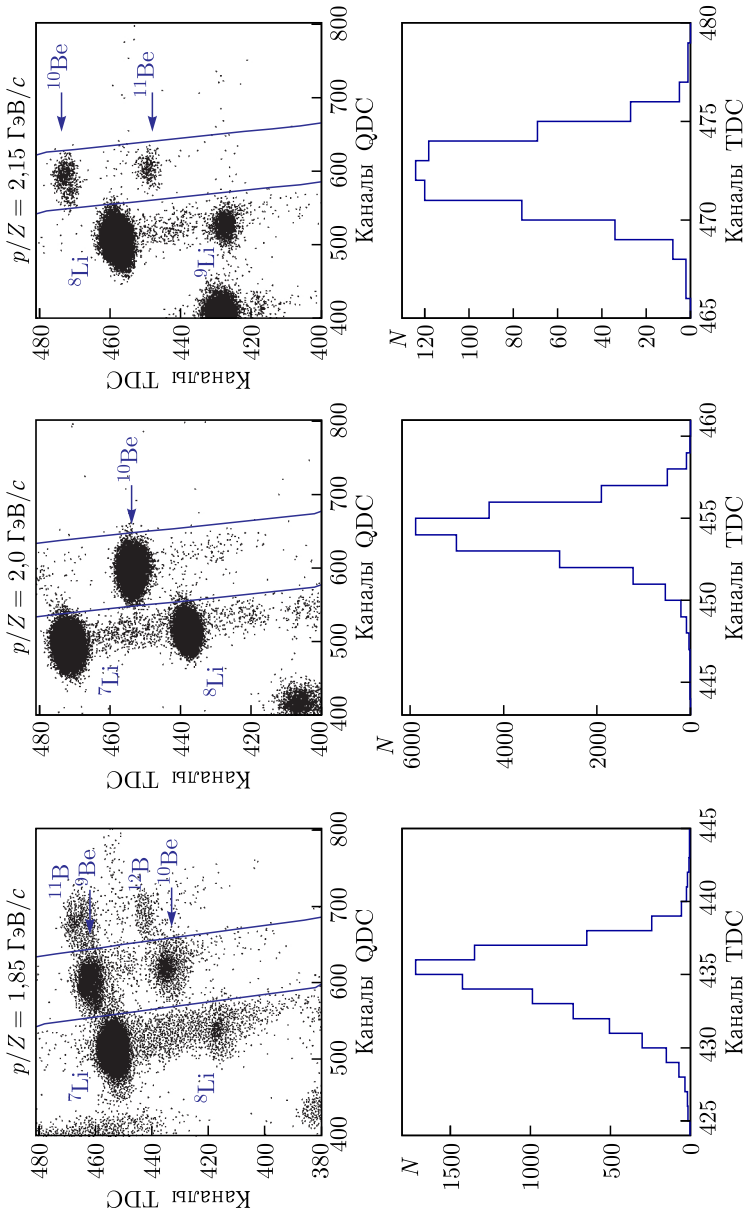


Рис. 6. Сверху: корреляционные распределения времени пролета (каналы TDC) и амплитуды сигнала (каналы QDC) при различных настройкахстройках магнитооптического канала по жесткости. Снизу: проекция на ось времени распределения в области регистрации изотопа ^{10}Be [10]

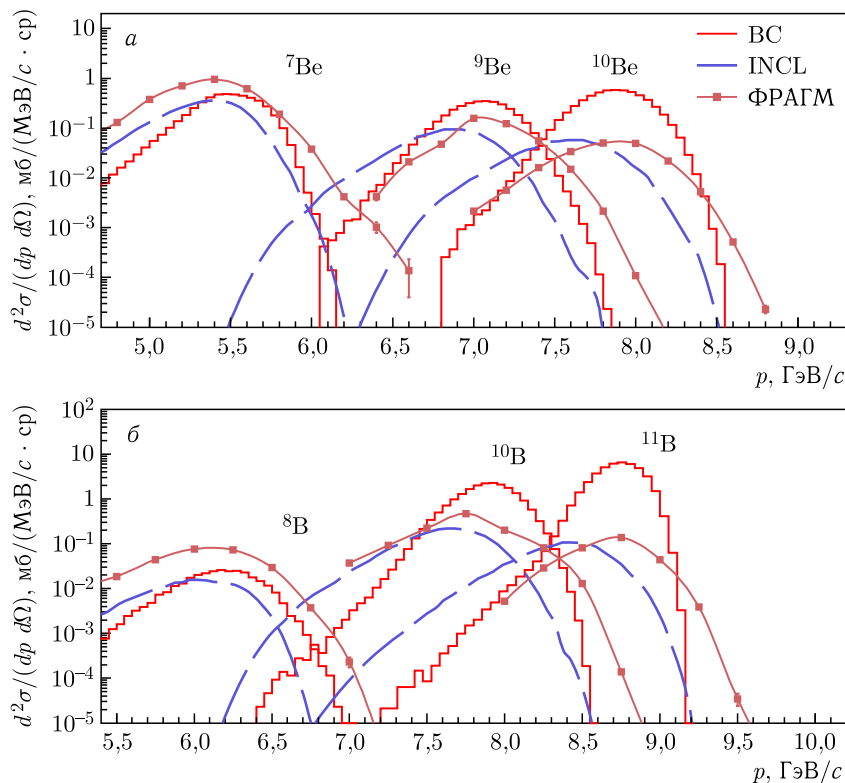


Рис. 7. Дифференциальные сечения выходов ионов бериллия (а) и бора (б) в зависимости от импульса [37]

3.3. Дифференциальные сечения ^{11}B и ^{12}B , образующихся в результате однократной перезарядки нуклонов. В результате фрагментации ионов ^{12}C возможно образование трех изотопов, сопровождающих перезарядкой нуклонов: ^{11}Be (7 нейтронов), ^{12}B (7 нейтронов) и ^{12}N (7 протонов). При поиске изотопа ^{11}Be был выбран диапазон жесткости от 2,0 до 2,25 ГэВ/с. Соответствующие корреляционные распределения времени пролета и амплитуды сигнала при различных настройках магнитооптического канала приведены на рис. 8, сверху. Отобранные кандидаты по корреляционным распределениям анализируются по ячейкам годоскопа (рис. 8, снизу). Распределение таких событий отображает два максимума: левый соответствует ^{11}Be , правый — фон от ^{10}Be . При низких жесткостях присутствует значительный вклад от фона. Фоновая часть вычитается из гистограммы, которая затем соответствует сигналу от ^{11}Be .

Реакции, идущие с однократной перезарядкой нуклонов, имеют существенно меньшие сечения и характеризуются малыми ширинами пи-

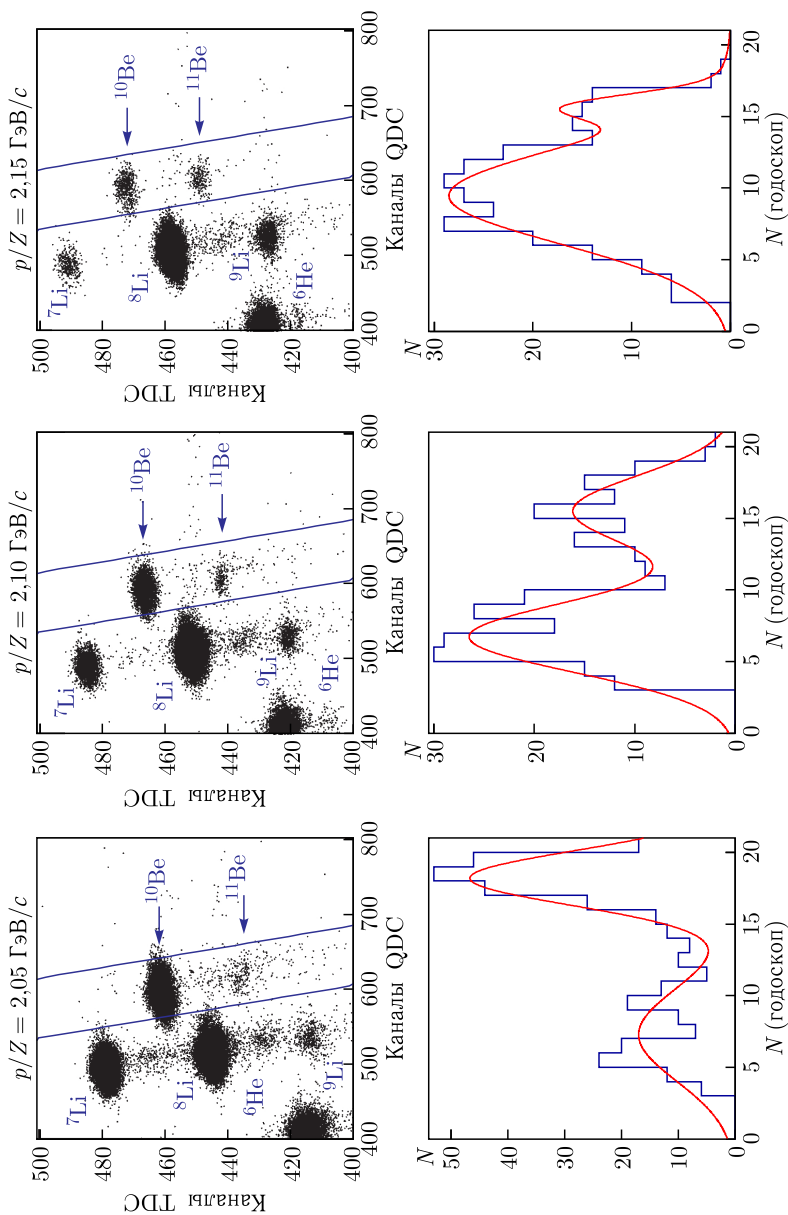


Рис. 8. Сверху: корреляционные распределения времени пролета (каналы TDC) и амплитуды сигнала (каналы QDC) при различных настройках магнитооптического канала по жесткости (p/Z). Снизу: распределение событий по ячейкам годоскопа, отобранных по корреляционному распределению в области регистрации изотопа ^{11}Be

ков в их импульсных распределениях по сравнению с обычными фрагментационными процессами. Поскольку измерения проводились с шагом 50 МэВ/с, то это не дает возможности измерения импульсного распределения. Поэтому при заданной жесткости необходимо анализировать профиль пучка фрагментов в фокальной плоскости первого фокуса, который можно получить с помощью годоскопического счетчика. При фиксированной жесткости годоскоп позволяет получить не менее 10 добавочных измерений и уточнить импульс фрагмента до 0,4 %.

Поиск фрагментов, соответствующих изотопу ^{12}B , был осуществлен в пределах жесткости от 1,75 до 1,95 ГэВ/с. Алгоритм выделения изотопа ^{12}B является аналогичным поиску изотопа ^{11}Be . На рис. 9, а представлено корреляционное распределение времени пролета и амплитуды сигнала при жесткости канала 1,8 ГэВ/с. Распределение по ячейкам годоскопического счетчика представлено на рис. 9, б. Фоновые события дают ионы ^{11}B , вклад от которых был определен с помощью процедуры фитирования. На рис. 9, в показано распределение всех отобранных кандидатов в ^{12}B , просуммированных по всем значениям жесткости. Различие в максимумах пиков сигнала и фона составляет один порядок величины. Каждая настройка канала дает добавочное измерение, каждое из которых соответствует определенной ячейке годоскопа. Полагая, что центральная ячейка соответствует жесткости магнитооптического канала, можно переопределить номер ячейки в значения жесткости. Результаты измерений при разных настройках и близких значениях жесткости хорошо согласуются между собой, что является свидетельством корректности данного метода. В дальнейшем для определения выходов искомых фрагментов ближайшие по жесткости данные из разных настроек канала суммируются с шагом 10–20 МэВ/с.

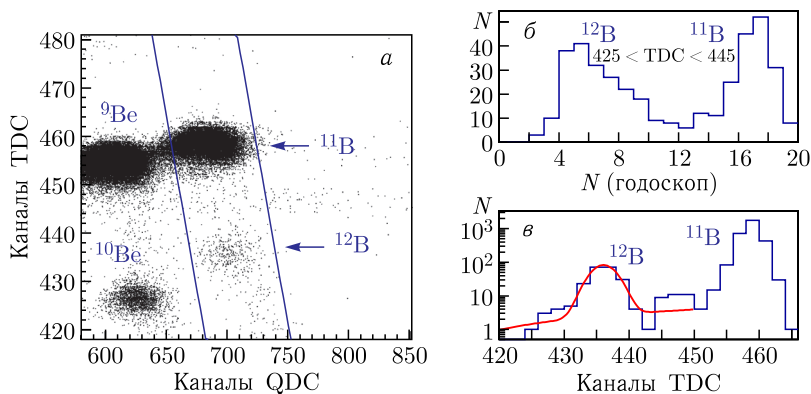


Рис. 9. Алгоритм выделения ^{12}B : корреляционное распределение времени пролета (TDC) и амплитуды сигнала (QDC) (а); распределения по годоскопу (б) и по каналам TDC (в), полученные по отобранным событиям из выделенной области корреляционного распределения [37]

На рис. 10 приведены дифференциальные сечения $d^2\sigma/(d\Omega dp)$ рождения фрагментов ^{11}Be и ^{12}B в зависимости от импульса в лабораторной системе. Экспериментальные данные приводятся в сравнении с аналогичными спектрами, полученными в рамках моделей ядро-ядерных взаимодействий ВС, INCL и QMD. Найденные сечения более чем на два порядка величины меньше сечений выхода других изотопов, образующихся без зарядового обмена. Экспериментальные формы распределений ^{12}B и ^{11}Be имеют гауссову форму с более узкой шириной спектра (100–150 МэВ/с) по сравнению с формами для ионов бора и бериллия, которые образовались без перезарядки. Модели ВС и QMD удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента ФРАГМ по среднему значению импульса и ширине распределения, но расходятся по абсолютным значениям с экспериментальными данными. Модель INCL не описывает характерный

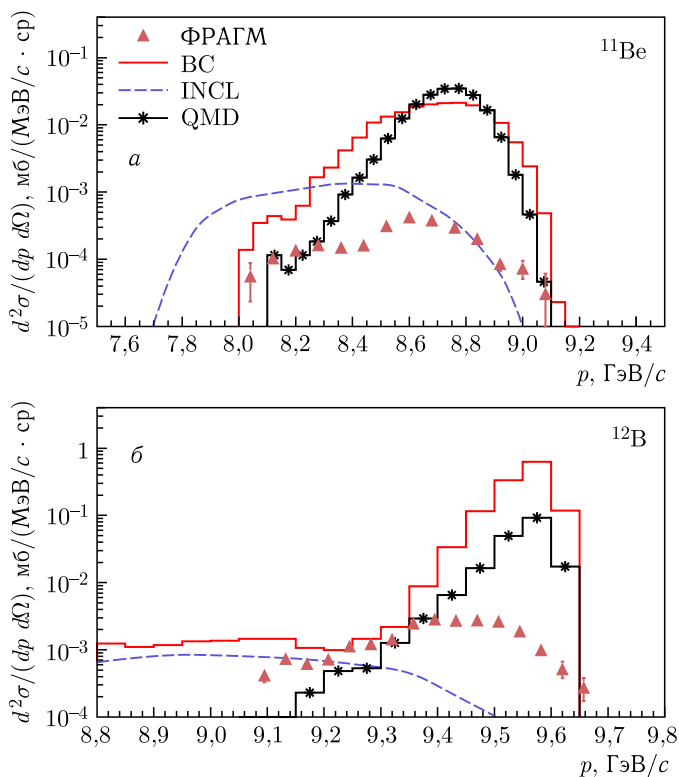


Рис. 10. Дифференциальные сечения рождения ионов ^{11}Be (а) и ^{12}B (б) для экспериментальных данных и моделей ядро-ядерных взаимодействий в зависимости от импульса фрагмента

пик, соответствующий однократной перезарядке нуклонов, и предсказывает лишь низкоэнергетическую часть импульсного распределения.

3.4. Расчет верхнего предела образования ^{12}N . Образование изотопов ^{12}N и ^{12}B , рождающихся при фрагментации ^{12}C , происходит за счет доминирующего процесса однопионного обмена при промежуточных энергиях. Теоретически сечения образования фрагментов на изотоп-симметричных мишенях должны быть равными. Но в условиях эксперимента с бериллиевой мишенью, имеющей меньше протонов, чем нейтронов, вероятность положительного зарядового обмена уменьшается, что подавляет образование ^{12}N по сравнению с ^{12}B . Точно оценить этот эффект вряд ли возможно, но в простейшем предположении, что все нуклоны мишени равновероятно участвуют в реакции фрагментации, коэффициент этого подавления равен отношению числа нейтронов к числу протонов в мишени. Для бериллиевой мишени эта величина составляет всего 1,25. Кроме того, в эксперименте регистрируются только долгоживущие изотопы, пролетающие значительное расстояние. Для основных состояний ^{12}B и ^{12}N это выполняется с большим запасом, так как времена их полураспада составляют 20,2 и 11,0 мс [40].

В ион-ионных взаимодействиях фрагменты образуются не только в основном состоянии, но и в возбужденном. Как правило, переходы из возбужденных состояний в основное происходят за счет электромагнитного взаимодействия через испускание мягких гамма-квантов за время порядка 10^{-16} с, что позволяет не учитывать роль возбужденных состояний. Для ^{12}B и ^{12}N ситуация выглядит сложнее. В случае ^{12}B возбужденные состояния с энергией, большей 3,37 МэВ, распадаются уже за счет сильного взаимодействия за время порядка 10^{-20} с по каналу $^{11}\text{B} + n$, и изотоп в этом случае не регистрируется установкой. С энергией возбуждения, меньшей 3,37 МэВ, имеется шесть уровней, включая основной, которые дают вклад в образование долгоживущего основного состояния ^{12}B . В случае ^{12}N пороговая энергия возбуждения для распада на $^{11}\text{C} + p$ составляет всего 0,601 МэВ, что меньше энергии первого возбужденного состояния $^{12}\text{N}(2^+)$, которая равна 0,961 МэВ. Это значит, что все возбужденные состояния ^{12}N распадаются с образованием ^{11}C и не регистрируются установкой. Спектр различных состояний ^{12}N был получен в реакции перезарядки нуклонов для реакции $^{12}\text{C}(p, n)^{12}\text{N}$ на покоящемся ядре углерода. Измерения были проведены на циклотроне в Индианском университете при энергии протонов 135 МэВ [18]. Нейтроны регистрировались с помощью сцинтилляционных детекторов под углами 0, 24 и 45° относительно направления начального пучка протонов. На основании этих данных для каждого угла определялся спектр ядерных уровней ядра ^{12}N . Для угла 0,2° доминирует образование основного состояния, а для 24° вклад основного состояния будет намного меньше вклада возбужденных. Для сравнения с результатами наших измерений нужно перевести эту реакцию в обратную кинематику, когда ядром мишени будет протон, а налетающим ядром — углерод. В этой системе

отсчета угол вылета ^{12}N будет примерно в 12 раз меньше приведенных значений. В нашем эксперименте за счет большего угла и большей энергии налетающего иона можно ожидать еще меньшего вклада основного состояния ^{12}N в общий выход данного изотопа. Количественно оценить этот эффект в настоящее время невозможно.

Относительную вероятность заселения основного уровня ^{12}N к заселению всех уровней можно было бы определить из данных эксперимента ФРАГМ, опираясь на равенство выходов ^{12}B и ^{12}N , если бы удалось зарегистрировать сигнал от ^{12}N . Однако фоновые условия для этих измерений оказались неблагоприятными, и удалось только определить верхнее ограничение на сечение образования этого изотопа. На рис. 11 представлены корреляционные распределения по времени пролета и заряда-

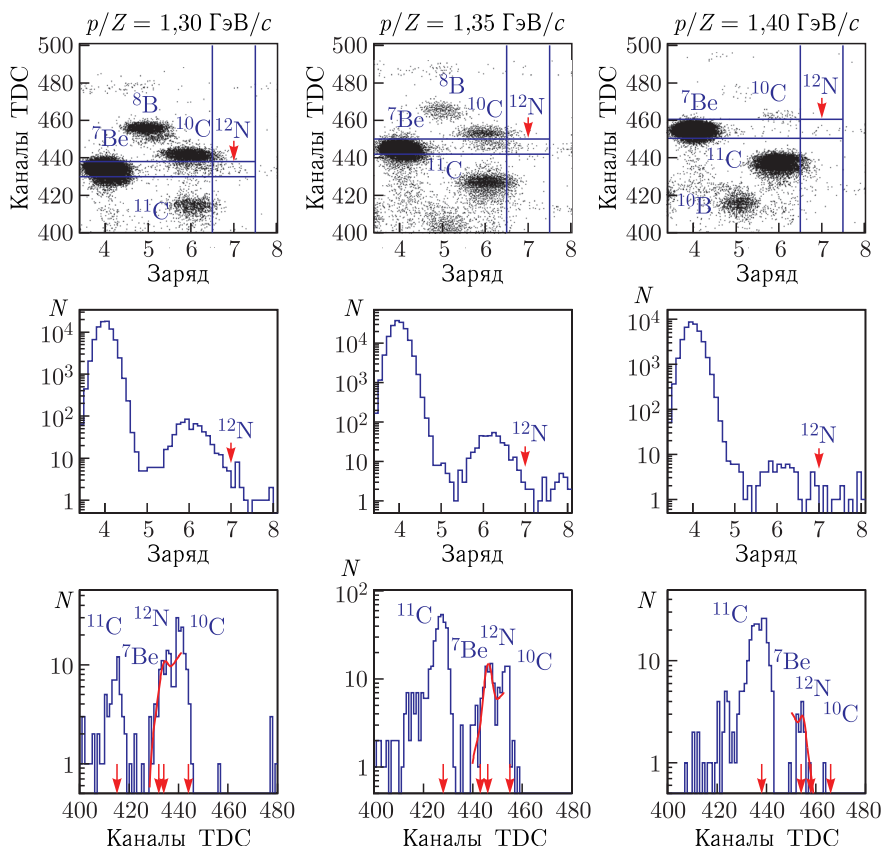


Рис. 11. Корреляционные распределения по времени пролета (каналы TDC) и заряду (сверху), распределения по заряду (посередине) и по времени пролета (снизу)

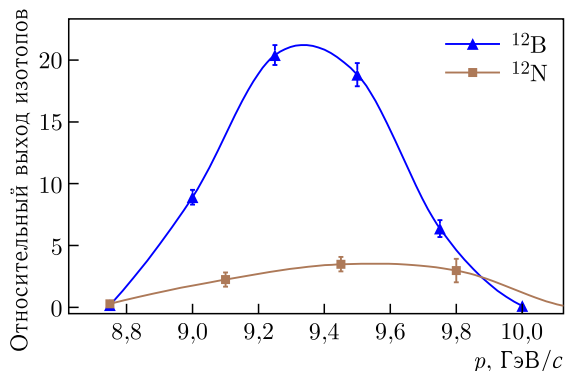


Рис. 12. Соотношение выхода изотопа ^{12}B и возможного выхода основного состояния ^{12}N для оценки верхнего предела на регистрацию ^{12}N экспериментальной установкой

ду при различных настройках магнитооптического канала по жесткости (сверху), а также распределения по заряду (посередине) и по времени пролета (снизу). Отбор изотопов ^{12}N был осуществлен в области жесткости магнитооптического канала от 1,25 до 1,50 ГэВ/с, что обеспечивает максимальный выход изотопа. Амплитуда сигнала, пересчитанная в заряд фрагмента, выраженная через заряд, позволяет выровнять сигналы от фрагментов с одинаковым зарядом и сделать процедуру отбора ионов более простой. Отбирались события, попавшие в область зарядового числа 7, а по переменной времени пролета — в диапазоне ± 5 каналов (1 нс) от вычисленного времени пролета при заданной жесткости. Максимум в области, соответствующей времени пролета ^{12}N , хорошо отделяется от фоновых пиков, связанных с изотопами углерода, но отличить его от фона, вызванного ^7Be , невозможно. Поэтому все события, образующие вышеупомянутый максимум, приходится брать как оценку верхнего предела выхода искомого ядра. Относительные выходы изотопов ^{12}B и ^{12}N в зависимости от импульса иона приведены на рис. 12. В представленных распределениях также учитывается эффективность регистрации изотопов ^{12}B и ^{12}N . Коэффициент подавления ^{12}N по отношению к ^{12}B вычислялся при импульсе, соответствующем максимуму выхода ^{12}B , и составил около 7, что указывает на значительное подавление основного состояния ^{12}N в реакции $^{12}\text{C}(p, n)^{12}\text{N}$, измеренного под углом $3,5^\circ$.

3.5. Поиск фрагментов, полученных в результате двукратной перезарядки нуклонов. При исследовании двукратной перезарядки нуклонов было обнаружено формирование изотопа ^{12}Be , который возникает в процессе зарядово-обменной реакции с уменьшением заряда на две единицы при сохранении массового числа. Корреляционные зависимости времени пролета и заряда при различных настройках магнитооптического канала и распределения по ячейкам годоскопа отобранных событий

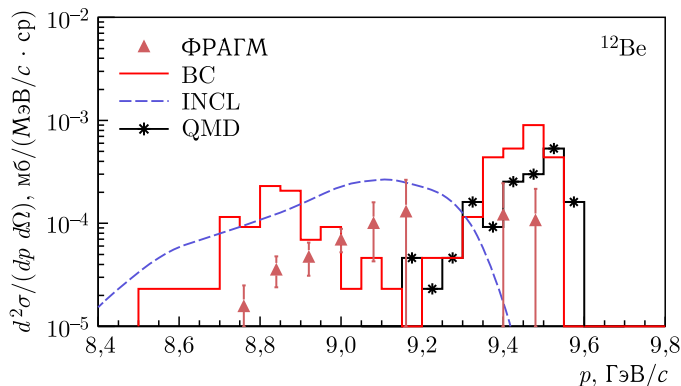


Рис. 13. Дифференциальные сечения рождения ^{12}Be для экспериментальных данных и предсказаний моделей ядро-ядерных взаимодействий в зависимости от импульса фрагмента

исследованы в области жесткости от 2,15 до 2,45 ГэВ/с. Измеренное нами сечение представлено на рис. 13 в сравнении с предсказаниями трех моделей ион-ионных взаимодействий. Обнаружено разделение импульсного пика на две составные части. Первый пик, расположенный в области импульса $p \sim 9,5$ ГэВ/с, соответствует вкладу от обмена двумя виртуальными π -мезонами. Он отвечает жесткости магнитооптического канала 2,40 ГэВ/с, где было обнаружено всего несколько таких событий, поэтому его статистическая значимость мала. Видно, что эти экспериментальные точки согласуются с предсказаниями, полученными с помощью моделей BC и QMD. Следующий пик, расположенный в области меньших значений импульса, имеет большую статистическую значимость. Он соответствует вкладу одного виртуального и одного реального пиона, что также подтверждается моделями BC и INCL. Наиболее точно картину такого разделения описывает модель BC, причем вклады от обоих пиков сравнимы между собой [41].

3.6. Статистические модели процессов фрагментации. Для оценки формы измеренных импульсных спектров фрагментов часто используют статистические модели фрагментации. В рамках таких моделей импульсные спектры в системе покоя налетающего ядра описываются распределением Гаусса. В статистической модели Гольдхабера [42, 43] дисперсия импульсного распределения, измеряемая под нулевым углом, определяется через массовые числа налетающего ядра A_p и фрагмента A_f по формуле

$$\sigma_{||}^2 = \sigma_0^2 \frac{A_f(A_p - A_f)}{A_p - 1}. \quad (1)$$

Константа σ_0 выражается через ферми-импульс нуклонов в ядре p_F как $\sigma_0 = p_F/\sqrt{5}$. Формула (1) предсказывает параболическую зависимость $\sigma_{||}$ от массового числа фрагмента с максимумом при $A_f = A_p/2$.

Следует отметить, что модель Гольдхабера неоднократно модифицировалась и уточнялась. Основные ее положения о том, что движение нуклонов в ядре не коррелировано и что нуклоны в фрагменте выбираются случайно, были пересмотрены. В работе [44] было показано влияние принципа Паули на импульсы нуклонов, составляющих фрагмент. В силу этого принципа, когда два одинаковых фермиона находятся близко друг к другу, они должны обладать большими антикорреляциями в импульсах. В частности, было показано, что при фрагментации ^{40}Ar дисперсия импульсных спектров, по крайней мере, на 30 % меньше, чем это предсказывает обычная статистическая модель [45]. В работе [46] было показано, что нуклоны в налетающем ядре не могут быть выбраны полностью случайным образом при условии того, что они в конечном фрагменте определяются моделью ферми-газа. Это ограничивает доступные конфигурации ядра и, следовательно, уменьшает предсказанную ширину импульсного распределения. В рамках периферической модели, представленной в работе [47], было предложено рассматривать ядро-снаряд как объект, состоящий из двух нуклонных кластеров: фрагмента F и осколка R . Дисперсия импульсного распределения в системе покоя налетающего ядра определяется по формуле

$$\sigma_{||}^2 = \frac{\mu}{2x_0} \left[\frac{1+y/2}{\sqrt{1+y}} + \frac{1}{\mu x_0} \right], \quad (2)$$

где $\mu = \sqrt{2m_R E_S}$ — приведенная масса фрагмента и осколка, E_S — энергия отделения нуклона в ядре, $y = Z_1 Z_2 e^2 / x_0 E_S$, $x_0 = r_0 A_f^{1/3}$. Таким образом, импульсное распределение фрагмента напрямую зависит от энергии E_S , а не от энергии ферми-импульса. В целом показано, что введение параметра E_S улучшает согласованность экспериментальных данных с предсказаниями модели. Теоретические предсказания аналогичны данным простой статистической модели, т. е. указывают на параболическую зависимость дисперсии импульсного распределения от массы фрагмента.

Экспериментальные распределения выходов фрагментов ^7Be , ^{11}Be , ^{11}B и ^{12}B в зависимости от импульса p_{RF} , вычисленного в системе покоя налетающего ядра углерода, приведены на рис. 14. Выход фрагментов представлен инвариантным сечением

$$\sigma_{\text{inv}} = \frac{E}{p^2} \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dp}. \quad (3)$$

Измеренные ширины импульсных спектров $\sigma^{\text{ФРАГМ}}$ определяются фитированием данных распределений функцией Гаусса.

Поскольку ширина выходов в формуле (1) рассчитывается при нулевом угле, для сравнения экспериментальных данных с предсказаниями моделей необходимо ввести две поправки. Первая поправка связана с импульсным разрешением магнитооптического тракта, которая состав-

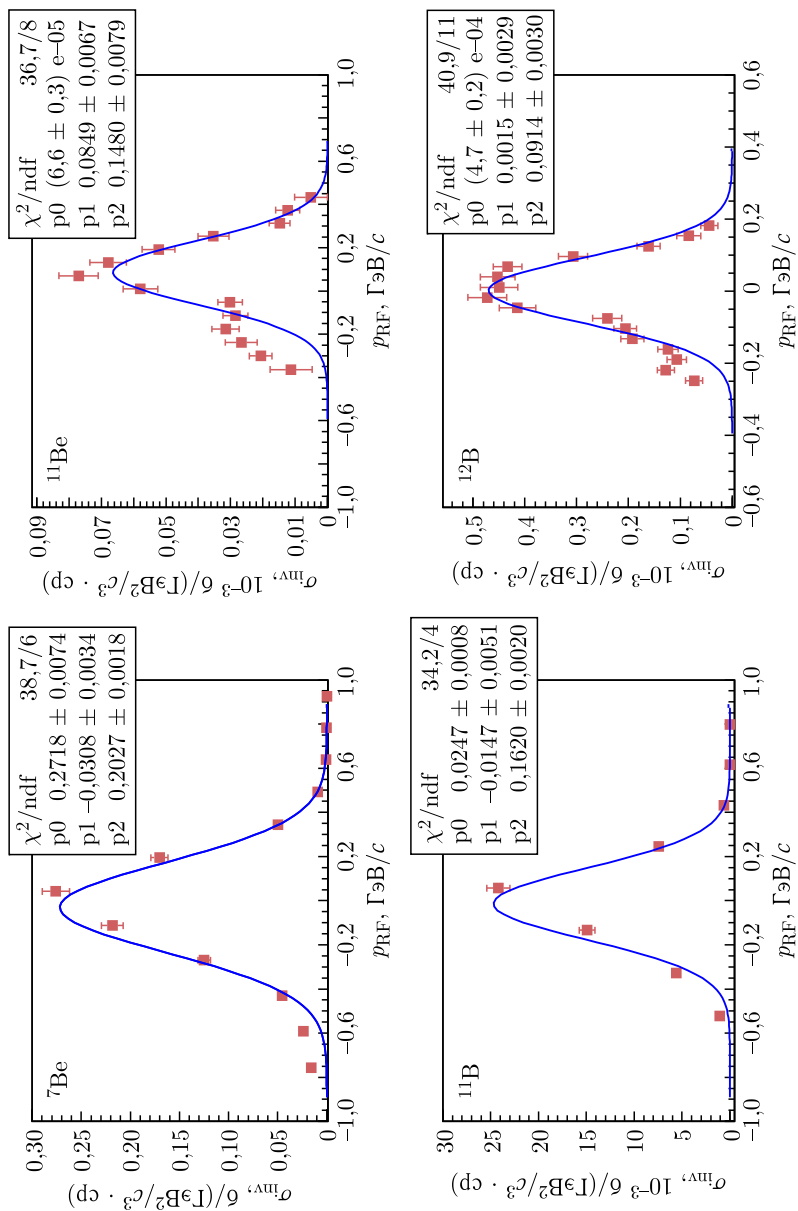


Рис. 14. Распределение инвариантного сечения рождения изотопов бериллия и бора в зависимости от импульса фрагмента в системе покоя налетающего ядра

Измеренное среднеквадратичное отклонение σ для изотопов бериллия и бора [37]

Изотоп	$\sigma_{\text{ФРАГМ}}$, МэВ/с	$\sigma_{ }^{\text{ФРАГМ}}$, МэВ/с	$\sigma_{ }^{\text{эксп}}$, МэВ/с	$\sigma_{ }^{\text{теор.1}}$, МэВ/с	$\sigma_{ }^{\text{теор.2}}$, МэВ/с
^7Be	203 ± 2	168 ± 6	145 ± 2	183	143
^9Be	179 ± 2	137 ± 8	133 ± 3	161	128
^{10}Be	208 ± 1	131 ± 6	129 ± 4	138	124
^{11}Be	148 ± 8	111 ± 13	155 ± 4	103	123
^8B	213 ± 3	180 ± 6	151 ± 16	175	154
^{10}B	206 ± 4	133 ± 6	134 ± 3	138	120
^{11}B	162 ± 2	100 ± 7	106 ± 4	103	102
^{12}B	91 ± 3	55 ± 4	64 ± 9	—	—

ляет 1,5 % по импульсу в лабораторной системе. В том случае, когда требуется достичь большой точности при описании спектров, необходимо использовать информацию, полученную по годоскопу. При этом поправка невелика и составляет 0,4 % от импульса фрагмента. Вторая коррекция связана с приведением экспериментальной ширины к нулевому углу. Вычисление данной поправки было осуществлено на основе модели ВС. Введение поправок позволило получить ширины спектров $\sigma_{||}^{\text{ФРАГМ}}$ для изотопов бериллия и бора.

Экспериментальные данные приведены в таблице в сравнении с аналогичными данными ($\sigma_{||}^{\text{эксп}}$) из работы [48], где рассматривалась фрагментация ионов углерода с энергией 2,1 ГэВ/нуклон на бериллиевой мишени. Кроме того, приведены ширины спектров, определенные по формуле Гольдхабера ($\sigma_{||}^{\text{теор.1}}$) и рассчитанные в рамках периферической модели ($\sigma_{||}^{\text{теор.2}}$) по формуле (2). Экспериментальные значения $\sigma_{||}^{\text{ФРАГМ}}$ находятся в согласии с ширинами, полученными в рамках теоретических расчетов. В случае ^{12}B теоретические расчеты неприменимы, поскольку требуют наличия фрагмента и соответствующего осколка от иона-снаряда.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа посвящена обработке полученных на детекторе ФРАГМ ускорительного комплекса ТВН результатов измерений процессов фрагментации ионов углерода, идущих с перезарядкой нуклонов, при энергии 300 МэВ/нуклон. При анализе экспериментальных данных отбор искоемых фрагментов был осуществлен по корреляционным распределениям времени пролета и амплитуды сигнала при различных настройках магнитооптического канала по жесткости. Разработана методика улучшения точности измеряемого импульса с помощью информации, поступившей с годоскопической системы детектора ФРАГМ. Данная процедура позволила улучшить точность измерения

импульса до 0,4 %, что необходимо для получения точной формы импульсных спектров реакций. Моделирование прохождения пучка ионов в магнитооптическом канале детектора ФРАГМ позволило определить основные его физические параметры, а также эффективность регистрации фрагментов в зависимости от их импульса.

Обнаружены изотопы ^{11}Be и ^{12}B , образующиеся в результате однократной перезарядки нуклонов. Также был измерен выход изотопа ^{12}Be , родившегося в процессе двойной перезарядки. Получены дифференциальные сечения рождения изотопов в зависимости от их импульса. Эти сечения оказались на два порядка меньше сечений выхода изотопов, образующихся без зарядового обмена. Выход азота ^{12}N измерить не удалось, однако была проведена оценка верхнего предела его выхода, который определялся по отношению к выходу ^{12}B .

Проведено сравнение экспериментальных данных с тремя моделями ядро-ядерных взаимодействий: BC, INCL, QMD. Сравнение полученных данных с предсказаниями моделей показало различие как с описанием формы импульсных спектров различными моделями, так и с экспериментом. В частности, модель INCL не воспроизводит квазиупругий пик зарядово-обменных реакций, модель BC наилучшим образом воспроизводит экспериментальные данные по форме, однако завышает выходы фрагментов. Оценка формы импульсных спектров бериллия и бора по ширине распределения была осуществлена в системе покоя налетающего ядра. Экспериментальные ширины сравнивались с предсказаниями, полученными в рамках модели Гольдхабера и периферической модели, а также с аналогичными данными по фрагментации ^{12}C . В целом экспериментальные данные хорошо согласуются в пределах ошибок с другими данными по фрагментации. В работе приведены новые экспериментальные результаты, которые позволяют дополнить информацию о ядерных реакциях и структуре легких ядер, что важно для модельных расчетов и понимания механизмов ядерных взаимодействий.

Благодарности. Авторы благодарны в первую очередь В. В. Куликову и П. И. Зарубину за обсуждение содержания работы и за ценные замечания, а также персоналу ускорительного комплекса ТВН и техническому персоналу эксперимента ФРАГМ за большой вклад в проведение измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *De Napoli M. et al.* Carbon Fragmentation Measurements and Validation of the Geant4 Nuclear Reaction Models for Hadron Therapy // *Phys. Med. Biol.* 2012. V. 57. P. 7651–7671.
2. *Lenske H., Bellone J.I., Colonna M., Lay J.A.* Theory of Single Charge Exchange Heavy Ion Reactions // *Phys. Rev. C.* 2018. V. 98. P. 044620; arXiv: 1803.06290 [nucl-th].

3. *Frekers D., Alanssari M.* Charge-Exchange Reactions and the Quest for Resolution // *Eur. Phys. J. A.* 2018. V. 54. P. 177.
4. *Geissel H. et al.* The GSI Projectile Fragment Separator (FRS): A Versatile Magnetic System for Relativistic Heavy Ions // *Nucl. Instr. Meth. B.* 1992. V. 70. P. 286–297.
5. *Ichihara T. et al.* Spin-Isospin Resonances Observed in the (d , ^2He) and (^{12}C , ^{12}N) Reactions at $E/A = 135$ MeV // *Nucl. Phys. A.* 1994. V. 569. P. 287–296.
6. *Rodriguez-Sanchez J. L. et al.* Study of $\Delta(1232)$ Excitations in Medium-Mass Nuclei with Peripheral Heavy Ion Charge-Exchange Reactions // *Phys. Lett. B.* 2020. V. 807. P. 135565; arXiv:2004.06404 [nucl-ex].
7. *Lenske H., Wolter H. H., Bohlen H. G.* Reaction Mechanism of Heavy-Ion Charge-Exchange Scattering at Intermediate Energies // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 62. P. 1457–1460.
8. *Amos K., Karataglidis S., Richter W. A.* Charge Exchange (p, n) Reaction to Isobaric Analogue States of Select Nuclei // *Eur. Phys. J. A.* 2020. V. 56. P. 284.
9. *Kelic A. et al.* Isotopic and Velocity Distributions of ^{83}Bi Produced in Charge-Pickup Reactions of ^{208}Pb at 1 A GeV // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 70. P. 064608; arXiv:nucl-ex/0407023 [nucl-ex].
10. *Abramov B. M., Borodin Yu. A., Bulychjov S. A., Dukhovskoy I. A., Krutenkova A. P., Kulikov V. V., Kulikovskaya A. A., Martemianov M. A., Matsyuk M. A., Turdakina E. N.* Ion Identification Using a FRAGM Magnetic Spectrometer // *Phys. At. Nucl.* 2022. V. 85, No. 9. P. 1541–1545.
11. *Ellegaard C. et al.* ($^3\text{He}, t$) Reaction at Intermediate Energies // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 50. P. 1745–1748.
12. *Ableev V. G., Eliseev S. M., Inozemtsev V. I., Kobushkin A. P., Kurepin A. B., Nikitin D. K., Nomojilov A. A., Piskunov N. M., Sharov V. I., Sitnik I. M.* Investigation of the Charge Exchange Reaction ($^3\text{He}, t$) at 4.37 GeV/c, 6.78 GeV/c, and 10.78 GeV/c with Δ Isobar Excitation in Carbon // *JETP Lett.* 1984. V. 40. P. 763–766.
13. *Contardo D. et al.* Study of the Δ Isobar Excitation in Nuclei with the ($^3\text{He}, t$) Reaction // *Phys. Lett. B.* 1986. V. 168. P. 331–335.
14. *Skobelev N. K. et al.* Cross Sections for Production of ^{43}Sc , ^{44}Sc , and ^{46}Sc Isotopes in the $^{45}\text{Sc} + ^3\text{He}$ Reaction // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2013. V. 10. P. 410–414.
15. *Skobelev N. K. et al.* Fusion and Transfer Cross Sections of ^3He Induced Reaction on Pt and Au in Energy Range 10–24.5 MeV // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2014. V. 11. P. 114–120.
16. *Skobelev N. K. et al.* Population of Excited States in ^{45}Ti Nuclei in Charge Exchange Reactions in a 29-MeV ^3He Beam // *Phys. Part. Nucl.* 2022. V. 53, No. 2. P. 382–386.
17. *Ichihara T. et al.* $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{12}\text{B}$ Charge Exchange Reaction at $E/A = 135$ MeV // *Phys. Lett. B.* 1994. V. 323. P. 278–283.
18. *Anderson B. D., Garcia L. A. C., Millener D. J., Manley D. M., Baldwin A. R., Fazely A., Madey R., Tamimi N., Watson J. W., Foster C. C.* $^{12}\text{C}(p, n)^{12}\text{N}$ Reaction at 135 MeV // *Phys. Rev. C.* 1996. V. 54. P. 237–253; arXiv:nucl-ex/9601001 [nucl-ex].

19. Гареев Ф. А., Строковский Е. А., Ратис Ю. Л. Зарядово-обменные реакции с участием нуклонов и легких ионов при низких и промежуточных энергиях // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25, вып. 9. С. 855–929.
20. Rodriguez-Sanchez J. L. et al. Systematic Study of $\Delta(1232)$ Resonance Excitations Using Single Isobaric Charge-Exchange Reactions Induced by Medium-Mass Projectiles of Sn // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. P. 014618; arXiv:2111.07641 [nucl-ex].
21. Mosbacher C. A., Osterfeld F. The $\Delta(1232)$ -Nucleon Interaction in the $^2\text{H}(p, n)$ Charge Exchange Reaction // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 2014–2028; arXiv:nucl-th/9704029 [nucl-th].
22. Tsuboyama T., Sai F., Katayama N., Kishida T., Yamamoto S. S. Double-Pion Production Induced by Deuteron-Proton Collisions in the Incident Deuteron Momentum Range 2.1–3.8 GeV/c // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 034001.
23. Alekseev N. N., Koshkarev D. G., Sharkov B. Yu. Non-Liouvillian Carbon Nucleus Accumulation at the ITEP Storage Accelerator Facility // JETP. Lett. 2003. V. 77. P. 123–125.
24. Alekseev N. N. et al. The Accelerator-Accumulator ITEP-TWAC // Phys. Part. Nucl. Lett. 2004. V. 1. P. 156–161.
25. Satov Yu. A. et al. A Stabilized Pulsed Repetition-Rate CO₂ Laser for a Laser Plasma Generator on Multiply Charged Ions // Instrum. Exp. Tech. 2003. V. 77. P. 123–125.
26. Alekseev N. N. et al. Acceleration of Carbon Nuclei up to Relativistic Energy in the U-10 Synchrotron // At. Energy. 2003. V. 95. P. 794–800.
27. Abramov B. M., Alekseev P. N., Borodin Yu. A., Bulychjov S. A., Dukhovskoy I. A., Krutenkova A. P., Kulikov V. V., Martemyanov M. A., Matsyuk M. A., Turdakina E. N., Khanov A. I. Manifestation of Quark Clusters in the Emission of Cumulative Protons in the Experiment on the Fragmentation of Carbon Ions // JETP Lett. 2013. V. 97. P. 439–443; arXiv:1304.6220 [nucl-ex].
28. Abramov B. M., Alekseev P. N., Borodin Yu. A., Bulychjov S. A., Dukhovskoy I. A., Krutenkova A. P., Kulikov V. V., Martemianov M. A., Matsyuk M. A., Mashnik S. G., Turdakina E. N., Khanov A. I. Protons from Carbon Ion Fragmentation at 0.3–2.0 GeV/Nucleon: Comparison with Models of Ion-Ion Interactions // Phys. At. Nucl. 2015. V. 78, No. 3. P. 373–380.
29. Abramov B. M., Alekseev P. N., Borodin Yu. A., Bulychjov S. A., Dukhovskoy I. A., Kaidalov A. B., Khanov A. I., Krutenkova A. P., Kulikov V. V., Martemianov M. A., Matsyuk M. A., Turdakina E. N. Nuclear Fragmentation Study at ITEP Heavy Ion Facility // J. Phys.: Conf. Ser. 2012. V. 381. P. 012037.
30. Brun R., Rademakers F. ROOT: An Object Oriented Data Analysis Framework // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 389. P. 81–86; ROOT Manual. <https://root.cern/manual/>.
31. Kharzheev Yu. N. Scintillation Counters in Modern High-Energy Physics Experiments (Review) // Phys. Part. Nucl. 2015. V. 46, No. 4. P. 678–728.
32. Craun R. L., Smith D. L. Analysis of Response Data for Several Organic Scintillators // Nucl. Instr. Meth. 1970. V. 80. P. 239–244.
33. Allison J. Recent Developments in Geant4 // Nucl. Instr. Meth. A. 2016. V. 835. P. 186–225.
34. Folger G., Ivanchenko V. N., Wellisch J. P. The Binary Cascade: Nucleon Nuclear Reaction // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 21. P. 407–417.

35. *Dudouet J., Cussol D., Durand D., Labalme M.* Benchmarking Geant4 Nuclear Models for Hadron Therapy with 95 MeV/Nucleon Carbon Ions // *Phys. Rev. C.* 2014. V. 89. P. 054616; arXiv:1309.1544 [nucl-ex].
36. *Aichelin J.* "Quantum" Molecular Dynamics: A Dynamical Microscopic n -Body Approach to Investigate Fragment Formation and the Nuclear Equation of State in Heavy Ion Collisions // *Phys. Rep.* 1991. V. 202. P. 233–360.
37. *Kulikovskaya A.A., Abramov B.M., Borodin Yu.A., Bulychjov S.A., Dukhovskoy I.A., Krutenkova A.P., Kulikov V.V., Martemianov M.A., Matsyuk M.A., Turdakina E.N.* Search for Nucleon Charge-Exchange Processes in the Fragmentation of Carbon Ions at an Energy of 300 MeV per Nucleon // *Phys. At. Nucl.* 2022. V. 85, No. 5. P. 466–473.
38. *Sihver L., Tsao C.H., Silberberg R., Kanai T., Barghouty A.F.* Total Reaction and Partial Cross-Section Calculations in Proton Nucleus ($Z(t) \leq 26$) and Nucleus–Nucleus Reactions ($Z(p)$ and $Z(t) \leq 26$) // *Phys. Rev. C.* 1993. V. 47. P. 1225–1236.
39. *Mashnik S.G.* Validation and Verification of MCNP6 against Intermediate and High-Energy Experimental Data and Results by Other Codes // *Eur. Phys. J. Plus.* 2011. V. 126. P. 49; arXiv:1011.4978 [nucl-th].
40. *Kelley J.H., Purcell J.E., Sheu C.G.* Energy Levels of Light Nuclei $A = 12$ // *Nucl. Phys. A.* 2017. V. 968. P. 71–253.
41. *Kulikovskaya A.A., Abramov B.M., Borodin Yu.A., Bulychjov S.A., Dukhovskoy I.A., Krutenkova A.P., Kulikov V.V., Martemianov M.A., Matsyuk M.A., Turdakina E.N.* Charge Exchange upon the Fragmentation of Carbon Ions at an Energy of 300 MeV/Nucleon: Comparing Models of Ion–Ion Interaction // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2023. V. 87, No. 8. P. 1147–1150.
42. *Goldhaber A.S.* Statistical Models of Fragmentation Processes // *Phys. Lett. B.* 1974. V. 53. P. 306–308.
43. *Bacquias A., Föhr V., Henzlova D., Kelic-Heil A., Ricciardi M.V., Schmidt K.-H.* Dispersion of Longitudinal Momentum Distributions Induced in Fragmentation Reactions // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 85. P. 024904; arXiv: 1111.1862 [nucl-ex].
44. *Bertsch G.* Pauli Suppression of Momentum Fluctuations // *Phys. Rev. Lett.* 1981. V. 46. P. 472–473.
45. *Viyogi Y.P. et al.* Fragmentation of ^{40}Ar at 213 MeV/Nucleon // *Phys. Rev. Lett.* 1979. V. 42. P. 33–36.
46. *Murphy M.J.* Phase Space Constraints on the Momenta of Projectile Fragments // *Phys. Lett. B.* 1984. V. 135. P. 25–28.
47. *Friedman W.A.* Heavy Ion Projectile Fragmentation: A Reexamination // *Phys. Rev. C.* 1983. V. 27. P. 569–577.
48. *Greiner D.E.* Momentum Distributions of Isotopes Produced by Fragmentation of Relativistic ^{12}C and ^{16}O Projectiles // *Phys. Rev. Lett.* 1975. V. 35. P. 152.